



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA

TESIS DOCTORAL

Estudio de los fenómenos de onda lenta y dispersión en estructuras periódicas de fotónica integrada

Departamento de Comunicaciones

Universidad Politécnica de Valencia

Valencia, 2008

Autor: Jaime García Rupérez

Directores: Dr. Javier Martí Sendra

Dr. Pablo Sanchis Kilders

Agradecimientos

Muchas son las personas que me han ayudado a completar el trabajo que ha dado lugar a esta Tesis Doctoral, tanto desde el punto de vista propiamente científico como haciendo agradables los momentos de ocio entre tantas ecuaciones, simulaciones y medidas.

Para comenzar, quisiera agradecer el apoyo prestado por mis directores de tesis, los doctores Javier Martí y Pablo Sanchis, por haberme guiado a través de este apasionante mundo de la fotónica. Y también gracias a los demás componentes del área de Dispositivos Fotónicos del NTC con los que he trabajado durante estos años: Ico, Blasco, y en especial al director de este área, Alex, quien me inició en unas cosas llamadas cristales fotónicos en mi Proyecto Final de Carrera (y al que no se le pasa ni un paper...).

Gracias también a toda la gente del NTC, junto a la cual he pasado grandísimos momentos cafeteros, deportivos, cerveceros, excursionistas,... El grupo ha crecido mucho en estos últimos años, pero siempre guardaré con especial cariño aquellos primeros años con Valentín, Amadeu, Karsten, Javi, Mónica, Jose M., Raquel, Rafa, Satur,... Y un recuerdo también para toda la demás gente que he podido conocer gracias a este trabajo: Andreas, Benito, Ayucar, Pedro, Rakesh, Alicia, Juan, Guillermo, Borja, Agustín, Teresa, Rafa Casquel,... y tantísima gente más. Es lo que no me gusta de esto de los agradecimientos, hay tanta gente de la que te acuerdas en estos momentos que es imposible nombrarlos a todos, aunque eso no significa que no hayan sido importantes para tí.

Un saludo para todos mis amigos de Xirivella, y en especial a Luis y Ponce, con los que he pasado grandes ratos.

Un recuerdo muy especial también para todos mis amigos de Teleco (¡esos Triviales!), especialmente para Dani, Jaipi, Sandra y Hueso.

Por último, un abrazo muy grande para mi familia, y en especial para los “enanos” Alejandro, Elvira y Elena, que consiguen sacarme una gran sonrisa cada vez que juegan con su tío.

Y muchas gracias a Ruth, que me ha acompañado durante estos últimos años haciendo que mi vida sea mucho más feliz.

Índice de la tesis

Resumen	i
Resum	iii
Summary	v
Lista de acrónimos.....	vii

Capítulo 1. Introducción.....	1
1.1. Introducción y estado actual de la fotónica	1
1.1.1. El desarrollo de las comunicaciones ópticas.....	1
1.1.2. La óptica integrada	3
1.1.3. Los cristales fotónicos	5
1.1.4. Las estructuras periódicas planares.....	8
1.1.5. El desarrollo de funcionalidades activas: la utilización de materiales no lineales.....	10
1.2. Marco de la tesis.....	12
1.3. Objetivos de la tesis.....	13
1.4. Estructura de la tesis	16
1.5. Referencias del capítulo	18

Capítulo 2. Estudio de una tecnología de cristales fotónicos planares de columnas de Silicio en un sustrato de sílice.....	23
2.1. Fundamentos teóricos de los cristales fotónicos.....	23
2.2. Los cristales fotónicos planares	30
2.2.1. Cristales fotónicos bidimensionales	30
2.2.2. El confinamiento en la dirección vertical: cristales fotónicos planares.	33
2.3. Cristal fotónico planar de columnas de Silicio en sílice.....	36
2.3.1. Situación previa: cristales fotónicos planares de agujeros	36
2.3.2. Diseño de un cristal fotónico planar de columnas de Silicio en un sustrato de sílice.....	41
2.3.3. Creación de guías en el cristal fotónico planar de columnas de Silicio	44

2.3.3.1. Creación de una guía de columnas de radio reducido.....	45
2.3.3.2. Creación de una guía mediante una línea strip de Silicio	48
2.4. Fabricación y caracterización de cristales fotónicos planares	51
2.4.1. Cristales fotónicos de agujeros de aire en Silicio.....	52
2.4.1.1. Proceso de fabricación	52
2.4.1.2. Proceso de caracterización y medida	55
2.4.1.3. Resultados de caracterización de las muestras fabricadas	59
2.4.2. Cristales fotónicos de columnas de Silicio en sílice	68
2.4.2.1. Proceso de fabricación	68
2.4.2.2. Proceso de caracterización y medida	72
2.4.2.3. Resultados de caracterización de las muestras fabricadas	72
2.5. Conclusiones	76
2.6. Contribuciones científicas.....	78
2.7. Referencias del capítulo	78

Capítulo 3. Propagación de pulsos en guías de cristal fotónico	83
3.1. Introducción	83
3.2. Modelo de propagación en guías de cristal fotónico	85
3.3. Influencia de la longitud finita de las guías de cristal fotónico y de su eficiencia de acoplo con las guías de acceso	90
3.3.1. Estudio de la propagación en guías de cristal fotónico finitas y comparación con simulaciones FDTD.....	90
3.3.1.1 Número de contribuciones requeridas para los cálculos.....	104
3.3.2. Otros estudios realizados	106
3.3.2.1. Influencia de la frecuencia central del pulso	106
3.3.2.2. Influencia de la anchura temporal del pulso.....	108
3.4. Compensación de dispersión en líneas de retardo basadas en guías de cristal fotónico.....	111
3.4.1. Cálculo de la velocidad de grupo y de la dispersión de una guía de cristal fotónico.....	111
3.4.1.1. Guía de cristal fotónico analizada	113
3.4.2. Diseño de la línea de retardo con dispersión compensada a partir de los parámetros de dispersión de la guía de cristal fotónico	117
3.4.3. Diseño de la línea de retardo con dispersión compensada mediante el modelo analítico de propagación propuesto	126
3.4.4. Uso del modelo analítico de propagación para la selección del punto de trabajo de la guía compensadora de dispersión	130
3.5. Conclusiones	132
3.6. Contribuciones científicas.....	134
3.7. Referencias del capítulo	134

Capítulo 4. Estructuras de onda lenta.....	137
4.1. Introducción	137
4.2. Mejora de la no linealidad en estructuras de onda lenta.....	138

4.2.1. Beneficios de la baja velocidad de grupo en aplicaciones no lineales	138
4.2.2. Criterios para la comparación entre estructuras de onda lenta para la mejora de los efectos no lineales	143
4.2.3. Estructuras periódicas 1D analizadas y resultados	150
4.2.3.1. Fila simple de columnas de CdTe	151
4.2.3.2. Fila triple de columnas de CdTe	153
4.2.3.3. Guía de CdTe con agujeros de aire	155
4.2.3.4. Guía de CdTe con columnas adyacentes	163
4.2.3.5. Guía corrugada de CdTe	165
4.2.3.6. Conclusiones de las estructuras periódicas 1D analizadas	175
4.2.4. Ejemplo de aplicación de la mejora no lineal para la realización de dispositivos de procesamiento todo-óptico	176
4.3. Estudio del incremento de las pérdidas de propagación en estructuras de onda lenta	179
4.3.1. Introducción	179
4.3.2. Método de cálculo de las pérdidas de propagación a partir del tensor de Green	182
4.3.3. Cálculo de las pérdidas de propagación en estructuras de guiado periódicas	186
4.4. Fabricación y caracterización de una guía corrugada de Silicio para la creación de elementos de onda lenta	191
4.5. Conclusiones	199
4.6. Contribuciones científicas	201
4.7. Referencias del capítulo	202

Capítulo 5. Conclusiones y Líneas Futuras..... 205

5.1. Conclusiones del trabajo realizado	205
5.2. Líneas futuras	210
5.3. Contribuciones originales	212

Anexo A. La red recíproca y la zona de Brillouin..... 217

A.1. La red recíproca	217
A.2. Obtención de los vectores de red recíproca	218
A.3. La zona de Brillouin	219
A.3.1. Zona de Brillouin de redes bidimensionales	220

Anexo B. Simulador MPB..... 223

B.1. Introducción	223
B.2. Descripción del método	224
B.3. Ejemplos de los scripts utilizados	225
B.3.1. planar3Dcolumns-SiSiO2.ctf	226
B.3.2. planar3Dcolumns-SiSiO2-guiareducido.ctf	227

Anexo C. Listado completo de referencias 229

C.1. Listado de referencias	229
-----------------------------	-----

Resumen

El desarrollo de las tecnologías ópticas de transmisión permite disponer hoy en día de grandes anchos de banda y elevadas velocidades de transmisión, lo que permite proporcionar servicios de una calidad cada vez mayor a un mayor número de usuarios. Para dar un paso más en el campo de las comunicaciones ópticas es necesario el desarrollo de dispositivos fotónicos que puedan realizar directamente en el dominio óptico las tareas de procesado de la red, sin necesidad de una conversión al dominio eléctrico que limite la velocidad de transmisión final. Una de las posibles alternativas para conseguir este tipo de dispositivos de procesado óptico es el uso de estructuras periódicas como los cristales fotónicos.

En esta tesis doctoral se ha estudiado la utilización de estructuras periódicas para la realización de funciones de procesado directamente en el dominio óptico, como el guiado, la creación de líneas de retardo y compensadores de dispersión ultracompactos, o la implementación de una puerta lógica XOR basada en elementos de onda lenta. Además de estas funcionalidades, también se han estudiado diversos aspectos de interés de este tipo de estructuras periódicas, como son la influencia de la longitud finita en guías de cristal fotónico, el uso de estructuras de onda lenta para la mejora de los efectos no lineales de los materiales, o el incremento de las pérdidas de propagación en las regiones de baja velocidad de grupo. También se ha propuesto una nueva configuración de cristal fotónico consistente en una red de columnas de Silicio en un medio de sílice, la cual proporciona una serie de ventajas respecto a las configuraciones de agujeros en un medio de alto índice utilizadas habitualmente.

Se han podido fabricar y caracterizar diversas muestras de algunas de las estructuras estudiadas teóricamente, lo que ha permitido comprobar que su comportamiento real se ajusta a los resultados obtenidos en la fase de diseño. Comentar que, tanto en la fase de diseño como en la de fabricación y caracterización experimental, únicamente se han considerado materiales compatibles con la tecnología de fabricación CMOS utilizada en la industria de la microelectrónica (Silicio, óxido de Silicio y telurio de Cadmio). Este aspecto es fundamental para tener un proceso de fabricación que sea sencillo y barato, lo que posibilitaría la fabricación a gran escala de este tipo de dispositivos fotónicos y su entrada en el mercado de las telecomunicaciones.

Resum

El desenvolupament de les tecnologies òptiques de transmissió permet disposar hui dia de grans amplituds de banda i elevades velocitats de transmissió, el que permeteix podrà proporcionar serveis d'una qualitat cada vegada major a un major nombre d'usuaris. Per a donar un pas més en el camp de les comunicacions òptiques és necessari el desenvolupament de dispositius fotònics que puguin realitzar directament en el domini òptic tasques de processat, sense fer una conversió al domini elèctric que limite la velocitat de transmissió final. Una de les possibles alternatives per tal d'aconseguir aquest tipus de dispositius de processat òptic és la utilització d'estructures periòdiques com els cristalls fotònics.

En aquesta tesi doctoral s'ha estudiat la utilització d'estructures periòdiques per a la realització de funcions de processat directament en el domini òptic, com el guiat, la creació de línies de retard i compensadors de dispersió ultracompactes, o la implementació d'una porta lògica XOR basada en elements d'ona lenta. A més d'aquestes funcionalitats, també s'han estudiat diversos aspectes d'interès d'aquest tipus d'estructures periòdiques, com són la influència de la longitud finita en guies de cristall fotònic, l'ús d'estructures d'ona lenta per millorar els efectes no lineals dels materials, o l'increment de les pèrdues de propagació a les regions de baixa velocitat de grup. També s'ha proposat una nova configuració de cristall fotònic consistent en una xarxa de columnes de Silici en un medi de sílice, la qual proporciona una sèrie d'avantatges respecte a les configuracions de forats en un medi d'alt índex utilitzades habitualment.

S'han pogut fabricar i caracteritzar diverses mostres d'algunes de les estructures estudiades teòricament, el que ha permès comprovar que el seu comportament real s'ajusta als resultats obtinguts en la fase de disseny. Cal comentar que, tant en la fase de disseny com en la de fabricació i caracterització experimental, únicament s'han considerat materials compatibles amb la tecnologia de fabricació CMOS utilitzada en la indústria de la microelectrònica (Silici, òxid de Silici y tel·lur de Cadmi). Aquest aspecte és fonamental per tindre un procés de fabricació que siga senzill i barat, el que possibilitaria la fabricació a gran escala d'aquest tipus de dispositius fotònics y la seua entrada en el mercat de les telecomunicacions.

Summary

The constant development of optical transmission technologies nowadays allows having large bandwidths and transmission velocities, which is used for high quality and increased user subscription. To go one step forward in the field of optical communications, it is needed the development of photonic devices capable of processing optically without the need for optical-electrical-optical conversion which limits the final capacity. One of the alternatives to achieve this kind of optical processing devices is using periodic structures such as photonic crystals.

In this doctoral thesis, the use of periodic structures to perform processing functions directly in the optical domain has been studied: guiding, ultra-compact delay lines and dispersion compensation elements, or XOR logic-gates with slow-wave elements. Besides these functionalities, other issues of interest of this kind of periodic structures have also been studied: the influence of finite length in photonic crystal waveguides, the use of slow-wave structures to enhance the non-linear effects of the materials, or the increase of propagation losses for waves with low group velocity. Also a new configuration of photonic crystal made of Silicon rods in a silica core, which presents several advantages when comparing to the traditional configurations of holes in a high index core, is proposed.

Several samples with some of the structures theoretically studied have been fabricated and characterized, confirming that their real behavior matches with the results obtained in the design step. It is worth to mention that, both in the design and the fabrication-characterization steps, only materials compatible with CMOS fabrication technology have been considered (Silicon, Silicon oxide and Cadmium telluride). This is a basic requirement to have a simple and cheap fabrication process, which allows the mass-manufacturing of these photonic devices and their entry into the telecommunications market.

Lista de acrónimos

ASE	Amplified Spontaneous Emission
BPSG	Boro, Phosphorus, Silica Glass
CAMFR	CAvity Modelling FRamework
CdTe	Teluro de Cadmio
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DUV	Deep UV
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
EBL	E-Beam Lithography
EME	EigenMode Expansion
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FPI	Formación de Personal Investigador
FWHM	Full Width Half Maximum
GaAs	Arseniuro de Galio
GVD	Group Velocity Dispersion
HARE	High Aspect Ratio Etch
HF	Ácido Fluorhídrico
ICP	Ion Coupled Etching
INTEC	Department of Information Technology (Universidad de Gante, Bélgica)
IP	Internet Protocol
IR	Infrarrojos
LPCVD	Low Pressure Chemical Vapour Deposition
MIT	Massachusets Institute of Technology
MPB	MIT Photonic Bands
MPLS	Multi-Protocol Label Switching

MZI	Mach-Zehnder Interferometer
NTC	Nanophotonics Technology Center
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PBG	Photonic Band Gap
PBS	Polarization Beam Splitter
PHOLOGIC	Nanophotonic Logic Gates
PIC	Photonic Integrated Circuit
PWE	Plane-Wave Expansion
RMS	Root Mean Square
SLWG	Single-Line-Defect Waveguide
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SOI	Silicon On Insulator
TEOS	Tetraetilortosilicato
TIR	Total Internal Reflection
TPA	Two-Photon Absorption
UPV	Universidad Politécnica de Valencia
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross-Phase Modulation

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción y estado actual de la fotónica

1.1.1. El desarrollo de las comunicaciones ópticas

Uno de los factores fundamentales del éxito de la implantación de los servicios de comunicaciones de los que disponemos actualmente (Internet de alta velocidad, televisión bajo demanda, telefonía, etc.) es el desarrollo en el pasado de las redes de comunicaciones ópticas. Todos estos servicios requieren de un medio de transmisión que proporcione una capacidad muy elevada (i.e., un gran ancho de banda), principalmente para el caso del acceso a Internet y a redes de datos IP, donde el número de usuarios crece constantemente, así como el ancho de banda demandado por estos. La fibra óptica ofrece un gran ancho de banda de transmisión, lo que combinado con técnicas de multiplexación como DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*) y protocolos de conmutación como MPLS (*Multi-Protocol Label Switching*), proporciona la infraestructura necesaria para tener una red global de transporte para estos nuevos servicios IP.

Sin embargo, todas estas técnicas de multiplexación, rutado, conmutación, etc. requieren de funciones de procesamiento muy sofisticadas, las cuales se realizan habitualmente en el dominio eléctrico, mientras que la transmisión de datos se realiza en el dominio óptico. El problema es que las tasas binarias de trabajo en el dominio eléctrico son mucho más reducidas que las que se disponen en el dominio óptico, por lo que existirá una limitación en la velocidad de transmisión final conseguida debido a esta **necesidad de conversión de la información al dominio eléctrico para llevar a cabo las funciones de procesamiento de la red**. Además, este problema es cada vez mayor debido a las pequeñas mejoras de velocidad proporcionadas por los avances en circuitos electrónicos, en contraposición a los importantes avances en este aspecto conseguidos para las tecnologías ópticas. Por tanto, parece inevitable que cada vez más funcionalidades relacionadas con la inteligencia de la red, como la conmutación o el encaminamiento, sean implementadas en su capa óptica, de forma que se pueda aprovechar mejor esta mayor velocidad de transmisión.

Un gran esfuerzo se ha dedicado en las últimas décadas del siglo XX y a comienzos del siglo XXI en el desarrollo de elementos que permitan la realización tanto de funcionalidades pasivas (división y combinación de señales, filtrado, control de polarización, introducción de retardos,...) como activas (conmutación, modulación, conversión de longitud de onda, amplificación,...) directamente en el dominio óptico [Cap99]. Grandes avances se han logrado en esta dirección, aunque la capacidad de procesamiento conseguida mediante estos componentes dista todavía mucho de las prestaciones proporcionadas por el procesamiento electrónico de la señal. Además, uno de los principales problemas de estos dispositivos funcionales ópticos es su gran tamaño, debido a que generalmente están basados en la propia fibra óptica utilizada para realizar la transmisión de la señal (por ejemplo, se introduce una perturbación periódica del índice del núcleo de la fibra para la creación de filtros, o se realiza un dopado con materiales no lineales, como el Erblio, para la creación de amplificadores). Uno de los ejemplos más claros del gran tamaño de este tipo de componentes se puede ver con un elemento tan sencillo conceptualmente como una línea de retardo, pero que sin embargo es muy difícil de implementar en el dominio óptico. Lo que se hace habitualmente es utilizar rollos de fibra óptica de varios kilómetros de longitud, de forma que se consiga introducir el retardo deseado. Además, todos estos componentes son elementos discretos, lo que provoca que cuando se quiera obtener una estructura de procesamiento de mayor complejidad mediante la combinación de varios elementos, el montaje resultante sea tremendamente voluminoso.

Por último, además del problema del gran tamaño de los componentes ópticos discretos, su precio es también muy elevado debido a que su fabricación se realiza generalmente de forma "individual", a veces incluso de una forma prácticamente "artesanal". Este elevado coste es una de las principales causas de que el uso de dispositivos completamente ópticos para la realización de procesamiento no termine de penetrar totalmente en el mercado.

1.1.2. La óptica integrada

Para solucionar estos problemas, lo que se intenta es obtener dispositivos ópticos que permitan realizar las funcionalidades comentadas anteriormente, pero cuyo tamaño sea cada vez más reducido. De esta forma, se podrían obtener dispositivos finales que realicen funcionalidades más sofisticadas mediante la combinación de varios de estos elementos, pero ocupando un volumen mucho más reducido. La forma de conseguir esto es siguiendo un camino similar al de la microelectrónica, donde se pasó de tener circuitos eléctricos muy voluminosos formados por elementos discretos (bobinas, resistencias, transistores encapsulados,...), a ser capaz de integrar cientos de miles de transistores en un único chip de unos pocos milímetros cuadrados, mediante el cual se pueden llevar a cabo procesados de una complejidad muy elevada.

Esto es lo que se busca en la actualidad para el caso de las señales ópticas, dando lugar a la creación de un nuevo campo denominado **nanofotónica**. La nanofotónica está experimentando un gran auge y desarrollo en la actualidad, ya que permite conseguir dispositivos funcionales y circuitos ópticos integrados con un tamaño en la escala de los nanómetros, lo que se espera que permita dar un paso tan radicalmente importante como el de la microelectrónica en el caso electrónico.

Estos dispositivos de óptica integrada se basan generalmente en la creación de guías de onda de un material dieléctrico con un determinado índice de refracción, el cual se encuentra rodeado de otro material de índice menor, de forma similar a lo que ocurre en la fibra óptica (ver figura 1.1) [Sal91]. La sección transversal de estas guías va desde las decenas de μm^2 hasta valores por debajo de las $0.1 \mu\text{m}^2$, dependiendo del contraste entre los índices del núcleo de la guía y del material que lo rodea (a mayor contraste de índices, más confinada estará la luz en la guía y se tendrán menores dimensiones transversales). De esta forma, se podrán crear estructuras ópticas de un tamaño muy reducido sobre un sustrato planar, lo que facilitará su integración.

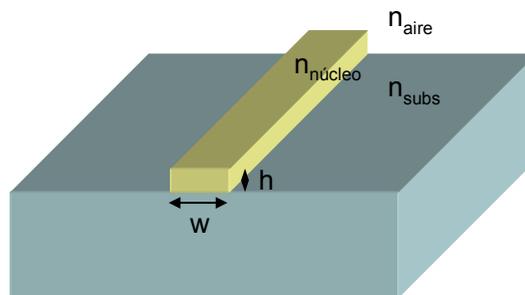


Figura 1.1. Ejemplo de guía óptica integrada formada por un material con un índice de refracción ($n_{\text{núcleo}}$) que es mayor al de los materiales que le rodean (n_{subs} y n_{aire}).

En base a este elemento tan simple como es la guía de onda, se pueden crear dispositivos que realizan funcionalidades más complejas que únicamente la de guiar la luz de un punto a otro del circuito. Un ejemplo de dispositivo más complejo puede ser un demultiplexor de longitud de onda basado en un acoplador direccional. Un acoplador direccional consiste básicamente en 2 guías de onda paralelas y muy próximas entre sí (ver figura 1.2), de forma que la luz se va acoplando de una a otra al viajar a lo largo de ellas [Sal91]. De esta forma, cada cierta longitud (denominada longitud de acoplo) se tendrá toda la potencia en una de las guías o en la otra. Si el diseño del acoplador se realiza de forma apropiada, se podrá conseguir tener en un brazo de salida del dispositivo la señal de una determinada longitud de onda y la de otra longitud de onda en el otro brazo.

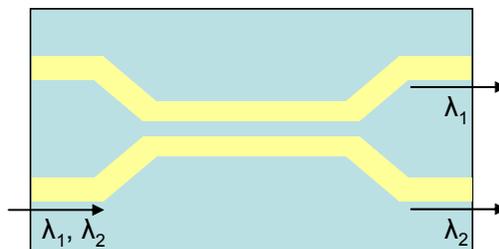


Figura 1.2. Ejemplo de un acoplador direccional. Este elemento consiste en 2 guías de onda situadas paralelas, de forma que la señal se acopla alternativamente de una a otra cada cierta longitud.

Otro ejemplo de dispositivo funcional puede ser el de un filtro de banda estrecha basado en un anillo resonante. Esta estructura consiste en situar en las proximidades de la guía dieléctrica, un anillo dieléctrico basado en la propia guía, tal y como se muestra en la figura 1.3 [Hee03]. Únicamente la señal con longitud de onda λ_i se acoplará al anillo y será extraída de la señal total que viaja por la guía. La longitud de onda λ_i acoplada desde la guía estará determinada por la longitud total del anillo.

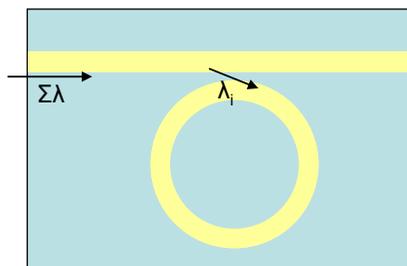


Figura 1.3. Ejemplo de un filtro de banda estrecha realizado mediante un anillo resonante. La señal con longitud de onda λ_i se acoplará al anillo y será extraída de la guía.

Además de la importante ventaja de la óptica integrada en lo que se refiere al tamaño final de los dispositivos, también hay que destacar que para el proceso de fabricación de estos dispositivos se puede hacer uso de técnicas ya existentes procedentes de la industria de la microelectrónica. En la actualidad ha despertado gran interés el uso de materiales típicamente utilizados en las líneas de fabricación CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) de microelectrónica, como son el Silicio o el óxido de Silicio, para la creación de estructuras ópticas integradas [Ree04, Xia07, Xia08]. Esto permite que los costes de fabricación de este tipo de dispositivos integrados sean cada vez más bajos, lo que facilitará su fabricación a gran escala y su entrada en el mercado de las telecomunicaciones en un futuro no muy lejano.

1.1.3. Los cristales fotónicos

Pese al gran avance que supone el desarrollo de la óptica integrada de cara a la realización de funcionalidades totalmente ópticas mediante dispositivos de tamaño muy reducido, a veces es complicado o incluso imposible obtener estructuras que permitan realizar algunas funcionalidades más complejas. Para ello será necesario conseguir estructuras que nos permitan tener un control más preciso de la luz, de forma similar a lo que ocurre con el transistor y los semiconductores en la electrónica. Una de las tecnologías candidatas a dar este salto en el campo de la fotónica y que ha atraído un gran interés en los últimos años son los **cristales fotónicos**. Esta tecnología, aparecida a finales de los 80 [Yab87, Joh87], se basa en la formación de estructuras dieléctricas periódicas con una característica fundamental: esta periodicidad impedirá la propagación de la luz a través de la estructura para unas determinadas longitudes de onda. Este comportamiento es análogo al que se da para un electrón cuando se encuentra en un cristal (distribución periódica de átomos o moléculas), el cual presenta un potencial periódico que condiciona la propagación de los electrones a través de él. Si la geometría es la adecuada y el potencial de red es lo suficientemente grande puede aparecer un *gap* (hueco) en la estructura de bandas energéticas del cristal, impidiéndose la propagación de los electrones, tal y como ocurre en los semiconductores entre la banda de valencia y la de conducción.

Para el caso de los cristales fotónicos, en lugar de tener un potencial periódico a nivel atómico, se tendrá una distribución periódica macroscópica de materiales dieléctricos. Si las constantes dieléctricas de los materiales que forman el cristal son lo suficientemente distintas, las reflexiones producidas en los interfaces entre estos materiales pueden provocar fenómenos similares para los fotones (modos de luz) a los que el potencial atómico provocaba para los electrones. De esta forma se podrá tener un control preciso de la propagación de la luz en este medio debido a la aparición de lo que se denominan **bandas prohibidas fotónicas** (*photonic band gaps*, **PBGs**), las cuales evitan la

propagación en determinadas direcciones de la luz con ciertas frecuencias [Joa95].

Dependiendo del número de dimensiones en las que se tenga la periodicidad se podrá hablar de cristales fotónicos unidimensionales (1D), bidimensionales (2D) o tridimensionales (3D), tal y como se muestra en la figura 1.4. Estrictamente hablando, únicamente se conseguirá un control total de la luz cuando se haga uso de un cristal fotónico 3D, ya que se podrá inhibir completamente la propagación de la luz en todas las direcciones del espacio. Si en este cristal fotónico tridimensional se introduce un defecto puntual, por ejemplo cambiando la constante dieléctrica de uno de los elementos que forman la red, se creará una cavidad resonante idealmente perfecta, ya que la luz no podrá penetrar en el cristal fotónico que le rodea debido al efecto del *photonic band gap*. Del mismo modo, si en lugar de introducir un defecto puntual en el cristal se introduce un defecto lineal, se tendrá una guía de onda óptica (de nuevo, idealmente sin pérdidas).

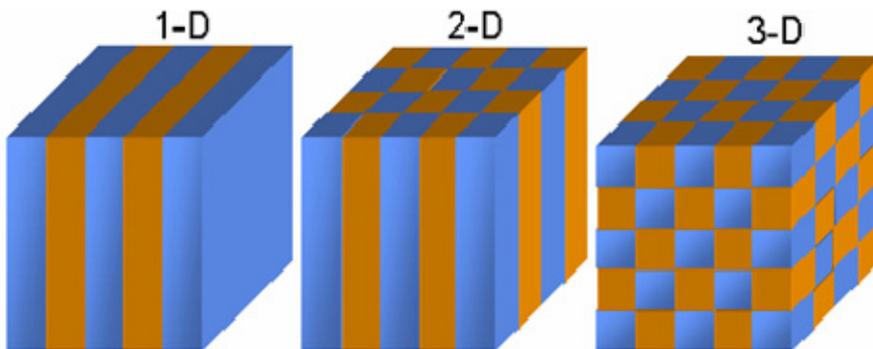


Figura 1.4. Esquema de cristales fotónicos unidimensionales (1D), bidimensionales (2D) y tridimensionales (3D). Los diferentes colores representan materiales con distinta constante dieléctrica. La característica que define un cristal fotónico es la periodicidad del material dieléctrico a lo largo de uno o más ejes, como se puede ver en la figura.

Con estos elementos básicos en cristal fotónico (cavidades y guías) se pueden crear estructuras funcionales más complejas de forma similar a como se hacía para el caso de las guías ópticas integradas (acopladores, filtros basados en guías con cavidades,...). Pero además, los cristales fotónicos presentan la ventaja de que el confinamiento en el interior de las guías y de las cavidades es idealmente sin pérdidas debido al efecto del PBG. Esto permitirá **reducir los tamaños de las estructuras, así como el radio de curvatura de las guías creadas** [Cho01, Chu00, Tok00], lo que incrementará el nivel de integración que se puede conseguir.

Además de la mejora en el control de la propagación de la luz, los cristales fotónicos presentan otras propiedades muy interesantes derivadas de la propia periodicidad de la estructura. Esta periodicidad hace que, cuando se crea una guía mediante la introducción de un defecto lineal, aparezcan ciertos rangos de frecuencias en los que se tienen **bajos valores de velocidad de grupo** de la onda propagada y **altos valores de dispersión**. Al reducir la velocidad de grupo de la onda guiada se conseguirá frenar su propagación, de forma que se podrán tener retardos elevados utilizando estructuras con una longitud reducida [Sca96, Lan01, Pov05, Gom07, Sun07]. Este elemento (las líneas de retardo) es fundamental para el desarrollo del procesado todo-óptico de la información. En el caso de la fotónica no existen las memorias en el sentido en el que se las conoce para el caso de la electrónica, de forma que no se podrá almacenar información óptica durante un tiempo indefinido para que sea procesada posteriormente. Lo que se hace en el caso óptico es retardar la información el tiempo necesario hasta el instante en el que se necesite como entrada de un determinado dispositivo. Como se ha comentado anteriormente, estos retardos actualmente se introducen haciendo uso de carretes de fibra con la longitud necesaria o mediante otros tipos de líneas de retardo sintonizables, también de gran tamaño. Estos grandes tamaños harán imposible la integración de las estructuras, por lo que será necesario conseguir elementos que introduzcan un retardo elevado pero cuyo tamaño sea reducido. Esto se puede conseguir haciendo uso del fenómeno de onda lenta en cristales fotónicos, donde es posible obtener velocidades de propagación varias decenas o centenares de veces inferiores a la de la luz.

Pero esta velocidad de grupo no suele ser constante para todo el espectro de propagación de la guía, sino que variará con la frecuencia. Este fenómeno recibe el nombre de dispersión de la velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion*, GVD) o dispersión cromática. La dispersión cromática provoca que las diferentes componentes espectrales de un pulso (o cualquier otra señal con un determinado ancho de banda) que se propague por la guía viajen con velocidades de grupo diferentes, de forma que se producirá una deformación de la señal, generalmente un ensanchamiento debido a que cada frecuencia llega con distinto retardo. Esto es lo que ocurre también cuando una señal viaja a través de un tramo de fibra óptica de una red. La fibra óptica monomodo posee un cierto valor de dispersión cromática que produce una distorsión de las señales propagadas, lo que puede llegar a imposibilitar el procesado de la señal en el destino. Para corregir esta distorsión se suele hacer uso de un segundo tramo de fibra óptica cuya dispersión cromática es de signo contrario (las frecuencias que antes viajaban más rápidas ahora viajarán más lentas, y viceversa), de forma que ambas distorsiones se compensan y se recupera la forma original del pulso [Agr97]. El problema de utilizar estas fibras compensadoras de dispersión es el mismo que se comentaba anteriormente para el caso de las líneas de retardo: será necesario utilizar rollos de varios kilómetros de fibra compensadora para realizar esta compensación, lo que imposibilita la integración.

Los cristales fotónicos poseen la característica de poder proporcionar **valores muy elevados de dispersión cromática** cuando se trabaja en ciertas

regiones frecuenciales de la banda guiada [Not01b, Eng06]. Estos valores son varios órdenes de magnitud superiores a los que se tienen en la fibra óptica tradicional (pueden llegar a ser hasta un millón de veces superiores) [Tal06]. Además, el cristal fotónico puede ser diseñado para poder trabajar en regiones que tengan **dispersión tanto de signo negativo** (la misma que para las fibras ópticas tradicionales) **como de signo positivo** (necesaria para realizar la compensación). Estas dos características (los altos valores de dispersión y la posibilidad de tener dispersión de ambos signos) hacen de los cristales fotónicos unos candidatos muy interesantes para trabajar como **compensadores de dispersión ultracompactos** que sustituyan a los tradicionales y voluminosos rollos de fibra óptica compensadora de varias decenas de kilómetros [Hos02, Pet05].

1.1.4. Las estructuras periódicas planares

Tal y como se ha comentado anteriormente, para tener un control total sobre la luz será necesario tener un cristal fotónico 3D, donde la propagación puede ser inhibida en todas las direcciones del espacio. Sin embargo, la implementación física de estas estructuras es muy compleja, y todavía lo es más la introducción de defectos en su interior para la creación de cavidades o guías en estas estructuras tridimensionales [Bla00, Lin98]. Como alternativa más “práctica” a estas complejas estructuras tridimensionales, se suele trabajar con lo que se denominan **cristales fotónicos planares**. Estas estructuras son cristales fotónicos bidimensionales los cuales, en lugar de ser infinitos en la dirección vertical, tienen una altura finita [Cho00, Joh99, Pob99]. En la figura 1.5 se muestra un ejemplo de un cristal fotónico planar de agujeros creados sobre un material dieléctrico. De esta forma se consigue controlar la propagación de la luz en el plano mediante el efecto de *band gap*, obteniéndose las ventajas de los cristales fotónicos que se comentaban anteriormente (modos idealmente sin pérdidas, baja velocidad de grupo, alta dispersión,...), mientras que en la dirección vertical se hace uso del efecto de reflexión total interna para mantener la luz confinada en el plano. También se podrán crear cavidades y guías en estos cristales fotónicos planares introduciendo defectos puntuales y lineales [Lon01] de forma similar a lo que se hacía para el caso de los cristales fotónicos tridimensionales. Para el ejemplo de la figura 1.5, se podrá crear una cavidad eliminando un determinado agujero de la estructura [Nod00, Pai99] o una guía eliminando una fila de agujeros en una determinada dirección [Adi00, Joh00], tal y como se muestra en la figura 1.6, de forma que la luz quedará confinada lateralmente en los defectos por el efecto del *band gap*, mientras que en la dirección vertical quedará confinada por el efecto de reflexión total interna.

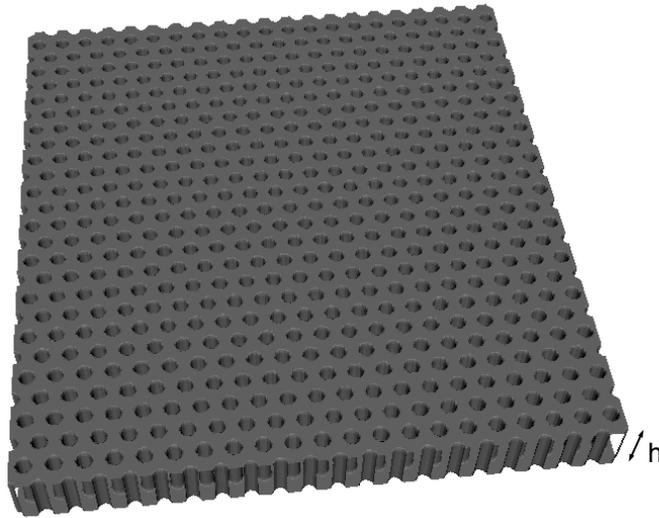


Figura 1.5. Ejemplo de un cristal fotónico planar de agujeros. Se puede ver como la estructura tiene una altura finita.

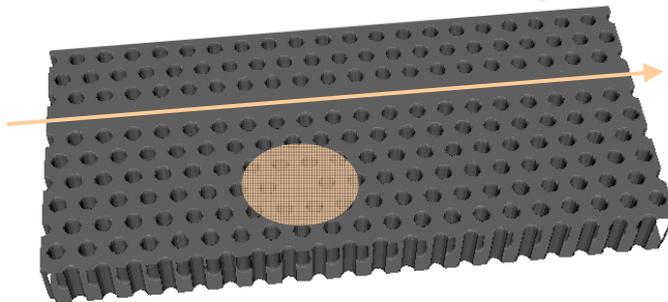


Figura 1.6. Ejemplo la introducción de defectos puntuales y lineales para la creación de cavidades y guías en un cristal fotónico planar.

Este tipo de estructuras pueden ser fabricadas sobre sustratos planares de forma similar a como se veía para el caso de los dispositivos ópticos integrados comentados en el apartado 1.1.2 [Bog02, Cho00, Lon00]. Por tanto, se podrá partir de los métodos de fabricación ya desarrollados para componentes ópticos integrados, introduciendo las modificaciones necesarias para adaptar el proceso a estas estructuras de complejidad más elevada. De este modo, como los procesos de fabricación de cristales fotónicos planares y de elementos ópticos integrados basados en guiado por índices son similares y compatibles, se podrán integrar elementos de ambas tecnologías en un mismo sustrato, consiguiéndose así dispositivos finales de una mayor complejidad funcional.

Gran cantidad de elementos basados en cristales fotónicos planares han sido reportados en los últimos años, yendo desde simples guías [Lau02, Yar99], hasta filtros de cavidades, pasando por acopladores direccionales [Cue03], demultiplexores [Kos01, Qiu03], divisores [Bos02] o estructuras de inserción-extracción de canal (*Add-Drop Filters*) [Fan98], hasta incluso puertas lógicas integradas [Tan05].

Sin embargo, las propiedades más interesantes de los cristales fotónicos son las que se derivan de la periodicidad de la estructura en la dirección de propagación. Esta periodicidad provoca la curvatura de las bandas guiadas, que es la responsable de las bajas velocidades de grupo y de las altas dispersiones cromáticas conseguidas. Por tanto, en ciertas ocasiones no será necesario tener estructuras que sean periódicas en dos o en tres dimensiones, como se veía anteriormente, sino que bastará con tener una estructura que sea periódica en la dirección de propagación [Pov05, Kuh07]. Esto puede ser conseguido de forma más sencilla sobre sustratos planares mediante estructuras como las que se muestran en la figura 1.7. Se espera que estas **estructuras periódicas 1D** sean más sencillas de fabricar, a la vez que seguirán proporcionando las ventajas derivadas de su periodicidad en la dirección de propagación.

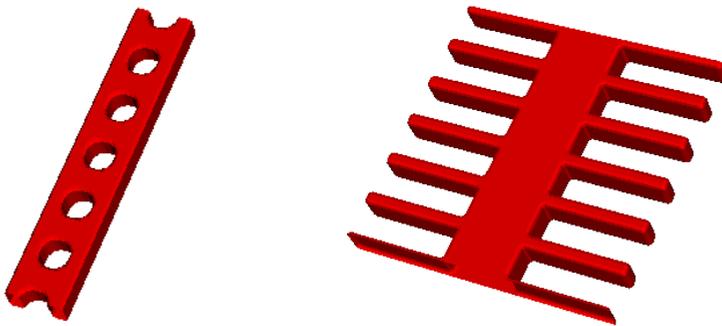


Figura 1.7. Ejemplo de estructuras que son periódicas únicamente en la dirección de propagación.

1.1.5. El desarrollo de funcionalidades activas: la utilización de materiales no lineales

Pese a que muchas de las funcionalidades que se ha comentado anteriormente que se podían conseguir mediante dispositivos ópticos integrados basados en guiado por índice, cristales fotónicos y estructuras periódicas 1D son muy interesantes (divisores, demultiplexores, filtros, líneas de retardo,...), todavía se puede dar un paso más allá haciendo que los dispositivos creados sean

activos. Teniendo dispositivos fotónicos activos se podrán conseguir definitivamente elementos que realicen funcionalidades lógicas en el dominio óptico de forma similar a lo que ya se tiene para el caso eléctrico, siendo los auténticos responsables del desarrollo electrónico al que se ha llegado hoy en día. Si se consigue dar este paso definitivamente, obteniéndose dispositivos lógicos integrados totalmente ópticos, se conseguirá abrir realmente el camino para la penetración total de la tecnología fotónica en la Sociedad de la Información. El objetivo final de este desarrollo sería la obtención de dispositivos de computación óptica, es decir, computadores totalmente ópticos con una mayor rapidez y un consumo menor al de los equipos actuales.

Para conseguir este funcionamiento activo en el campo de la óptica se hace uso de lo que se denominan **materiales no lineales**. De forma breve, estos materiales presentan la capacidad de cambiar su índice de refracción en función de otra magnitud externa, como puede ser la temperatura [Chu06], una señal eléctrica [Jac06, Xu05, Xu07] o la inyección de una señal óptica de alta potencia. De este modo, si por ejemplo se tiene un dispositivo de los comentados en los apartados anteriores, pero que esté fabricado en un material no lineal, se podrá configurar dinámicamente su funcionamiento haciendo uso de otra señal externa. De esta forma, se podrán tener filtros ópticos en los que se pueda variar la longitud de onda filtrada, líneas de retardo en las que se pueda modificar el retardo introducido, filtros de inserción-extracción de canal reconfigurables [Chu06], conmutadores que dejen pasar o no la luz en función de otra señal externa [Xu07], o moduladores [Xu05, Jac06]. Por tanto, se dispondrá de **dispositivos lógicos ópticos totalmente reconfigurables que permitan la realización de funcionalidades complejas sin necesidad de tener que pasar la señal del dominio óptico al eléctrico** [Vla05, Chu06].

El uso de materiales no lineales para la creación de dispositivos ópticos integrados es un campo muy reciente que está atrayendo un gran interés [Bha01]. La situación deseable sería aquella en la que el funcionamiento del circuito óptico creado pueda ser controlado mediante otra señal óptica guiada como las que se han comentado en los apartados anteriores. Sin embargo, esto es complicado de conseguir, ya que el grado de no linealidad óptica de los materiales de los que se dispone no es demasiado elevado, por lo que se requieren de grandes potencias y largas longitudes de las estructuras para inducir el cambio de índice deseado y realizar así las funcionalidades diseñadas. Una solución propuesta para este problema es el **uso de estructuras de onda lenta para reducir los requerimientos de potencia y los tamaños finales de los dispositivos**. Se ha comprobado que cuando se reduce la velocidad de propagación de una onda, la interacción entre el campo electromagnético y el material a través del que se está propagando (en este caso, el material no lineal) es mayor, de forma que el efecto no lineal generado será mucho más intenso y eficiente [Sol02, Che04]. Esta propiedad es de gran importancia, ya que permitiría disponer en un futuro de **dispositivos ópticos no lineales integrados de tamaños reducidos y con bajos requerimientos de potencia**, lo que es fundamental para favorecer su penetración en el mercado.

1.2. Marco de la tesis

El trabajo que ha dado lugar a esta tesis ha sido desarrollado en el seno del **Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia (*Nanophotonics Technology Center, NTC*)** de la Universidad Politécnica de Valencia (UPV), dentro de la línea de investigación de dispositivos nanofotónicos. Esta línea de investigación se ha convertido en una de las principales de este centro, el cual ha adquirido recientemente el rango de Instituto Universitario de Investigación, lo que da una idea de la calidad y el nivel del trabajo llevado a cabo en él. Además, el NTC dispone actualmente de múltiples equipos y facilidades para la fabricación de dispositivos fotónicos en tecnología de Silicio, así como de un proyecto de sala limpia que estará disponible a mediados de 2008.

El autor es actualmente Profesor Ayudante del Departamento de Comunicaciones de la Universidad Politécnica de Valencia. Sin embargo, no hay que olvidar las ayudas recibidas en los primeros años de realización de esta tesis por parte de la Conselleria de Empresa, Universidad y Ciencia de la Generalitat Valencia (en forma de una beca de Formación de Personal Investigador (FPI)) y de la propia Universidad Politécnica de Valencia (en forma de una beca Cantera).

El trabajo de esta tesis ha estado enmarcado dentro del desarrollo de diversos proyectos nacionales y europeos por parte del NTC en los que el autor ha participado. Entre ellos cabe destacar:

- **Proyecto TIC-PLANITEC** (Desarrollo de Tecnología basada en Cristales Fotónicos Planares para Aplicaciones de Procesado Óptico en Redes Ópticas WDM de Alta Velocidad, TIC2002-01553, Diciembre 2002 – Marzo 2006): Proyecto financiado por el Ministerio de Ciencia y Tecnología cuyo objetivo fundamental era el diseño de funcionalidades ópticas basadas en cristales fotónicos planares para aplicaciones de procesado óptico en redes WDM de alta velocidad y de las tecnologías de fabricación necesarias para realizarlos.
- **Proyecto IST-PHOLOGIC** (Nanophotonic Logic Gates, FP6 – 017158, Programa FP6-2004-IST-NMP-2 – Junio 2005 – Junio 2008): Proyecto del sexto Programa Marco de la Unión Europea, cuyo principal objetivo es la demostración práctica de una puerta lógica XOR completamente óptica de tamaño reducido y bajo consumo. Se propone la utilización de dos tecnologías de materiales con alta no-linealidad: telurio de Cadmio (CdTe) y nanocristales de Silicio en el interior de guías slot. Además de los propios efectos no-lineales de los materiales, también se propone la utilización del efecto de onda lenta para mejorar la eficiencia de esta no-linealidad, reduciendo así el consumo y el tamaño de los dispositivos finales. El Centro de Tecnología Nanofotónica es el coordinador de este

proyecto, y también se encarga de las fases de diseño y caracterización, y de la realización de la litografía para la tecnología basada en CdTe.

- **Proyecto TEC-SILPHONICS** (Desarrollo de Dispositivos Nanofotónicos en Tecnología de Silicio, TEC2005-07830, Octubre 2005 – Octubre 2008): Proyecto financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia cuyo principal objetivo es el desarrollo de dispositivos nanofotónicos en tecnología de Silicio para aplicaciones tanto lineales como no-lineales basadas en el efecto de onda lenta. Concretamente, se propone el desarrollo experimental de una línea de retardo óptica, un compensador de dispersión, un compresor de pulsos y un conmutador óptico. La implementación de estos dispositivos se estudia tanto en estructuras tradicionales basadas en guiado por índice como en estructuras basadas en cristal fotónico planar (tanto de columnas de Silicio en sílice como de agujeros de aire en Silicio).
- **Red de excelencia NoE-ePIXnet** (European Network of Excellence on Photonic Integrated Components and Circuits, FP6 – 004525 – Septiembre 2004 – Septiembre 2008): La red de excelencia ePIXnet está financiada por la Unión Europea a través del sexto Programa Marco (FP6). El objetivo de esta red de excelencia es servir como plataforma a los socios que la conforman, tanto académicos como industriales, proporcionándoles acceso a recursos y facilidades compartidas así como a *know-how* en el campo de circuitos y componentes ópticos integrados. Los temas que abarca la red de excelencia son tecnologías fotónicas para la fabricación de circuitos ópticos a gran escala, nanofotónica, materiales avanzados, fuentes de luz integradas y procesado óptico de señal de banda ancha.

1.3. Objetivos de la tesis

El objetivo fundamental de la investigación llevada a cabo en esta tesis es el estudio de las estructuras fotónicas periódicas para su aplicación como dispositivos compensadores de la dispersión cromática (analizando la respuesta altamente dispersiva de estas estructuras) y como elementos de onda lenta (los cuales pueden ser utilizados tanto para la creación de líneas de retardo ópticas compactas como para mejorar la respuesta no lineal de los materiales). Se han realizado estudios tanto para cristales fotónicos planares (de columnas y de agujeros) como para estructuras periódicas 1D. Los estudios realizados se han centrado principalmente en estructuras basadas en tecnología de Silicio, de forma que su fabricación sea compatible con las líneas CMOS utilizadas en la industria de la microelectrónica. Por último, se han podido fabricar y caracterizar algunos

prototipos reales de los diseños realizados, confirmando de forma experimental los resultados obtenidos a partir de los estudios teóricos realizados.

De forma más específica, los objetivos de esta tesis son:

1. Diseño de una tecnología de cristal fotónico planar de columnas de Silicio en un sustrato de sílice

Se ha propuesto y estudiado una nueva configuración de cristal fotónico planar consistente en una red triangular de columnas Silicio en un sustrato de sílice. Esta configuración presenta una serie de ventajas teóricas respecto a los cristales planares de agujeros en dieléctrico (más utilizados tradicionalmente), de las que las dos principales son: (1) las guías realizadas en esta configuración son estrictamente monomodo, y (2) la altura de la estructura es mayor, de forma que el acoplo de luz desde una fuente externa será más eficiente. El trabajo realizado ha consistido en el diseño y la optimización tanto del cristal fotónico de columnas como de los defectos lineales introducidos en éste para la creación de guías de onda de diversa aplicación. Además, se han fabricado prototipos experimentales tanto para la tecnología de cristal fotónico de columnas como para la de agujeros.

2. Implementación de un modelo analítico de propagación en estructuras periódicas

Actualmente, cuando se quiere estudiar la propagación de una onda electromagnética en el interior de una estructura dieléctrica, se suelen utilizar métodos de simulación en el dominio del tiempo como FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*), los cuales tienen un alto coste de computación y requieren de tiempos de cálculo muy elevados. Estos costes de recursos y tiempo aumentan enormemente cuando la estructura analizada es muy compleja y cuando aumenta su tamaño, como es el caso de los cristales fotónicos. Es por esto que se ha estudiado un modelo analítico que permite evaluar la propagación de señales en el interior de una guía de cristal fotónico, utilizan únicamente (1) el diagrama de dispersión del modo guiado, y (2) los coeficientes de transmisión y de reflexión en el interfaz entre las estructuras de acceso y la guía analizada. Estos parámetros pueden ser fácil y rápidamente calculados en la fase de diseño, y permiten caracterizar la estructura seleccionada independientemente de su longitud y de la señal de entrada que se utilice como excitación.

3. Estudio de la influencia de la longitud finita de las guías de cristal fotónico

Cuando el acoplo entre una guía de cristal fotónico y sus guías de acceso no es perfecto, la estructura se comporta como una cavidad Fabry-Perot, de forma que se generan infinitos pulsos en la cavidad que se combinarán para formar el pulso de salida total. Dependiendo de la longitud de la guía, los pulsos generados

en la cavidad acumularán un desfase u otro, haciendo que se combinen constructiva o destructivamente entre ellos a la salida. Por tanto, cuando el acoplo con las guías de acceso no sea perfecto (como suele ocurrir), la salida de una guía dependerá también de su longitud, por lo que la propagación en medios finitos deberá ser estudiada. Se ha hecho uso del modelo analítico comentado en el punto 2 para estudiar esta influencia de la longitud de la guía y de la eficiencia de acoplo entre medios, sobre los parámetros del pulso de salida.

4. Compensación de dispersión en líneas de retardo ópticas

Una de las principales características de las guías de cristal fotónico son los elevados retardos que se pueden conseguir cuando se trabaja en el borde de las bandas guiadas. Sin embargo, estas zonas que presentan bajas velocidades de grupo también suelen presentar altos valores de dispersión cromática, lo que produce una distorsión de la forma del pulso, el cual puede llegar a deformarse de tal modo que no se pueda recuperar la información que se había almacenado en él. Por tanto, se habrá conseguido introducir un retardo en la señal, pero se habrá perdido la información que ésta transportaba. En esta tesis se ha estudiado la opción de incluir una segunda sección de baja velocidad de grupo, pero cuya dispersión sea de signo contrario a la que se ha introducido en el primer tramo, de forma que se consiga compensar la distorsión producida. Los bordes de las bandas guiadas de un cristal fotónico presentan una gran curvatura, lo que hace que los términos de dispersión de orden superior tengan una gran importancia, por lo que también deben ser tenidos en cuenta a la hora de realizar la compensación. Para tener en cuenta estos términos de orden superior, se ha hecho uso del modelo analítico comentado en el punto 2 para realizar el diseño de las estructuras de compensación.

5. Comparación de estructuras de onda lenta para la mejora de la no linealidad

Algunos estudios publicados indican que el uso de estructuras con baja velocidad de grupo provoca una mejora de la eficiencia de los efectos no lineales de los materiales. Al disminuir la velocidad de propagación de la onda, la interacción entre campo y materia aumenta debido a que se tienen amplitudes de campo mayores y a que la onda requiere de un mayor tiempo para atravesar la estructura. Esta mejora en la eficiencia del efecto no lineal ha sido cuantificada como $(1/v_g)^2$. Sin embargo, ésta es una relación genérica para las estructuras de onda lenta, de forma que habrá otros parámetros que caracterizan las estructuras que nos indicarán si son mejores o peores de cara a su utilización para la mejora de la eficiencia de los efectos no lineales. En esta tesis se han comparado distintas estructuras periódicas 1D para determinar cuál es la configuración que proporciona unos mejores resultados desde el punto de vista de la mejora de la no linealidad.

6. Estudio del incremento de las pérdidas de propagación en estructuras de onda lenta

Pese a que los procesos de fabricación de dispositivos fotónicos integrados han experimentado un enorme desarrollo en los últimos años, existe una limitación en la rugosidad mínima que se puede conseguir. Esta rugosidad es la principal responsable de las pérdidas de propagación de las estructuras fotónicas fabricadas debido a la radiación que estos defectos provocan hacia el medio exterior. Para el caso de las estructuras de onda lenta, las pérdidas también se verán influenciadas por la baja velocidad de grupo, del mismo modo que se ha comentado para el caso de las no linealidades. En este caso también habrá una mayor interacción entre el modo guiado por la estructura y los defectos de fabricación, por lo que se radiará una mayor cantidad de energía durante más tiempo, provocándose un aumento de las pérdidas. Diversos trabajos indican que la relación entre pérdidas y velocidad de grupo es proporcional a $1/v_g$, $(1/v_g)^2$ o incluso $(1/v_g)^{1/2}$ (todavía no se ha determinado de forma clara esta relación). Sin embargo, ésta es una relación muy general obtenida para cualquier estructura que sea periódica a lo largo de la dirección de propagación. En esta tesis se ha realizado un estudio mediante un método numérico basado en el tensor de Green que permite comparar la relación entre velocidad de grupo y pérdidas para diferentes estructuras de onda lenta. Tanto esta relación entre velocidad de grupo y pérdidas como su tolerancia a la existencia de diferentes grados de rugosidad han sido estudiadas para distintas configuraciones.

7. Caracterización experimental de estructuras periódicas 1D para la creación de elementos de onda lenta

Mediante el estudio indicado en los puntos 5 y 6 se verá como la reducción en la velocidad de grupo en estructuras periódicas 1D provoca la aparición de fenómenos de gran interés como son el aumento de la eficiencia de los efectos no lineales de los materiales o el incremento de las pérdidas de propagación por rugosidad. Se ha seleccionado una de estas estructuras periódicas 1D estudiadas previamente para fabricar diversas muestras y caracterizarlas experimentalmente, comprobando así que su comportamiento se ajusta a los diseños teóricos realizados.

1.4. Estructura de la tesis

El trabajo realizado en esta tesis para la consecución de los objetivos indicados en el punto 1.3 se ha estructurado en esta memoria de la siguiente forma:

- En el capítulo 1 se ofrece una visión general del marco en el que se incluye el contenido de la tesis, viéndose la necesidad del desarrollo de dispositivos fotónicos integrados para el procesado todo-óptico de la información. Además, en este capítulo se presenta tanto la estructura de la tesis como sus objetivos.
- En el capítulo 2 se propone y analiza una configuración de cristal fotónico planar consistente en una red triangular de columnas de Silicio en un sustrato de SiO_2 , viéndose las ventajas de esta estructura respecto a otras configuraciones existentes. Además, se estudiará la creación de guías de onda basadas en esta estructura para su utilización en diversas aplicaciones. También se presentarán resultados experimentales de fabricación y caracterización de cristales fotónicos, tanto de columnas como de agujeros. En este capítulo se abordará la consecución del objetivo 1 indicado en el apartado 1.3.
- En el capítulo 3 se realiza un estudio teórico de la propagación de pulsos a través de guías de cristal fotónico. Para ello se presentará un modelo analítico de propagación, el cual se ha utilizado para caracterizar la influencia de la longitud finita de las estructuras y para diseñar líneas de retardo formadas por dos secciones entre las que se realiza una compensación de la dispersión. En este capítulo se abordará la consecución de los objetivos 2, 3 y 4 indicados en el apartado 1.3.
- En el capítulo 4 se realiza un análisis de estructuras periódicas 1D con baja velocidad de grupo para ser utilizadas como elementos que mejoren los efectos no lineales de los materiales. Esta mejora de los efectos no lineales es debida a la mayor interacción entre la propia onda propagada y el material no lineal. Sin embargo, esta mayor interacción también es un problema cuando existen defectos de fabricación en la estructura creada (rugosidad, defectos,...), de forma que las pérdidas también se verán incrementadas. Este efecto también se estudiará para diversas estructuras periódicas. Además, una de estas estructuras periódicas 1D será fabricada y caracterizada experimentalmente. En este capítulo se abordará la consecución de los objetivos 5, 6 y 7 indicados en el apartado 1.3.
- En el capítulo 5 se presentan las conclusiones más importantes derivadas del trabajo realizado en esta tesis, así como las posibles líneas futuras planteadas tras la realización de este trabajo. Adicionalmente, se presentará un listado completo de las contribuciones originales derivadas de esta tesis.

Por último, se incluyen una serie de anexos cuya misión es completar o aclarar algunos de los aspectos desarrollados en la tesis:

- En el anexo A se describe de forma breve el concepto de red recíproca y la obtención de la zona de Brillouin para redes periódicas.
- En el anexo B se describe el funcionamiento del simulador MPB (*MIT Photonic Bands*), el cual ha sido utilizado para realizar los cálculos de bandas de las estructuras periódicas analizadas en esta tesis.
- En el anexo C se presenta un listado completo de todas las referencias que han sido utilizadas a lo largo de la tesis.

1.5. Referencias del capítulo

- [Adi00] A. Adibi, R. K. Lee, Y. Xu, A. Yariv and A. Scherer, “Design of photonic crystal optical waveguides with single mode propagation in the photonic band gap”, *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 16, 2000.
- [Agr97] G. P. Agrawal, “Fiber-Optic Communication Systems”, Wiley-Interscience, Ed., 1997.
- [Bha01] N. A. R. Bhat and J. E. Sipe, “Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals”, *Phys. Rev. E*, vol. 64, pp. 056604, 2001.
- [Bla00] A. Blanco, E. Chomski, S. Grachtchak, M. Ibsate, S. John, S.W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J.P. Mondia, G.A. Ozin, O. Toader, and H.M. van Driel, “Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres”, *Nature*, vol. 405, pp. 437-440, 2000.
- [Bog02] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Nienstman, R. Baets, “Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 8, pp. 928-934, 2002.
- [Bos02] S. Boscolo, M. Midrio and T. F. Krauss, “Y junctions in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching”, *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 12, pp. 1001-1003, 2002.
- [Cap99] J. Capmany, F. J. Fraile Peláez, J. Martí, “Dispositivos de Comunicaciones Ópticas”, Ed. Síntesis, 1999.

- [Cue03] F. Cuesta, A. Griol, A. Martínez and J. Martí, "Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies", *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 455-456, 2003.
- [Che04] Y. Chen and S. Blair, "Nonlinearity enhancement in finite coupled-resonator slow-light waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, no. 15, pp. 3353-3366, 2004.
- [Cho00] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", *Nature*, vol. 407, pp. 983-986, 2000.
- [Cho01] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths", *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 5, pp. 286-288, 2001.
- [Chu00] A. Chutinan and S. Noda, "Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 7, pp. 4488-4491, 2000.
- [Chu06] T. Chu, H. Yamada, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Tunable Optical Add-Drop Multiplexer Based on Silicon Photonic Wire Waveguides", *IEEE Photonic Tech. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1409-1411, 2006.
- [Eng06] R. J. P. Engelen, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, J. P. Korterik, N. Ikeda, N. F. van Hulst, K. Asakawa, and L. Kuipers, "The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1658-1672, 2006.
- [Fan98] S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals", *Opt. Express*, vol. 3, no. 1, pp. 4-11, 1998.
- [Gom07] A. Gomez-Iglesias, D. O'Brien, L. O'Faolain, A. Miller, and T. F. Krauss, "Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via Fourier transform spectral interferometry", *Appl. Phys. Lett.* 90, pp. 261107, 2007.
- [Hee03] J. E. Heebner, "Nonlinear Optical Whispering Gallery Microresonators for Photonics", PhD. Thesis, 2003.
- [Hos02] K. Hosomi and T. Katsuyama, "A Dispersion Compensator Using Coupled Defects in a Photonic Crystal", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 825-829, 2002.
- [Jac06] R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hansen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri, and A. Bjarklev, "Strained silicon as a new electro-optic material", *Nature* vol. 441, pp. 199-202, 2006.
- [Jal06] B. Jalali, and S. Fathpour, "Silicon Photonics", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4600-4615, 2006.
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the flow of light", Ed. Princeton, 1995.

- [Joh87] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered superlattices", *Phys. Rev. Lett.* vol. 8, pp. 2486-2489, 1987.
- [Joh99] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 8, pp. 5751-5758, 1999.
- [Joh00] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, pp. 8212-8222, 2000.
- [Kos01] M. Koshiba, "Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 12, pp. 1970-1975, 2001.
- [Kuh07] B. Kuhlow, G. Przyrembel, S. Schlüter, W. Fürst, R. Steingrüber, and C. Weimann, "Photonic Crystal Microcavities in SOI Photonic Wires for WDM Filter Applications", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 421-431, 2007.
- [Lan01] S. Lan, S. Nishikawa, H. Ishikawa, and O. Wada, "Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses", *J. Appl. Phys.* 90, 4321, 2001.
- [Lau02] W. T. Lau and S. Fan, "Creating large bandwidth line defects by embedding dielectric waveguides into photonic crystal slabs", *Appl. Phys. Lett.* 81, 3915-3917, 2002.
- [Lin98] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature* vol. 394, pp. 251-253, 1998.
- [Lon00] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vucković, A. Scherer and T. P. Pearsall, "Waveguiding in planar photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 13, pp. 1937-1939, 2000.
- [Lon01] M. Loncar, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Methods for controlling positions of guided modes of photonic-crystal waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, pp. 1362 - 1368, 2001.
- [Nod00] S. Noda, A. Chutinan and M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure", *Nature*, vol. 407, pp. 608-610, 2000.
- [Not01] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi and I. Yokohama, "Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. Lett.* vol. 87, no. 25, pp. 25392, 2001.
- [Pai99] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, pp. 275 - 285, 1999.

- [Pet05] A. Y. Petrov, and M. Eich, "Dispersion Compensation With Photonic Crystal Line-Defect Waveguides", *IEEE J. Sel. Area Comm.*, vol. 23, no. 7, pp. 1396-1401, 2005.
- [Pob99] V. V. Poborchii, T. Tada, and T. Kanayama, "A visible–near infrared range photonic crystal made up of Si nanopillars", *Appl. Phys. Lett.* 75, 3276–3278, 1999.
- [Pov05] M.L. Povinelli, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, "Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays", *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7145-7159, 2005.
- [Qiu03] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling", *Appl. Phys. Lett.* 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [Ree04] G. T. Reed, A. P. Knights, "Silicon Photonics, an Introduction", Ed. John Wiley & Sons, Ltd., 2004.
- [Sal91] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", Ed. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [Sca96] M. Scalora, R.J. Flynn, S.B. Reinhardt, R.L. Fork, M.J. Bloemer, M.D. Tocci, C.M. Bowden, H.S. Ledbetter, J.M. Bendickson, J.P. Dowling and R.P. Leavitt, "Ultrashort pulse propagation at the photonic band edge: Large tunable group delay with minimal distortion and loss", *Phys. Rev. E*, vol. 54, pp. R1078-R1081, 1996.
- [Sol02] M. Soljagic, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, "Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity", *J. Opt. soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2052-2059, 2002.
- [Sun07] T. Sünner, M. Gellner, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 90, pp. 151117, 2007.
- [Tal06] A. Talneau, G. Aubin, A. Uddhammar, A. Berrier, M. Mulot, and S. Anand, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 88, pp. 201106, 2006.
- [Tan05] Y. Tanaka, Y. Sugimoto, N. Ikeda, H. Nakamura, K. Kanamoto, K. Asakawa, and K. Inoue, "Design, fabrication, and characterization of a two-dimensional photonic-crystal symmetric Mach-Zehnder interferometer for optical integrated circuits", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 141104, 2005.
- [Tok00] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita and H. Yamada "Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line defect photonic crystal waveguide", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 76, no. 8, pp. 952-954, 2000.
- [Vla05] Y. A. Vlasov, M. O'Boyle, H. F. Hamann and S. J. McNab, "Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides", *Nature*, vol. 438, pp. 65-69, 2005.
- [Xia07] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, "Ultracompact optical buffers on a silicon chip", *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 65-71, 2007.

- [Xia08] S. Xiao, M. H. Khan, H. Shen, and M. Qi, "Silicon-on-Insulator Microring Add-Drop Filters With Free Spectral Ranges Over 30 nm", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 26, no. 2, pp. 228-236, 2008.
- [Xu05] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator", *Nature*, vol. 435, pp. 325-327, 2005.
- [Xu07] Q. Xu, and M. Lipson, "All-optical logic based on silicon micro-ring resonators", *Opt. Express*, vol. 15, no. 3, pp. 924-929, 2007.
- [Yab87] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [Yar99] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee and A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis", *Opt. Lett.*, vol. 24 no. 11, pp. 711-713, 1999.

Capítulo 2

Estudio de una tecnología de cristales fotónicos planares de columnas de Silicio en un sustrato de sílice

2.1. Fundamentos teóricos de los cristales fotónicos

Los cristales fotónicos son estructuras dieléctricas periódicas, las cuales se pueden considerar los análogos ópticos a las redes cristalinas periódicas de átomos o moléculas para el caso electrónico. En el caso electrónico, el potencial periódico que presenta la red cristalina puede permitir tener un control sobre la propagación de los electrones en el interior de la estructura. Esto es lo que ocurre por ejemplo en los semiconductores, donde la propagación está prohibida entre la banda de valencia y la de conducción.

Como se ha comentado, las estructuras análogas en óptica a este potencial periódico son los cristales fotónicos. En este caso, lo que se tiene es una red periódica de materiales dieléctricos macroscópicos (ya sea en una, dos o las tres direcciones del espacio), de forma que si la diferencia entre sus constantes dieléctricas es suficientemente elevada, las reflexiones producidas en los interfaces de los dieléctricos pueden provocar fenómenos similares para los fotones a los que el potencial atómico provocaba para los electrones. De esta forma, si la estructura dieléctrica periódica es diseñada adecuadamente, se podrán

tener cristales fotónicos en los que aparezca lo que se denomina banda prohibida fotónica (PBG), evitándose que la luz con ciertas frecuencias se propague en determinadas direcciones. En el caso en el que se tenga un cristal fotónico capaz de reflejar luz con cualquier polarización y con cualquier ángulo de incidencia para un determinado rango de frecuencias, se dice que el cristal tiene un *photonic band gap* completo, de forma que en ese cristal no podrá propagarse ningún modo de luz cuya frecuencia se encuentre en el interior de este *gap*.

El campo de los cristales fotónicos puede ser considerado como una mezcla entre la física de estado sólido y el electromagnetismo: las estructuras cristalinas forman parte de la física de estado sólido, pero en los cristales fotónicos los electrones son sustituidos por ondas electromagnéticas. Es por esto que es necesario hacer uso de conceptos de ambas temáticas para analizar este tipo de estructuras. Para estudiar los modos de luz en el interior de un cristal fotónico se deberá hacer uso de las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 4\pi\rho & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \end{aligned} \tag{2.1}$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son los campos eléctrico y magnético, \mathbf{D} y \mathbf{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética, y ρ y \mathbf{J} son las cargas y las corrientes libres (las cuales son nulas en el caso particular de los cristales fotónicos, $\rho = \mathbf{J} = 0$)¹.

Para el caso de los cristales fotónicos se realizan una serie de suposiciones de cara a obtener una solución aproximada de una forma más sencilla. Primero, se asume que los campos son lo suficientemente pequeños como para que nos encontremos en régimen lineal. Segundo, se asume que el material es macroscópico e isótropo, de forma que $\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)$ y $\mathbf{D}(\mathbf{r},\omega)$ están relacionadas mediante una constante dieléctrica escalar $\epsilon(\mathbf{r},\omega)$. Tercero, se considera que la constante dieléctrica del medio no depende de la frecuencia en el rango de frecuencias en el que se está trabajando. Cuarto, se considera que los materiales dieléctricos tienen bajas pérdidas, por lo que se tomará $\epsilon(\mathbf{r})$ como puramente real.

Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, la relación entre campo y desplazamiento eléctrico será simplemente $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})$. Además, para la mayoría de materiales dieléctricos de interés, la permeabilidad magnética tiene un valor muy próximo a la unidad, por lo que se puede afirmar que $\mathbf{B} = \mathbf{H}$. Con todo esto, las ecuaciones de Maxwell tendrán la forma:

¹ Los términos en negrita indican que se trata de magnitudes vectoriales

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= 0 & \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\
 \nabla \cdot \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= 0 & \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{\varepsilon(\mathbf{r})}{c} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Por otro lado, la dependencia temporal de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} se podrá expresar como la combinación lineal de una serie de armónicos. De esta forma, cada uno de estos modos armónicos se expresará como el producto de un cierto patrón de campo $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (o $\mathbf{H}(\mathbf{r})$) por una exponencial compleja que determina la frecuencia del modo:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \\
 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} .
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

Para obtener los perfiles de los modos para una frecuencia determinada $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, se sustituirán las ecuaciones anteriores 2.3 en las ecuaciones de Maxwell que se tenían en 2.2. A partir de las dos ecuaciones de la divergencia se obtienen la siguiente condición:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0 ,
 \tag{2.4}$$

la cual nos indica que no existen fuentes ni sumideros puntuales de desplazamiento eléctrico ni de campo magnético en el medio. Además, esta ecuación determinará que los campos están formados por ondas electromagnéticas que son transversales a la propagación, de forma que si se tiene una onda plana $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{a} \cdot \exp(j \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, se deberá cumplir que $\mathbf{a} \cdot \mathbf{k} = 0$.

En cuanto a las ecuaciones del rotacional de 2.2, si se opera adecuadamente se podrán desacoplar los campos $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ de forma que se obtenga una sola ecuación que dependerá únicamente de $\mathbf{H}(\mathbf{r})$:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) .
 \tag{2.5}$$

Ésta expresión recibe el nombre de **ecuación maestra**. Esta ecuación no es más que un problema de valor propio [Izq97], en el que el resultado de realizar una operación sobre una determinada función es la propia función multiplicada por una constante. Esta función recibe el nombre de función propia o vector propio (*eigenfunction* o *eigenvector*) de ese operador, y la constante multiplicativa se denomina valor propio (*eigenvalue*). Para representar de forma específica la expresión 2.5 como un problema de valor propio se podrá identificar la parte de la izquierda de la ecuación maestra como un operador Φ que actúa sobre $\mathbf{H}(\mathbf{r})$:

$$\Phi \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (2.6)$$

La resolución de este problema de valor propio, junto con la condición de transversalidad 2.4, permitirá determinar completamente $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ para una determinada frecuencia ω . Posteriormente, se utilizará la siguiente expresión (directamente derivada de las ecuaciones de Maxwell) para obtener el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ a partir del campo magnético calculado:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{-j c}{\omega \varepsilon(\mathbf{r})} \right) \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (2.7)$$

Por otro lado, el hecho de que los cristales fotónicos sean estructuras periódicas hará que éstas permanezcan invariantes cuando se realice una traslación que sea múltiplo de la constante de red de la estructura. Un cristal fotónico estará compuesto por una celda básica la cual se replica en el espacio siguiendo el patrón determinado por lo que se denominan vectores de red. De este modo, si \mathbf{a} es el vector de red de un determinado cristal fotónico, se cumplirá que $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{a})$. Esta propiedad, que recibe el nombre de **simetría de traslación discreta**, es de gran importancia para el estudio de los cristales fotónicos.

Esta periodicidad espacial determinará que las soluciones de la ecuación maestra para una determinada frecuencia tengan la siguiente forma (para el caso genérico de un cristal tridimensional):

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.8)$$

donde \mathbf{k} es el vector de onda que determina la fase del modo y $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ es una función periódica (con la misma periodicidad que la distribución dieléctrica) que determina su patrón de campo. Esta expresión indica que un modo en el interior de un cristal fotónico será simplemente el producto de una onda plana por una función periódica (con la misma periodicidad que la estructura), de forma que toda la información de este tipo de modos vendrá dada por el vector de onda \mathbf{k} y la función periódica $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$. Este tipo de modos reciben el nombre de **modos de Bloch**, debido al paralelismo existente con los estados de Bloch en la física de estado sólido [Kit76].

El espacio transformado de los vectores de onda será también un espacio periódico, el cual viene definido por lo que se denominan vectores de red recíproca. De este modo, si se tiene un cristal fotónico 3D con vectores de red \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 y \mathbf{a}_3 , sus vectores de red recíproca serán \mathbf{b}_1 , \mathbf{b}_2 y \mathbf{b}_3 (se pueden calcular a partir de la expresión $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$). Estos vectores de red recíproca son los que se utilizarán para definir el vector de onda del modo calculado en la estructura mediante la expresión $\mathbf{k} = k_1\mathbf{b}_1 + k_2\mathbf{b}_2 + k_3\mathbf{b}_3$. Por tanto, debido a la periodicidad de los vectores de onda en el espacio transformado, se podrá definir una unidad básica que se repetirá a lo largo de todo este espacio transformado. Esta región formada por los valores no redundantes de k_1 , k_2 y k_3 recibe el nombre de **zona de Brillouin** [Kit76]. En el anexo A se desarrollan más profundamente los conceptos de red recíproca y zona de Brillouin que serán utilizados a lo largo de la tesis.

Estructuras de bandas fotónicas

Una vez se ha determinado cuál es la forma que tendrán los modos en el interior del cristal fotónico, se podrá sustituir el modo de Bloch de la expresión 2.8 en la ecuación maestra 2.5 de forma que se obtendrá un nuevo problema de valor propio en el que el vector propio pasará a ser la función periódica $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$, y en el que existirá una dependencia con \mathbf{k} :

$$(\mathbf{j}\mathbf{k} + \nabla) \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (\mathbf{j}\mathbf{k} + \nabla) \times \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \right) = (\omega(\mathbf{k})/c)^2 \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

$$\Phi_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = (\omega(\mathbf{k})/c)^2 \mathbf{u}_k(\mathbf{r})$$

Esta ecuación, junto con la condición de periodicidad de la función $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$, es la que nos permitirá obtener los modos existentes en la estructura para cada vector de onda \mathbf{k} .

Además, el hecho de que la resolución de este problema se limite en el espacio transformado a la zona de Brillouin, provoca que para cada valor de \mathbf{k} se obtengan infinitas soluciones, cada una de ellas con una determinada frecuencia. Las soluciones obtenidas se ordenarán en frecuencia mediante el uso de lo que se denomina índices de banda n . Además, la frecuencia de cada una de estas bandas variará de forma continua al variar \mathbf{k} , obteniéndose así lo que se denomina **estructura de bandas** o **relaciones de dispersión** del cristal fotónico, $\omega_n(\mathbf{k})$. El estudio de la estructura de bandas de un cristal fotónico nos proporcionará la mayoría de la información necesaria para deducir sus propiedades ópticas, como se verá más adelante.

Para calcular las estructuras de bandas $\omega_n(\mathbf{k})$ de un cristal fotónico dado por una distribución dieléctrica $\epsilon(\mathbf{r})$ se dispone en la actualidad de potentes herramientas computacionales. Una de ellas es el programa de libre distribución MPB (*MIT Photonic Bands*) desarrollado por el grupo de fotónica del Instituto Tecnológico de Massachusetts (*Massachusetts Institute of Technology*, MIT) [Joh01], el cual ha sido utilizado para llevar a cabo todos los análisis de bandas en esta tesis. Básicamente, el método empleado por este programa se basa en la resolución del problema de valor propio dado por la expresión 2.9 mediante una técnica iterativa de minimización para cada valor de \mathbf{k} , realizando una expansión de la solución en ondas planas. En el anexo B se ofrece información adicional acerca de este programa.

Por último, comentar el hecho de que si el cristal fotónico con el que se está trabajando posee algún tipo de simetría como la de rotación, de reflexión o de inversión, estas simetrías se podrán trasladar también al dominio transformado. De esta forma, se producirán redundancias de las bandas de frecuencia $\omega_n(\mathbf{k})$ dentro de la zona de Brillouin, por lo que no será necesario considerar todos los \mathbf{k} 's en su interior a la hora de realizar los cálculos. La menor región dentro de la zona de Brillouin para la cual las $\omega_n(\mathbf{k})$ no están relacionadas mediante simetrías recibe el nombre de **zona irreducible de Brillouin**.

En la figura 2.1 se muestra un ejemplo de cristal fotónico tridimensional consistente en una red en diamante de esferas. Esta estructura estará completamente caracterizada mediante sus vectores de red, las constantes dieléctricas de las esferas y del material que las rodea, y el propio radio de las esferas.

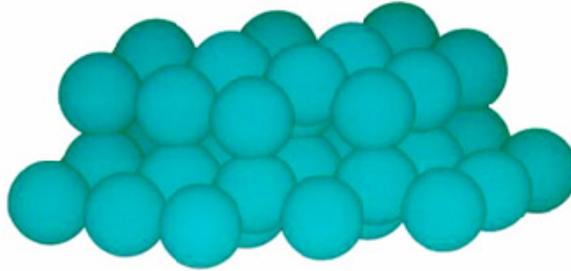


Figura 2.1. Ejemplo de cristal fotónico 3D formado por esferas dieléctricas formando una red en diamante.

Si se escoge un contraste de índices de los materiales de esta estructura lo suficientemente elevado y se elige el radio de las esferas de forma apropiada, se podrá conseguir tener un *photonic band gap* completo para esta estructura. Por ejemplo, para una estructura en la que las esferas están hechas de aire ($\epsilon = 1$) y tienen un radio $r = 0.325a$ (donde a es la constante de red), y se encuentran rodeadas por un medio con permitividad dieléctrica $\epsilon = 13$, se obtendrá la estructura de bandas mostrada en la figura 2.2. Se puede ver como se obtiene un PBG completo aproximadamente entre los valores de frecuencia normalizada 0.5 y 0.66. De esta forma, ninguna onda cuya frecuencia se encuentre dentro de este margen podrá existir en el interior de la estructura, teniéndose un control total sobre su propagación.

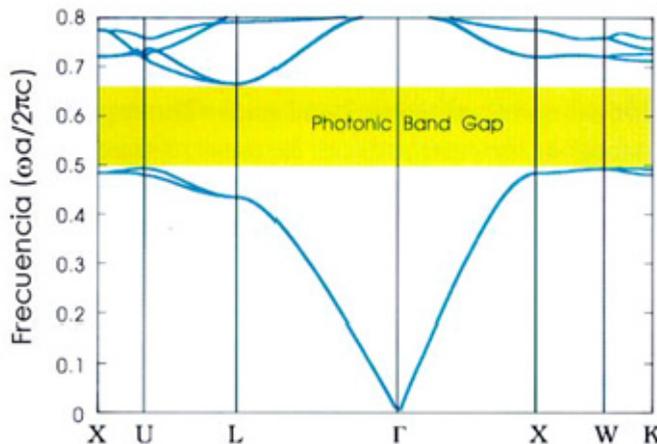


Figura 2.2. Estructura de bandas fotónicas de una red en diamante de esferas de aire de radio $0.325a$ en un medio dieléctrico ($\epsilon = 13$). El vector de onda varía a lo largo de la zona irreducible de Brillouin tridimensional, pasando por sus vértices Γ , X, W, K, U, y L [Joa95].

La introducción de perturbaciones en la estructura periódica perfecta que compone el cristal fotónico puede dar lugar al confinamiento de forma puntual o lineal de la luz en la estructura, creándose así **cavidades y guías de onda ópticas**, respectivamente. Esta perturbación se puede crear de múltiples maneras (generalmente, variando las dimensiones de un elemento de la red o variando su índice de refracción), de forma que el modo de luz podrá existir en el defecto creado, pero no podrá penetrar en el interior del cristal debido al efecto del PBG. En el caso ideal (el cristal fotónico que hay alrededor del defecto es perfecto), no se producirán pérdidas de energía del modo confinado en el defecto.

Propiedades de escalado de los cristales fotónicos

Una de las propiedades más interesantes de los cristales fotónicos es que no existe una constante fundamental en lo referente a dimensiones de longitud, de forma que habrá una **relación directa entre las soluciones de aquellas estructuras dieléctricas que únicamente difieren en un factor de escalado**. Por lo tanto, si se conoce la solución para una determinada distribución dieléctrica $\epsilon(\mathbf{r})$, la solución para la estructura escalada por un factor s , $\epsilon(\mathbf{r}/s)$, será la solución del problema original escalada por el mismo factor (perfil modal $\rightarrow \mathbf{H}(\mathbf{r}/s)$ - frecuencia $\rightarrow \omega/s$).

Este hecho tan simple es de una considerable importancia práctica. Por ejemplo, la fabricación de cristales fotónicos en la escala de los nanómetros puede llegar a ser muy compleja si no se dispone del equipamiento y los procesos adecuados. Sin embargo, es mucho más sencilla la realización y prueba de modelos en el régimen de las microondas, para una escala de centímetros, de forma que la propiedad de escalado nos garantiza que las propiedades electromagnéticas de ambas estructuras serán las mismas.

2.2. Los cristales fotónicos planares

2.2.1. Cristales fotónicos bidimensionales

Como se ha visto en el apartado 2.1, los cristales fotónicos tridimensionales permiten tener un control total de la propagación de la luz en todas las direcciones del espacio. De esta forma, mediante la introducción de defectos puntuales o lineales se podrán crear cavidades o guías de tamaño

extremadamente reducido (comparables a la longitud de onda de la señal), lo que es fundamental para el desarrollo de la fotónica integrada de alta densidad.

Sin embargo, la fabricación de este tipo de estructuras periódicas en las tres dimensiones del espacio es de una gran complejidad, de forma que se buscan alternativas más sencillas para tener un control similar sobre la propagación de la luz. Una forma de conseguir esto es eliminando la periodicidad en la tercera dimensión, de modo que la periodicidad únicamente se mantendrá en un plano y la estructura será infinita (teóricamente) en la dirección perpendicular. Este tipo de estructuras reciben el nombre de **cristales fotónicos bidimensionales**. En la figura 2.3 se muestran dos ejemplos de este tipo de cristales fotónicos.

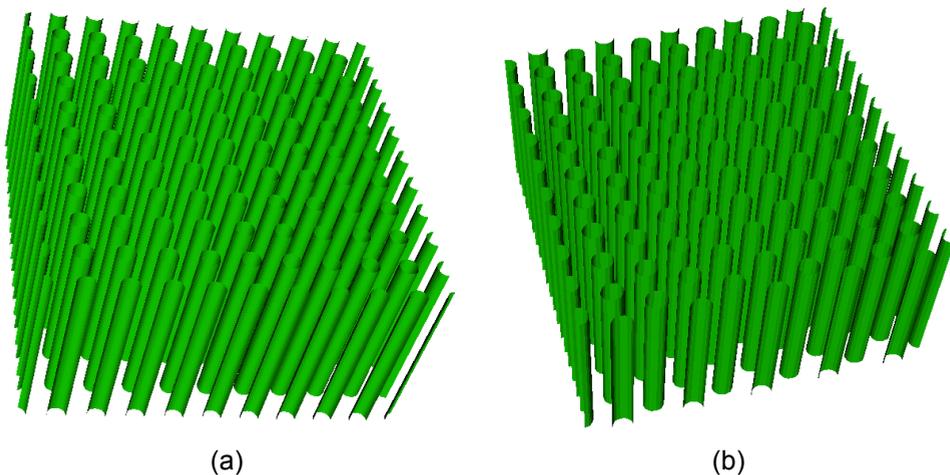


Figura 2.3. Ejemplos de cristales fotónicos bidimensionales. En ambos casos, el cristal fotónico está compuesto por una red de columnas dieléctricas de radio r distribuidas a lo largo de (a) una red cuadrada y de (b) una red triangular (b).

En este caso, al ser la estructura periódica únicamente en dos de las tres dimensiones del espacio, solo se podrá tener un control de la luz en ese plano de periodicidad. En cuanto a la dirección perpendicular, al considerarse que la estructura es homogénea de cara a su análisis teórico, la luz no estará confinada y se extenderá infinitamente como una señal oscilatoria. Generalmente, se designa al plano de periodicidad como plano xy y a la dirección perpendicular como dirección z o dirección vertical. Más adelante se verá cómo conseguir el confinamiento necesario en la dirección vertical.

Una característica interesante de este tipo de cristales fotónicos es la existencia de una simetría de carácter especular en la dirección z (la estructura permanece invariante ante reflexiones sobre el plano xy), de forma que si una

onda se propaga estrictamente en el plano xy , los modos existentes en la estructura se podrán separar en dos polarizaciones distintas:

- **modos TE (Transversal Eléctrico):** el campo magnético \mathbf{H} tiene únicamente componente en la dirección z , mientras que el campo eléctrico \mathbf{E} tiene sus componentes en el plano xy .
- **modos TM (Transversal Magnético):** la distribución de las componentes de campo será la contraria al caso TE, el campo eléctrico \mathbf{E} tiene únicamente componente en la dirección z , mientras que el campo magnético \mathbf{H} tiene sus componentes en el plano xy .

El comportamiento del cristal fotónico será diferente para ambas polarizaciones (TE y TM), de forma que se deberán calcular los diagramas de bandas de la estructura tanto para TE como para TM para estudiar su comportamiento. En la figura 2.4 se muestra el diagrama de bandas de una red cuadrada de columnas dieléctricas ($\epsilon = 8.9$) de radio $r = 0.2a$ en aire. Se puede ver como efectivamente los diagramas de bandas son distintos para ambas polarizaciones, llegando al extremo de que existe un *band gap* completo entre la primera y la segunda banda para el caso de los modos con polarización TM, mientras que esto no ocurre para el caso de los modos con polarización TE.

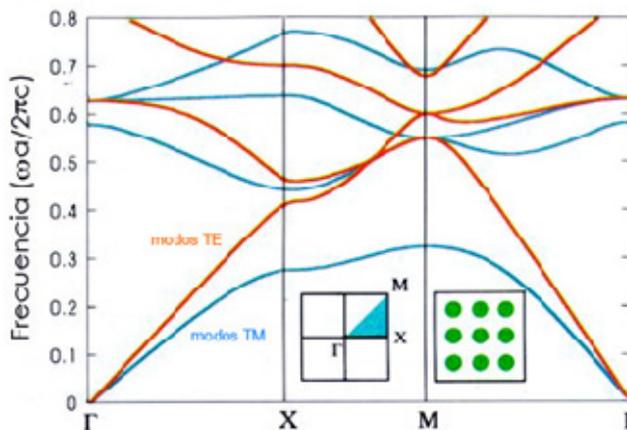


Figura 2.4. Estructura de bandas fotónicas de una red cuadrada de columnas dieléctricas ($\epsilon = 8.9$) de radio $r = 0.2a$ en aire. Las bandas rojas representan los modos TE y las azules los modos TM. El recuadro interior de la izquierda muestra la zona de Brillouin, con su zona irreducible marcada en azul. El recuadro interior de la derecha muestra una sección de la distribución dieléctrica [Joa95].

El hecho de que existan PBGs para una u otra polarización vendrá favorecido por el tipo de estructura seleccionada: las estructuras consistentes en una distribución periódica de elementos aislados de alta constante periódica (e.g., un cristal fotónico de columnas dieléctricas en aire) favorecen la aparición de PBGs para los modos con polarización TM, mientras que si los elementos aislados que forman la estructura periódica son de baja constante dieléctrica (e.g., un cristal fotónico de agujeros de aire en un material de alta constante dieléctrica) se favorecerá la aparición de PBGs para los modos con polarización TE.

Una vez diseñado un cristal fotónico 2D que tenga un PBG para la polarización deseada (TE o TM), se podrá introducir un defecto puntual o lineal de forma similar a como se vio para el caso 3D (variando el índice, reduciendo o aumentando el tamaño de los elementos,...), de forma que se tenga una cavidad o una guía de onda, respectivamente. De esta forma, la luz quedará confinada en el defecto introducido, no pudiendo penetrar en el cristal fotónico que le rodea. Sin embargo, en el caso de estructuras 2D, la falta de confinamiento en la dirección vertical hará que no se tengan estrictamente cavidades o guías de onda cuando se introduzcan defectos puntuales o lineales, ya que la luz se extenderá también infinitamente en la dirección vertical, por lo que será fundamental conseguir este confinamiento de la luz en el eje z .

2.2.2. El confinamiento en la dirección vertical: cristales fotónicos planares

En el anterior apartado se ha comentado en varias ocasiones la necesidad de conseguir un confinamiento de la luz en la dirección vertical cuando se trabaja con cristales fotónicos bidimensionales, ya que éstos únicamente proporcionan un control de la luz en el plano de periodicidad. Además, este tipo de cristales fotónicos cuyos elementos se extienden infinitamente en una determinada dirección no serán realizables desde el punto de vista físico.

Para solucionar ambos problemas, lo que se hace es limitar la altura de la estructura fabricada en la dirección vertical, obteniéndose lo que se denominan **cristales fotónicos planares**. De esta forma, el problema de la imposibilidad de crear una estructura que tenga una de sus dimensiones infinita queda obviamente solucionado, a la vez que, si la altura h de la estructura es seleccionada adecuadamente, la luz quedará confinada en la dirección vertical por reflexión total interna (*Total Internal Reflection*, TIR). En la figura 2.5 se muestran dos ejemplos de cristales fotónicos planares de agujeros y de columnas, en los que se puede ver como se ha limitado su altura en la dirección vertical.

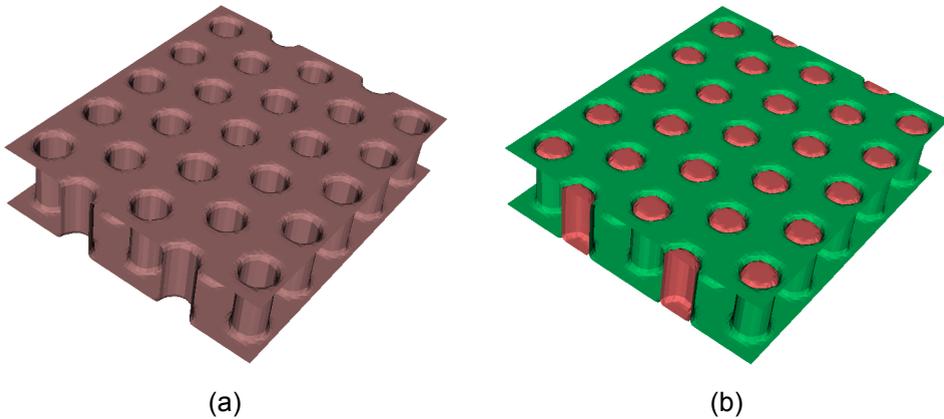


Figura 2.5. Ejemplos de cristales fotónicos planares (a) de agujeros y (b) de columnas. Se puede ver como la altura de la estructura está limitada.

Pero no cualquier modo podrá permanecer confinado en el interior de la estructura planar. La región de modos que permanecerán confinados en la estructura vendrá determinada por lo que se denomina **cono de luz** del sustrato. El cono de luz viene dado por la siguiente expresión:

$$\omega = c|\mathbf{k}|/n_{\text{subs}}, \quad (2.10)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, $|\mathbf{k}|$ es el módulo del vector de onda en el plano del cristal, y n_{subs} es el índice de refracción del material que forma el sustrato que se encuentra por encima y por debajo del cristal fotónico planar (en el caso de que la estructura tenga diferentes materiales por encima y por debajo, se tomará el índice de refracción de mayor valor de los dos). Los modos cuya frecuencia se encuentre por debajo del cono de luz definido por la expresión 2.10 quedarán completamente confinados en la dirección vertical del cristal fotónico planar, de forma que no se producirán pérdidas. Sin embargo, si la frecuencia del modo del cristal fotónico planar se encuentra por encima del cono de luz, éste se propagará también en los sustratos, por lo que se tendrá una propagación con pérdidas.

Para que se produzca el fenómeno de reflexión total interna (a veces recibe también el nombre de guiado por índice) se requiere de un núcleo de material dieléctrico (a través del cual se realiza el guiado) rodeado de otro material cuyo índice de refracción sea inferior al del propio núcleo (como ocurre para la fibra óptica o las guías dieléctricas integradas). Para el caso de los cristales fotónicos

planares, será por tanto deseable tener sustratos que rodeen a la estructura con índices de refracción lo más bajos posibles, de forma que se facilite que los modos del cristal se encuentren por debajo del cono de luz y permanezcan confinados en la estructura. Esto puede verse claramente en la figura 2.6, donde se representan los diagramas de bandas de un cristal fotónico planar de agujeros de aire en Silicio (como el de la figura 2.5.(a)) en el que se tienen distintos materiales formando el sustrato que rodea la estructura. Se puede ver como al aumentar el índice de refracción del sustrato, el cono de luz se desplazará hacia frecuencias más bajas, de forma que la región donde los modos del cristal fotónico planar se encuentran confinados en la dirección vertical será menor. Por ejemplo, en la figura 2.6.(c) se llega al caso en el que ningún modo del cristal fotónico planar se encontrará confinado en altura.

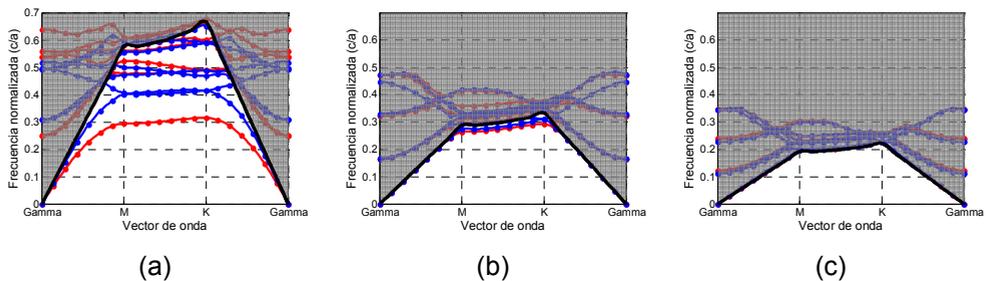


Figura 2.6. Diagramas de bandas de un cristal fotónico planar de agujeros de aire de radio $r = 0.4a$ en un núcleo de Silicio ($n = 3.4$) de altura $h = 0.55a$. Las figuras (a), (b) y (c) representan respectivamente los casos en los que el sustrato que rodea la estructura tiene un índice de refracción de 1, 2 y 3. Las líneas rojas representan los modos con simetría par en la dirección vertical (correspondiente a la polarización TE de los cristales fotónicos 2D), mientras que las líneas azules representan los modos con simetría impar en la dirección vertical (correspondiente a la polarización TM de los cristales fotónicos 2D). Los puntos de color indican los valores calculados en las simulaciones realizadas. La línea negra representa en cada caso el cono de luz del sustrato que rodea la estructura. La región sombreada que queda por encima del cono de luz determinará los modos que no son confinados por el cristal fotónico, ya que se extenderán en el sustrato.

Por último comentar que ahora no se podrá mantener la clasificación de los modos del cristal fotónico planar en TE y TM, ya que la estructura no es infinita en la dirección vertical. Sin embargo, si el sustrato que rodea al cristal fotónico planar es el mismo por encima y por debajo, se seguirá manteniendo la simetría especular cuando nos encontremos en el plano central del cristal. En este caso, se podrá realizar una clasificación de los modos del cristal fotónico planar en **pares e impares** de forma análoga a la clasificación en modos TE y TM utilizada para los cristales fotónicos 2D.

2.3. Cristal fotónico planar de columnas de Silicio en sílice

Una vez se ha introducido la teoría que describe el comportamiento de los cristales fotónicos (tanto tridimensionales, como bidimensionales y planares), así como algunas de las ventajas que nos aporta su utilización en aplicaciones de óptica integrada, se pasará a describir la primera parte del trabajo realizado en esta tesis doctoral: el **diseño de una tecnología de cristal fotónico planar basada en una red periódica de columnas de Silicio en un sustrato de sílice.**

2.3.1. Situación previa: cristales fotónicos planares de agujeros

Son ya varios los años en los que se ha venido estudiando la utilización de cristales fotónicos (tanto planares como tridimensionales) para la realización de funciones de guiado y procesado óptico. Como se ha comentado anteriormente, las interesantes propiedades que atesoran los cristales fotónicos permiten obtener dispositivos fotónicos que realicen determinadas funciones en un tamaño muy reducido [Kra96, Mek96, Fan98, Fan01].

La configuración de cristal fotónico que se utiliza de forma más habitual es la consistente en una capa de material de alto índice (e.g., Silicio – Si [Lon00, Not01a], arseniuro de Galio – AsGa [Lab99, Kaw01], fosforo de Indio – InP [Let01],...) en la que se realizan una serie de agujeros de aire que forman una red periódica (generalmente se utilizan redes cuadradas o triangulares). Este tipo de cristal fotónico es relativamente sencillo de fabricar, ya que únicamente requiere de la creación de los agujeros en el núcleo del material seleccionado, lo cual puede ser realizado mediante procesos directamente heredados de la industria de la microelectrónica. Generalmente, estas estructuras se crean sobre un sustrato de óxido de Silicio (sílice, SiO₂) cuyo índice de refracción es $n = 1.45$, tal y como se muestra en la figura 2.7.(a) [Not01a]. Esta estructura no es simétrica en la dirección vertical, ya que se tendrá óxido de Silicio en la parte inferior y aire en la parte superior. Sin embargo, debido al alto contraste de índice entre los sustratos y el núcleo del cristal fotónico planar, los modos de la estructura mantienen en gran medida su simetría, por lo que se podrán seguir clasificando en *quasi-pares* y *quasi-impares*.

En algunos casos, el sustrato de sílice es eliminado mediante ácido fluorhídrico (HF), de forma que el cristal fotónico se encontrará suspendido en el aire, como se muestra en la figura 2.7.(b) [Mcn03]. Este tipo de configuración recibe el nombre de membrana. En este caso, la estructura sí que será simétrica en la dirección vertical, por lo que se seguirá pudiendo clasificar los modos de la estructura en pares e impares puros.

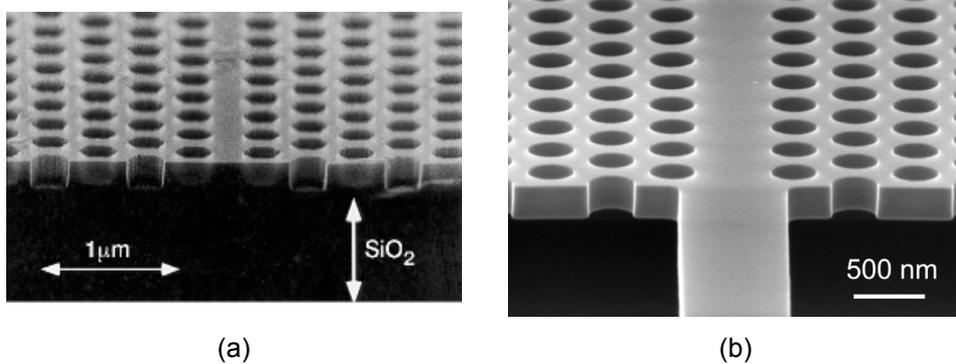


Figura 2.7. Ejemplos de cristal fotónico de agujeros en un núcleo de alto índice. En la figura (a) se muestra el caso en el que la estructura se crea sobre un sustrato de material de bajo índice [Not01a], mientras que en la figura (b) la estructura se encuentra suspendida en el aire (configuración en membrana) [Mcn03].

La forma de crear una guía en los cristales fotónicos planares de agujeros suele ser eliminando una fila de agujeros [Bab99, Lon00], como se puede ver en la figura 2.8.(a) y como se veía en las estructuras reales mostradas en la figura 2.7. En la figura 2.8.(b) se muestra el diagrama de bandas calculado para esta estructura, donde se representan con color rojo los modos guiados (con simetría par en la dirección vertical). Como el defecto lineal introducido para crear la guía está alineado con uno de los vectores de red del cristal fotónico original, se mantendrá la simetría traslacional a lo largo de esa dirección, lo que permite clasificar los modos guiados con un vector de onda k dentro de la zona de Brillouin que caracterizará las variaciones de fase del modo de Bloch propagado a lo largo del defecto lineal. Además, en la figura 2.8.(b) se representa también con una zona sombreada en gris la región del cono de luz que indica los modos que no estarán confinados en la estructura en la dirección vertical. Por último, se representa también con una zona sombreada en azul claro la región de modos extendidos en el cristal fotónico. Esta región se obtiene como la proyección sobre la dirección de propagación de la guía (ΓK) de los modos del cristal fotónico sin defecto, indicando así las combinaciones de frecuencia y vector de onda que podrán penetrar en el cristal fotónico que rodea al defecto lineal introducido.

Este tipo de guías reciben habitualmente los nombres de guías W1 o guías SLWG (*Single-Line-Defect Waveguide*) [San05a]. Al eliminar los agujeros de aire, lo que se está haciendo es aumentar el índice de refracción en la región del defecto lineal, lo que provoca que los modos guiados que aparecen procedan de las bandas superiores del cristal fotónico. El problema es que habitualmente aparecerá más de un modo guiado procedente de las bandas superiores del cristal fotónico, por lo que la guía creada será multimodo, como se puede ver en el diagrama de bandas de la figura 2.8.(b).

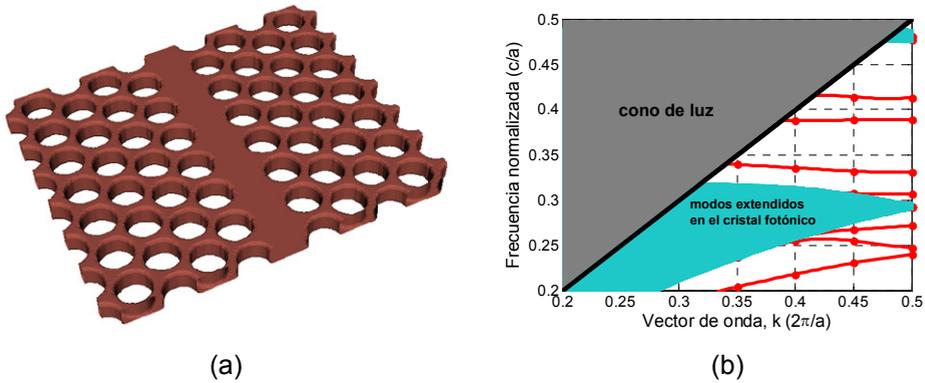


Figura 2.8. (a) Guía en cristal fotónico planar de agujeros creada al eliminar una fila de agujeros. (b) Diagrama de bandas de la estructura para los modos con simetría par. Las líneas rojas representan los modos guiados de simetría par que aparecen al eliminar la fila de columnas. La región azul claro representa los modos que se propagarán en el cristal fotónico que rodea el defecto lineal. La región gris representa el cono de luz de los modos radiados hacia el sustrato.

Se han propuesto distintas alternativas para conseguir crear guías monomodo en cristales fotónicos planares de agujeros. Una de ellas es crear la guía aumentando el radio de los agujeros de aire que forman el defecto lineal [Joh00, Lin00], como se puede ver en la figura 2.9.(a) Lo que se consigue de esta forma es reducir el índice de refracción en la zona del defecto lineal, provocando que el modo guiado que se crea provenga de la banda inferior del cristal fotónico. Por tanto, solo penetrará un único modo en el PBG del cristal, con lo que la guía resultante será monomodo. El diagrama de bandas de una estructura de este tipo puede verse en la figura 2.9.(b). El problema de este tipo de guías es que gran parte de la energía del modo está confinada en el aire, de forma que cualquier irregularidad en el proceso de fabricación provocaría unas grandes pérdidas. Además, la separación tan reducida entre los agujeros que forman el defecto y los del propio cristal fotónico hace que sea complicada de fabricar debido a las restricciones propias del proceso de fabricación. En el ejemplo mostrado en la figura 2.9.(a), donde el radio de los agujeros que forman el defecto es $0.5a$, se puede ver como los agujeros llegan incluso a solaparse.

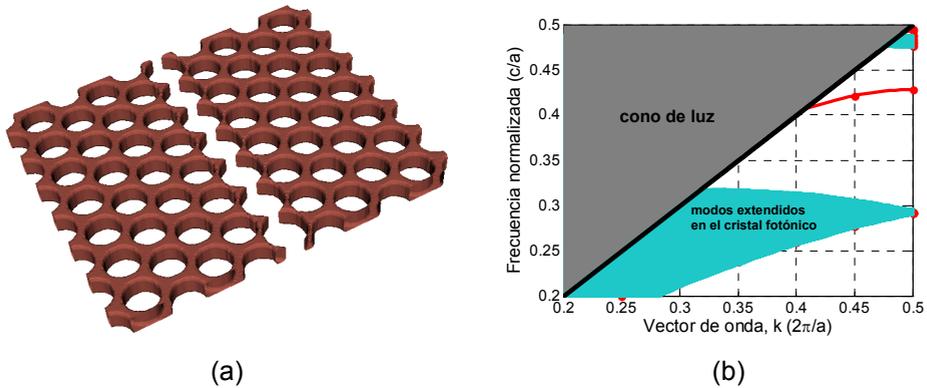


Figura 2.9. (a) Guía en cristal fotónico planar de agujeros creada al aumentar el radio de una fila de agujeros de aire. (b) Diagrama de bandas de la estructura para los modos con simetría par (con líneas rojas). Se representan también el cono de luz del sustrato (región gris) y los modos extendidos en el cristal fotónico (región azul claro).

Otra alternativa para conseguir tener una guía monomodo cuando se trabaja con cristales fotónicos de agujeros es eliminando una fila de agujeros, como en el caso de la guía W1, y reduciendo su anchura acercando las paredes de cristal fotónico que la forman [Adi00, Not01a]. De esta forma lo que se hace es reducir la cantidad de dieléctrico en la zona del defecto respecto al caso W1, de forma que si se varía de forma adecuada la anchura de la guía se podrá llegar a conseguir que únicamente un modo guiado penetre en el PBG. Este tipo de guías reciben el nombre de W0.X, donde 0.X será la anchura de la guía creada respecto a la de la guía W1 original. En la figura 2.10.(a) se muestra un ejemplo de una guía W0.7, y su diagrama de bandas se muestra en la figura 2.10.(b). Como se puede observar, los modos guiados en esta estructura han sido desplazados hacia frecuencias superiores respecto a la estructura W1, aunque se sigue teniendo más de un modo en el interior del PBG del cristal. Habría que reducir todavía más la anchura de la guía para conseguir tener solo un modo guiado en el interior del PBG. El problema en este tipo de guías es que se rompe la periodicidad 2D de la estructura total, lo que provocará que no se puedan introducir de forma eficiente elementos tan necesarios como curvas o uniones/divisores en Y para esta configuración [Chu00].

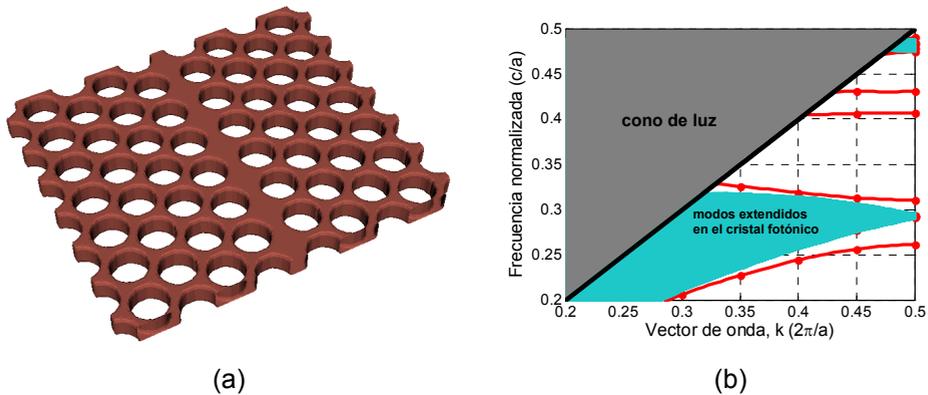


Figura 2.10. (a) Guía en cristal fotónico planar de agujeros creada al eliminar una fila de agujeros y acercar las paredes de cristal fotónico que forman la guía. La imagen mostrada corresponde a una guía W0.7. (b) Diagrama de bandas de la estructura para los modos con simetría par (con líneas rojas). Se representan también el cono de luz del sustrato (región gris) y los modos extendidos en el cristal fotónico (región azul claro).

Además de la dificultad para conseguir guías monomodo, las estructuras basadas en cristales fotónicos de agujeros tienen el problema de que la eficiencia de acoplo de luz procedente de una fibra óptica externa es muy baja. Esto es debido a que la altura del núcleo de material de alto índice debe ser muy pequeña para conseguir confinar la luz en la dirección vertical, generalmente con valores sobre los 200-250 nm. Este tamaño es muchísimo más pequeño que el del modo de una fibra óptica (alrededor de los 10 μm de diámetro) lo que provoca que el acoplo de luz entre ambos sea muy poco eficiente. Para mejorar el acoplo entre fibra y guía se suele hacer uso de fibras especiales que permiten focalizar la luz procedente de la fibra tradicional (fibra con lente – *lensed fiber*). Sin embargo, este acoplo seguirá siendo tremendamente complejo por el pequeño espesor del núcleo de la estructura aún cuando se utilice este tipo de fibras con lente, requiriéndose además de una alta precisión de alineamiento entre la fibra y el cristal fotónico. Además, el hecho de que el material que forma el núcleo de la estructura tenga un índice de refracción muy diferente al de la fibra óptica (generalmente $n \approx 3.4$ frente a $n = 1.45$) provocará una desadaptación que aumentará aún más las pérdidas de acoplo [Ngu06].

Por tanto, se puede decir que los dos principales problemas de los cristales fotónicos de agujeros son la dificultad para conseguir guías que sean monomodo y la baja eficiencia de acoplo de luz desde una fibra externa debido al pequeño espesor del núcleo de la estructura (alrededor de los 200-250 nm). Estos problemas pueden ser solucionados haciendo uso de configuraciones de cristal fotónico basadas en columnas de alto índice, como es el caso de la estructura propuesta en este trabajo.

2.3.2. Diseño de un cristal fotónico planar de columnas de Silicio en un sustrato de sílice

En la figura 2.11 se muestra un esquema del cristal fotónico planar de columnas propuesto como alternativa a los tradicionales cristales fotónicos de agujeros. La estructura consiste en una red periódica triangular de columnas de Silicio ($n_{\text{Si}} = 3.4$) de altura h y radio r , las cuales se encuentran rodeadas por un núcleo de sílice dopada ($n_{\text{SiO}_2, \text{núcleo}} = 1.46$) del mismo grosor que la altura de las columnas, h . El hecho de dopar la sílice que forma el núcleo de la estructura para tener un índice superior nos permitirá utilizar sílice sin dopar (con menor índice) para crear los sustratos que rodean la estructura por encima y por debajo para conseguir el confinamiento vertical. El dopado es un proceso muy habitual en la fabricación de guías de onda integradas basadas en guiado por índice o en la creación de la fibra óptica, y suele realizarse mediante la implantación de iones de Germanio o Fósforo [Kom90, Ver88]. Por tanto, la estructura final de columnas de Silicio en el núcleo de sílice dopada se encontrará rodeada por encima y por debajo por un sustrato de sílice sin dopar con un índice ligeramente inferior al del núcleo ($n_{\text{SiO}_2, \text{sustrato}} = 1.458$). La estructura resultante será totalmente simétrica, por lo que se podrá mantener la división entre modos pares e impares puros.

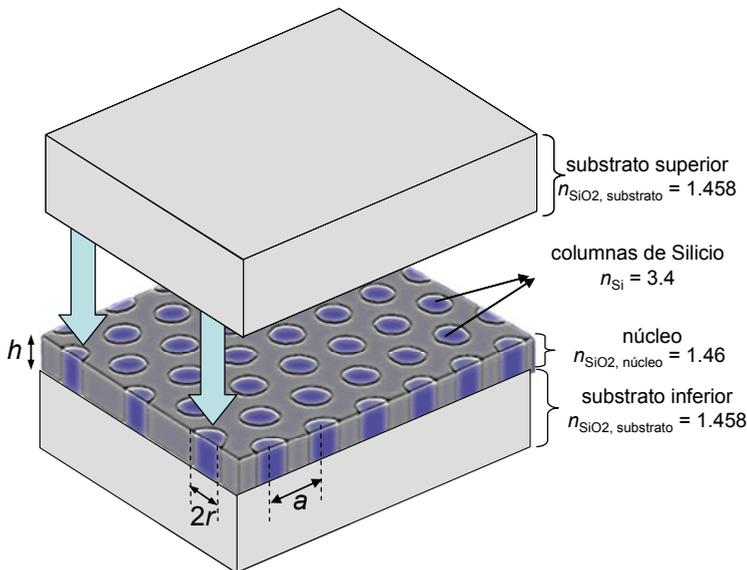


Figura 2.11. Esquema del cristal fotónico planar propuesto. El núcleo es una capa de sílice dopada de grosor h donde se inserta una red periódica de columnas de Silicio de radio r y altura h . Recubriendo esta estructura por encima y por debajo se tienen dos sustratos de sílice sin dopar (de menor índice que el núcleo), de forma que se pueda tener un confinamiento vertical de los modos en la estructura. El sustrato superior se muestra desplazado para apreciar mejor el núcleo.

El proceso de diseño llevado a cabo para esta estructura ha tenido como finalidad la determinación de las dimensiones óptimas del cristal fotónico para maximizar el PBG para los modos impares de la estructura (correspondientes a los modos TM de los cristales fotónicos 2D). Ésta es la primera diferencia respecto a los cristales fotónicos de agujeros, en los que el PBG aparece principalmente para los modos con simetría par en la dirección vertical (correspondiente a los modos TE en estructuras 2D). Este hecho ya se comentó en el apartado 2.2.1, donde se indicaba que las estructuras consistentes en elementos aislados de alto índice (e.g., estructura de columnas) favorecen la aparición de PBGs para los modos TM, mientras que las estructuras consistentes en elementos aislados de bajo índice (e.g., estructura de agujeros) suelen presentar PBGs para los modos TE.

Se ha hecho uso de los diagramas de bandas 3D de la estructura propuesta, los cuales han sido calculados utilizando el software comentado anteriormente MPB, basado en el método de expansión en ondas planas (*Plane-Wave Expansion*, PWE) [Joh01]. Los parámetros que se han variado para optimizar el PBG de la estructura han sido el radio de los cilindros, r , y su altura, h , ya que el valor del resto de parámetros (básicamente los índices de los materiales) se encuentran fijados por la combinación de materiales tomada para la creación del cristal fotónico. Se ha realizado un barrido de los valores normalizados de estos dos parámetros y se ha calculado la anchura relativa del PBG para los modos con simetría impar (dada como el cociente entre la anchura del PBG y su frecuencia central) para cada combinación de radio y altura de las columnas, obteniéndose los resultados mostrados en la figura 2.12. A partir de esta figura se determina que el **tamaño máximo del PBG para los modos impares es de 16.56%**, el cual se obtiene para una combinación de parámetros $r_{\text{opt}} = 0.1663a - h_{\text{opt}} = 2.0238a$.

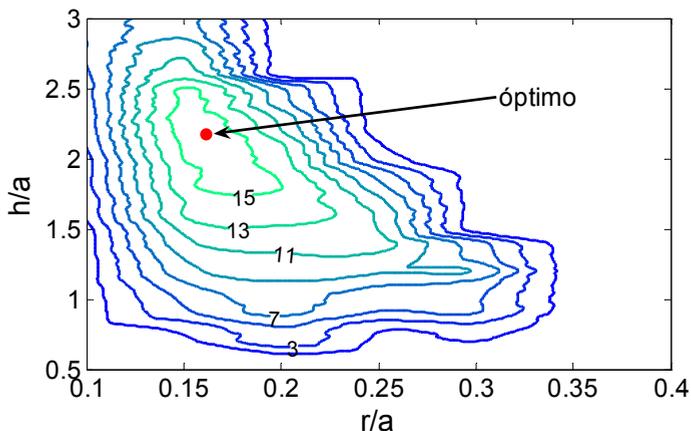


Figura 2.12. Anchura relativa (en %) del PBG obtenido para los modos con simetría impar en función del radio de las columnas (r) y de su altura (h). La combinación $r_{\text{opt}} = 0.1663a - h_{\text{opt}} = 2.0238a$ (marcada con un punto rojo) proporciona el PBG de tamaño máximo (16.56%).

En la figura 2.13 se muestra el diagrama de bandas del cristal fotónico de columnas cuando se utilizan los valores óptimos de radio y altura (r_{opt} , h_{opt}) obtenidos a partir de la figura 2.12. Se puede ver como aparece un PBG de gran tamaño entre la primera y la segunda banda impar de la estructura, el cual se encuentra además por debajo del cono de luz (un requisito imprescindible para tener modos sin pérdidas confinados en el cristal fotónico). También se han representado con color rojo claro los modos pares de la estructura, pudiéndose ver como no aparece ningún tipo de PBG por debajo del cono de luz para los modos con esta polarización.

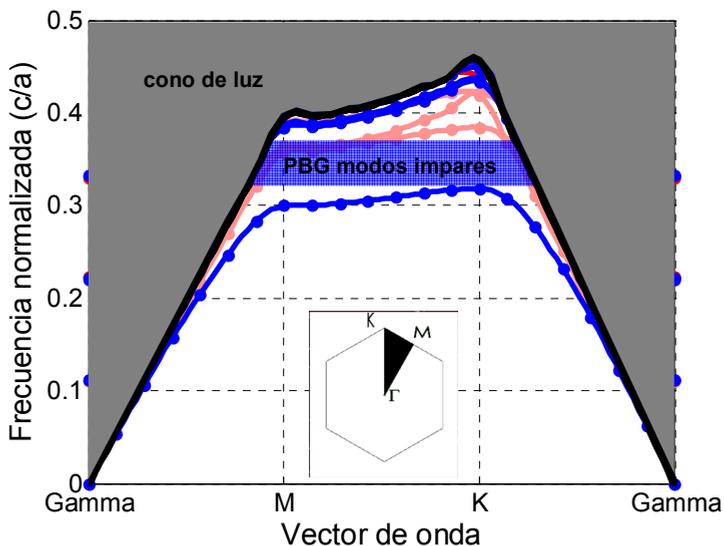


Figura 2.13. Diagrama de bandas del cristal fotónico planar propuesto con los parámetros óptimos: $r_{opt} = 0.1663a$ y $h_{opt} = 2.0238a$. Las líneas azules representan los modos impares de la estructura. También se han representado los modos pares de la estructura con líneas de color rojo claro. La región sombreada en azul representa el PBG de la estructura para los modos impares. La región gris representa el cono de luz de los modos radiados hacia el sustrato. El recuadro interior muestra la zona de Brillouin (hexagonal) y la zona de Brillouin reducida (sombreada) con sus puntos de simetría.

Si se desea conseguir que el PBG de esta estructura se encuentre centrado en una longitud de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$, se deberá utilizar un periodo $a = 537.23 \text{ nm}$. Este valor del periodo determinará los valores físicos tanto para el radio de las columnas como para su altura: $r_{opt} = 89.34 \text{ nm}$ y $h_{opt} = 1.087 \text{ }\mu\text{m}$. También quedará fijada la **anchura espectral del PBG existente en la estructura: 256 nm**, valor más que suficiente para albergar todo el espectro de señal que se suele emplear en redes y equipos WDM.

La primera ventaja de la estructura de columnas de Silicio se deriva de la altura que se ha determinado como óptima. En este caso, **la altura de la estructura se encuentra alrededor de la micra, entre 4 y 5 veces superior a la altura utilizada para los cristales fotónicos de agujeros (entre 200 y 250 nm), lo que permitirá tener un acoplo más eficiente de la luz procedente de fuentes externas** como fibras ópticas o guías dieléctricas de bajo contraste (con dimensiones alrededor de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$). De esta forma, la reducción del haz de luz en la dirección vertical no será tan exigente como en el caso de los cristales fotónicos de agujeros, consiguiéndose así una mayor eficiencia de acoplo.

2.3.3. Creación de guías en el cristal fotónico planar de columnas de Silicio

Una vez se han optimizado los parámetros del cristal fotónico para maximizar el tamaño del PBG para los modos con simetría impar, se ha estudiado la introducción de defectos lineales para la creación de guías de onda ópticas. Concretamente, se han estudiado los defectos lineales que se comentan a continuación y que se muestran esquemáticamente en la figura 2.14:

- **creación de un defecto lineal reduciendo el radio de una fila de columnas de Silicio a lo largo de la dirección ΓK** (figura 2.14.(a)) [Joh00]. La nueva fila de columnas de radio reducido (r_{def}) provoca que el índice efectivo de la región que forma la guía sea menor al original, de forma que el modo que entra en el PBG provendrá de la primera banda del cristal fotónico, con lo que la guía creada será totalmente monomodo.
- **introducción de una línea *strip* de Silicio de anchura w en sustitución de una fila de columnas de Silicio** (figura 2.14.(b)) [Lau02]. Las dos filas de columnas adyacentes a la línea *strip* introducida se modificarán de forma conveniente para eliminar posibles modos resonantes no guiados confinados entre la propia línea *strip* y el cristal fotónico adyacente. En el caso mostrado en la figura 2.14.(b), las filas adyacentes de columnas de Silicio han sido totalmente eliminadas, ya que, como se verá posteriormente, ésta es la configuración óptima para este tipo de guía.

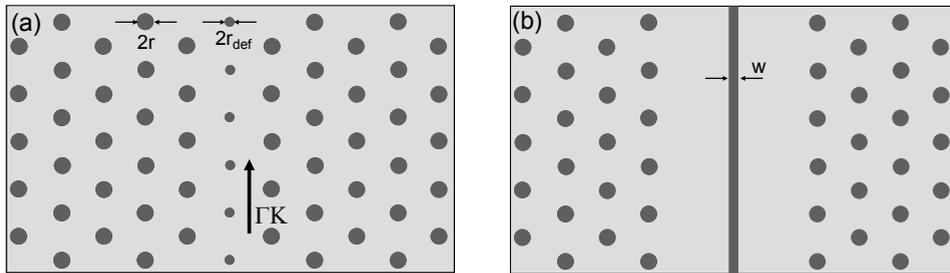


Figura 2.14. Esquema de los defectos lineales estudiados para crear las guías de onda en el cristal fotónico de columnas de Silicio. (a) La guía se crea reduciendo el radio de las columnas (r_{def}) a lo largo de la dirección de propagación. (b) Se introduce una línea dieléctrica de Silicio de anchura w en sustitución de una fila de columnas para realizar el guiado.

2.3.3.1. Creación de una guía de columnas de radio reducido

En primer lugar se ha estudiado la creación de una guía mediante la introducción de una fila de columnas de radio reducido (r_{def}), tal y como se mostraba en la figura 2.14.(a). Se han calculado los diagramas de bandas de la guía para distintos valores del parámetro r_{def} , obteniéndose los resultados que se muestran en la figura 2.15. A la hora de realizar los cálculos se ha utilizado una supercelda en la dirección transversal de la guía, con tamaño suficiente para poder despreciar el efecto de las repeticiones adyacentes de la guía creada. En la figura 2.15 se muestran en color azul los modos guiados (con simetría impar en la dirección vertical) que aparecen al reducir el radio de las columnas que forman el defecto lineal (r_{def}), además del cono de luz del sustrato y los modos extendidos en el cristal fotónico que rodea el defecto lineal

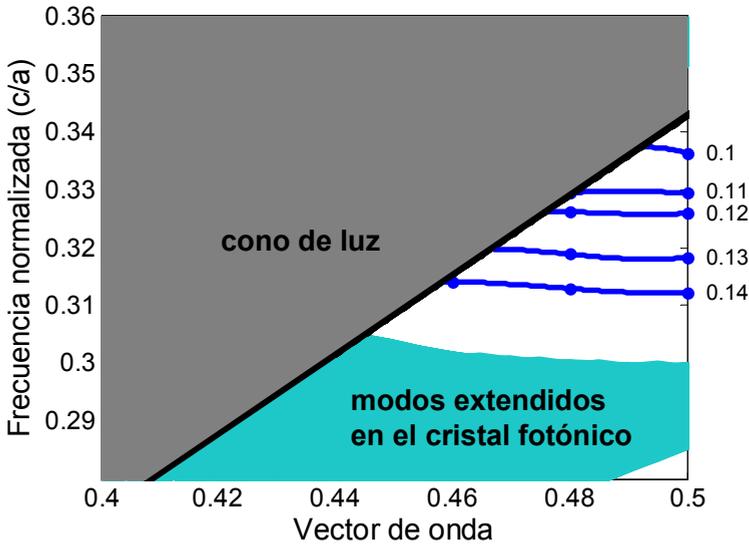


Figura 2.15. Diagrama de bandas de la guía de cristal fotónico creada al reducir el radio de las columnas de Silicio. Las líneas azules representan los modos guiados de simetría impar que aparecen al utilizar distintos valores del parámetro r_{def}/a (el valor se indica para cada caso en la figura). La región azul claro representa los modos que se propagarán en el cristal fotónico que rodea el defecto lineal. La región sombreada representa el cono de luz de los modos radiados hacia el sustrato.

Se puede ver como al ir disminuyendo r_{def} , la frecuencia del modo guiado procedente de la primera banda del cristal fotónico original aumenta cada vez más, debido a que el índice efectivo de la región que forma el defecto lineal es cada vez menor. En la figura 2.15 se puede ver también como para cada valor de r_{def} únicamente se tiene un modo guiado en el interior del PBG del cristal fotónico, por lo que se estará cumpliendo el objetivo de conseguir guías de onda que sean estrictamente monomodo.

Además, se puede ver también como para radios de los defectos menores a $0.1a$, el modo guiado pasará a encontrarse por encima del cono de luz del sustrato, por lo que no estará perfectamente confinado en la dirección vertical y se tendrá un modo con pérdidas de radiación. Esto significa que, al contrario de lo que ocurriría con la misma estructura si fuera simplemente 2D (infinita en la dirección vertical), no se podrán obtener modos guiados sin pérdidas eliminando completamente una fila de columnas de Silicio en la dirección ΓK , ya que los modos resultantes se encontrarían por encima del cono de luz y radiarían hacia el sustrato de óxido de Silicio.

Uno de los aspectos que más llama la atención de los modos guiados representados en la figura 2.15 es que su relación de dispersión es muy plana. Esto determinará que los modos guiados resultantes tengan un ancho de banda muy pequeño y, como se verá de forma más detallada en el capítulo 3, una velocidad de grupo muy baja y valores de dispersión muy elevados. Este tipo de estructuras son ideales para la creación de elementos integrados de retardo [Sca96, Lan01], mejora de las no linealidades de los materiales [Sol02, Cue04], o creación de compensadores de dispersión ultracompactos [Not01b, Hos02], aplicaciones/elementos que se estudiarán de forma más extensa en posteriores capítulos de esta tesis. En la tabla 2.1 se muestran los anchos de banda relativos (el cociente entre el ancho de banda y la frecuencia central normalizados) de cada modo guiado para los diferentes valores de r_{def} seleccionados, así como el ancho de banda real que tendría la estructura de guiado si se tomara el periodo adecuado para centrar el modo en $\lambda = 1550$ nm. El ancho de banda relativo máximo que se obtiene es de 0.64% (~ 10 nm cuando el modo está centrado en $\lambda = 1550$ nm) para $r_{\text{def}} = 0.1a$.

r_{def}/a	Ancho de banda relativo (%)	Ancho de banda alrededor de $\lambda = 1550$ nm (nm)
0.1	0.64	9.92
0.11	0.56	8.68
0.12	0.15	2.35
0.13	0.12	1.86
0.14	0.32	4.96

Tabla 2.1. Ancho de banda relativo (en %) y real (cuando el modo está centrado en $\lambda = 1550$ nm) de los modos guiados en la estructura de columnas de radio reducido para diferentes valores de r_{def}/a .

En cuanto al patrón de campo de los modos guiados, en la figura 2.16 se muestra la componente del campo eléctrico que es paralela a las columnas (E_z) para el caso de $r_{\text{def}} = 0.12a$, para un vector de onda situado en el borde de la zona de Brillouin ($k = \pi/a$). En esta figura se puede observar como el modo guiado está fuertemente confinado en la región del defecto, produciéndose un decaimiento exponencial del campo cuando éste penetra tanto en los sustratos (debido al guiado por índice en la dirección vertical) como en el cristal fotónico que rodea a la guía (debido al efecto del PBG del cristal). Además, se confirma el hecho de que la sección vertical del modo guiado es mucho mayor que para el caso de los cristales fotónicos de agujeros (alrededor de $1 \mu\text{m}$ frente a 200-250 nm), por lo que el acoplo a guías externas será más eficiente y las exigencias de reducción del tamaño del modo en la dirección vertical no serán tan fuertes.

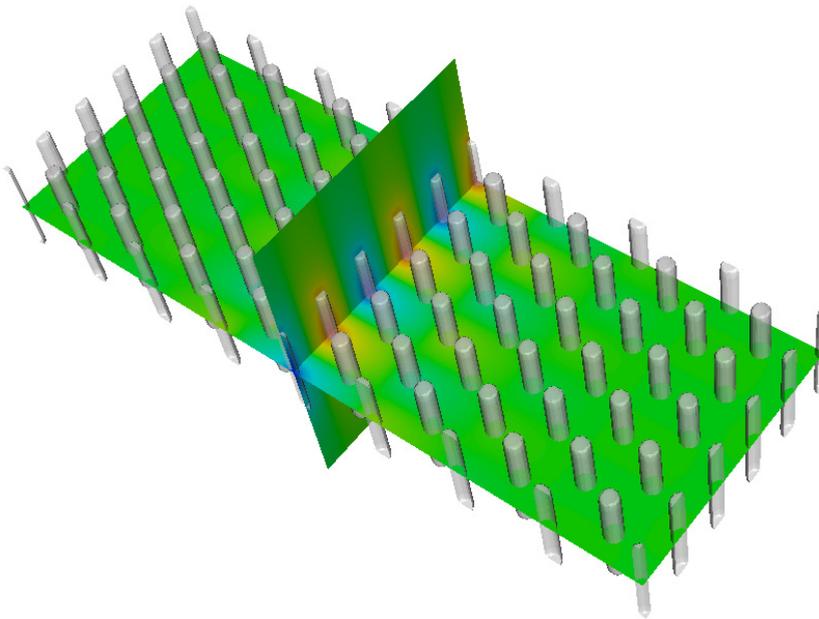


Figura 2.16. Patrón de campo para el caso de la guía de columnas de radio reducido cuando $r_{\text{def}} = 0.12a$ y el vector de onda se encuentra en el borde de la zona de Brillouin ($k = \pi/a$). Se representa la componente de campo eléctrico que es paralela a las columnas de Silicio de la estructura. Mediante los 2 cortes realizados se puede ver el perfil del modo en el plano del cristal (plano xy) y en el plano perpendicular al defecto en altura (plano yz).

2.3.3.2. Creación de una guía mediante una línea *strip* de Silicio

La segunda opción que se ha estudiado para la creación de una guía en la estructura de cristal fotónico de columnas de Silicio ha sido la introducción de una línea *strip* de Silicio de anchura w en sustitución de una fila de columnas del cristal original, tal y como se mostraba en la figura 2.14.(b). Se puede ver como además de la fila central también han sido eliminadas las dos filas de columnas Silicio adyacentes a la línea *strip* introducida, evitando así la aparición de estados resonantes creados por el confinamiento del campo eléctrico entre la línea *strip* y las filas de cilindros, tal y como se describe en [Lau02]. De nuevo, se han calculado los diagramas de bandas de la guía para distintos valores del parámetro w , determinándose que el comportamiento óptimo (el modo guiado se encuentra por debajo de cono de luz del sustrato y ocupa prácticamente todo el PBG del cristal fotónico) se da cuando la anchura es $w = 0.08a$. El diagrama de bandas para este caso se muestra en la figura 2.17.

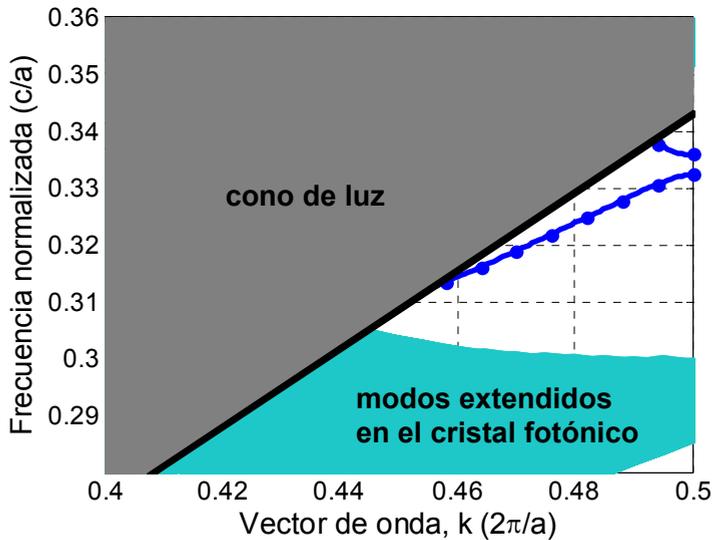


Figura 2.17. Diagrama de bandas de la guía de cristal fotónico creada al eliminar tres filas de columnas de Silicio e introducir una línea *strip* de anchura $w = 0.08a$. Las líneas azules representan los modos guiados de simetría impar que aparecen al introducir el defecto. Se representan también el cono de luz del sustrato (región gris) y los modos extendidos en el cristal fotónico (región azul claro).

En este caso, los modos guiados que aparecen no son tan planos como en el caso de crear la guía reduciendo el radio de una fila de columnas de Silicio. Estos modos proceden directamente del modo guiado correspondiente a la propia línea *strip* de Silicio introducida cuando ésta se encuentra simplemente rodeada de sílice. En este caso, el modo guiado fundamental de la guía *strip* sería similar al primer modo mostrado en la figura 2.17, pero se extendería hasta $k = \infty$ debido a que no hay ninguna limitación en la zona de Brillouin. Sin embargo, al introducir esta línea *strip* en el interior de una configuración periódica, se provoca el pliegue del diagrama de bandas de la guía sobre la zona de Brillouin $0 \leq k < \pi/a$, como se observa en la figura 2.17. Además, debido a la periodicidad que existe en la estructura, se puede ver como se abrirá un pequeño *gap* en la zona del pliegue de la banda en $k = \pi/a$ debido a la reflexión distribuida de Bragg en los cilindros que rodean la guía, provocándose la separación del modo original en dos [Agi01]. La ventaja de rodear la guía *strip* con cristal fotónico es que se evitará la radiación lateral de los modos guiados cuando se introduzca alguna discontinuidad en la guía, lo que permitirá la creación de curvas abruptas y cavidades idealmente sin pérdidas.

En cuanto a las propiedades de los modos guiados que aparecen, el hecho de que no sean tan planos (salvo en la zona próxima al borde de la zona de Brillouin, donde sí se produce una ligera curvatura) provoca que los modos tengan un mayor ancho de banda, a la vez que su velocidad de grupo sea alta y su dispersión baja, lo que los hace ideales para funciones de interconexión entre elementos de un mismo chip (*Optical Interconnects*) [Ald07, Mil00]. De esta forma, utilizando la configuración de cristal fotónico de columnas de Silicio en sílice se podrá disponer fácilmente tanto de guías monomodo que realicen funciones complejas de procesado como introducción de retardos o compensación de dispersión (mediante las guías de columnas de radio reducido), como de guías monomodo que se encarguen de guiar la señal entre puntos del circuito sin introducir distorsión (mediante las guías de línea *strip*).

Los valores concretos de ancho de banda de los modos guiados en esta estructura pueden verse en la tabla 2.2. Se puede ver como el ancho de banda relativo del modo inferior es de 6.27%, lo que equivale a casi 100 nm cuando el modo se encuentra centrado en $\lambda = 1550$ nm, ancho de banda más que suficiente para la transmisión de todos los canales en un sistema WDM.

Modo	Ancho de banda relativo (%)	Ancho de banda alrededor de $\lambda = 1550$ nm (nm)
Inferior	6.27	97.185
Superior	0.682	10.571

Tabla 2.2. Ancho de banda relativo (en %) y real (cuando el modo está centrado en $\lambda = 1550$ nm) de los modos guiados en la estructura creada al introducir un defecto consistente en una línea *strip* de Silicio de anchura $w = 0.08a$.

Por último, en la figura 2.18 se representa el patrón de campo eléctrico del modo guiado inferior de la guía creada al introducir la línea *strip* de Silicio de anchura $w = 0.08a$. Se puede ver como al igual que ocurría para el caso de la guía de columnas de radio reducido, el modo guiado está altamente confinado en la región del defecto y su altura en la dirección vertical es mucho mayor que para el caso de las estructuras de cristal fotónico de agujeros. El perfil de campo del modo guiado superior será prácticamente idéntico al representado en la figura 2.18 para el modo inferior, únicamente con una diferencia de fase de π (donde un modo tiene un máximo de campo, el otro tiene un mínimo). Esta similitud entre campos es debida al hecho de que ambos modos proceden del modo guiado de la guía *strip* infinita, y su separación se debe a la introducción de la periodicidad del cristal fotónico en la estructura. Al fijarnos en el campo eléctrico en el borde de la zona de Brillouin ($k = \pi/a$), estamos viendo el punto exacto en el que el modo original ha sido dividido en dos, lo que se consigue haciendo que la distribución de campo sea idéntica en ambos modos, con solo un cambio en la fase del campo.

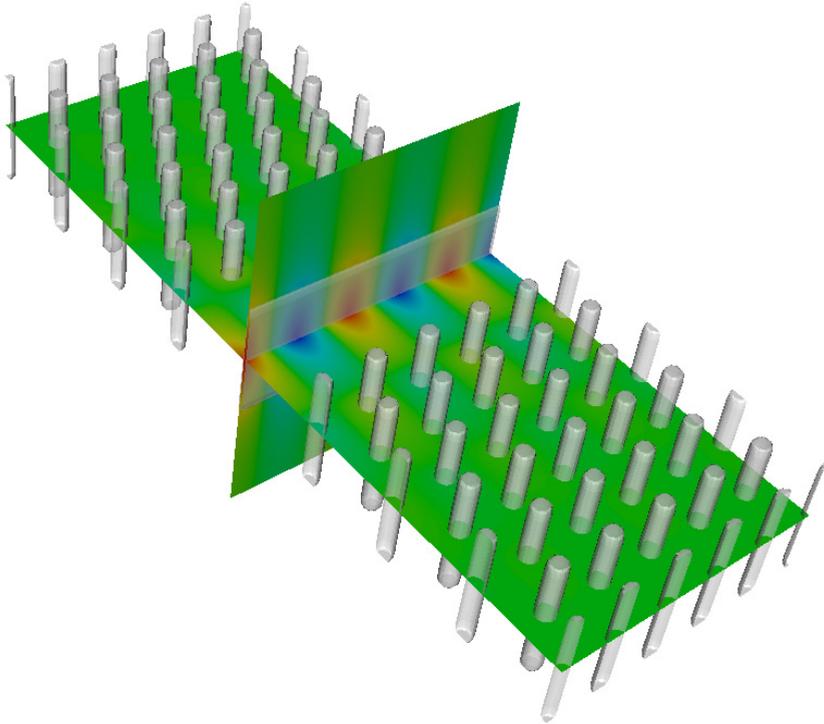


Figura 2.18. Patrón de campo de la banda guiada inferior para el caso de la guía creada al eliminar tres filas de columnas e introducir una línea *strip* de anchura $w = 0.08a$ y el vector de onda se encuentra en el borde de la zona de Brillouin ($k = \pi/a$). Se representa la componente de campo eléctrico que es paralela a las columnas de Silicio de la estructura. Mediante los 2 cortes realizados se puede ver el perfil del modo en el plano del cristal (plano xy) y en el plano perpendicular al defecto en altura (plano yz).

2.4. Fabricación y caracterización de cristales fotónicos planares

Una vez se ha estudiado de forma teórica el comportamiento de los cristales fotónicos planares tanto de agujeros de aire en material de alto índice como en la configuración de columnas de Silicio en un núcleo de sílice propuesta en este trabajo, se ha pasado a fabricar y caracterizar de forma experimental algunas de estas estructuras. Como se ha comentado a lo largo del texto, la configuración de cristal fotónico de agujeros en un material de alto índice es la

más usada habitualmente, ya que su proceso de fabricación es el más sencillo y el que más directamente puede ser trasladado desde la industria de la microelectrónica cuando se trabaja sobre materiales compatibles con CMOS. Generalmente, el material utilizado para fabricar estas estructuras es el Silicio debido al amplio conocimiento existente acerca de los procesos de fabricación relacionados con este material, lo que los hace más rápidos, baratos y fácilmente extensibles a procesos de producción en masa para dispositivos fotónicos. Esto ha dado lugar a la aparición de una línea de la nanofotónica de enorme importancia en la actualidad llamada *Silicon Photonics* (Fotónica en Silicio) [Ree04, Jal06]. Es por esto que, además del desarrollo de los procesos de fabricación de las estructuras de columnas de Silicio en sílice, también se han desarrollado varios prototipos de estructuras de agujeros de aire en Silicio. El apartado 2.4.1 estará dedicado a la fabricación y caracterización experimental de cristales fotónicos planares de agujeros, mientras que el apartado 2.4.2 se dedicará a la fabricación y caracterización de los cristales fotónicos planares de columnas de Silicio en sílice propuestos en este trabajo.

2.4.1. Cristales fotónicos de agujeros de aire en Silicio

2.4.1.1. Proceso de fabricación

Las estructuras de cristal fotónico de agujeros en Silicio han sido fabricadas sobre obleas SOI (*Silicon On Insulator* – Silicio sobre aislante) de 6" (150 mm), las cuales constan de una capa de Silicio de 205 nm crecida sobre un sustrato de sílice de 3 μm . En la figura 2.19 se muestra de forma esquemática la estructura de capas de este tipo de obleas. El diseño creado será expuesto mediante un proceso de escritura directa por haz de electrones sobre un material fotosensible depositado sobre la oblea y se transferirá a la capa de Silicio mediante ataque seco, eliminando así las zonas que no se deseen. Los procesos de fabricación han sido optimizados para conseguir agujeros con las características deseadas de: baja excentricidad de los agujeros, y elevada verticalidad y baja rugosidad de sus paredes.

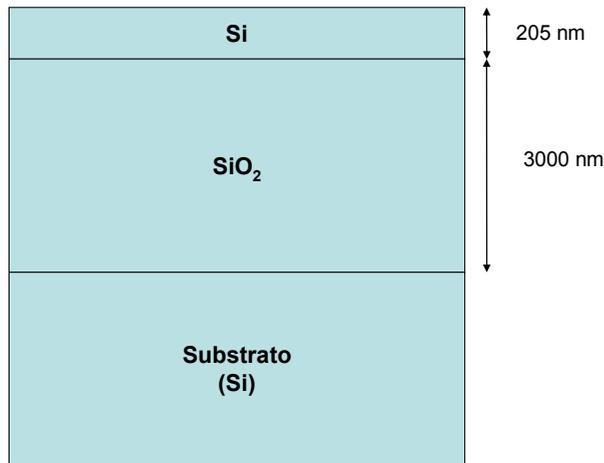


Figura 2.19. Estructura de capas de las obleas SOI utilizadas para fabricar las estructuras basadas en cristales fotónicos planares de agujeros.

De forma más detallada, los pasos seguidos para la fabricación de las estructuras basadas en cristales fotónicos de agujeros son (mostrados también de forma esquemática en la figura 2.20):

1. Deposición de una capa de resina PMMA sobre la oblea. La PMMA es una resina positiva, de forma que las partes que se espongan mediante la técnica seleccionada (litografía por haz de electrones, luz ultravioleta,...) serán eliminadas posteriormente en el proceso de revelado. El uso de resinas positivas es ideal para la creación de cristales fotónicos de agujeros, ya que únicamente se tendrán que exponer las áreas correspondientes a los agujeros que se quieren realizar en la capa de Silicio. Sin embargo, a la hora de crear las guías de acceso o limitar lateralmente los cristales fotónicos creados, habrá que exponer áreas muy grandes de superficie para atacar el Silicio que delimita estas regiones, lo que será muy costoso en tiempo. La resina PMMA será depositada sobre la oblea mediante un proceso de *spin coating*.
2. Exposición de los motivos diseñados sobre la capa de PMMA mediante litografía de haz de electrones (*E-Beam Lithography*, EBL). Este tipo de litografía permite obtener resoluciones de hasta 2 nm (aunque la resolución real estará limitada por la resina utilizada), por lo que es ideal para realizar diseños con unas dimensiones tan reducidas como las de las estructuras de cristal fotónico estudiadas.

3. Revelado de la oblea, de forma que se eliminarán las zonas de resina expuestas mediante el proceso de EBL y permanecerán aquellas que no han sido expuestas. De esta forma se creará la máscara con el diseño deseado.
4. Una vez grabado el diseño sobre la resina se realizará un ataque seco mediante ICP (*Inductive Coupled Plasma*) para transferirlo a la capa de Silicio. Este proceso debe realizarse con los parámetros adecuados para transferir correctamente el dibujo de la máscara al Silicio, consiguiendo una alta verticalidad de las paredes y una mínima rugosidad.
5. Eliminación de la capa de resina mediante ataque químico o de plasma.
6. Corte del chip por las guías acceso al cristal fotónico fabricado, de forma que se pueda acoplar lateralmente luz desde el exterior a estas guías.

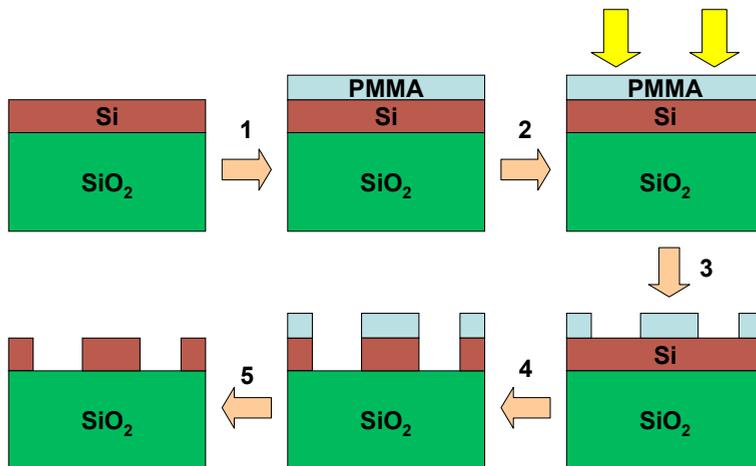


Figura 2.20. Esquema del proceso de fabricación seguido para crear las estructuras de cristal fotónico de agujeros. Se parte de una oblea SOI con una capa de Silicio de 205 nm de espesor, sobre la cual se deposita una capa de resina PMMA (paso 1). La resina se expone mediante EBL (paso 2) y se revela para eliminar las partes expuestas (paso 3). Por último, se transferirá el diseño a la capa de Silicio mediante ataque ICP (paso 4) y se eliminará la capa de resina restante mediante ataque químico o de plasma (paso 5).

Todo el proceso de fabricación comentado ha sido llevado a cabo íntegramente en el Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia.

Comentar por último que en lugar de trabajar directamente sobre obleas (como se ha comentado en la explicación del proceso de fabricación) se ha trabajado sobre trozos más pequeños de la propia oblea. Esto se ha hecho para aprovechar mejor la superficie total de una oblea (la cual se parte en trozos más pequeños), ya que los motivos a exponer son de tamaño muy reducido y si se utilizan obleas enteras para el proceso se desaprovecharía toda el área con la que no se está trabajando.

2.4.1.2. Proceso de caracterización y medida

Los prototipos fabricados han sido caracterizados y medidos experimentalmente para comprobar que su respuesta coincide con la del diseño teórico inicial. En concreto, se han realizado medidas de transmisión de los prototipos fabricados para comprobar que los PBGs y los modos guiados de las estructuras aparecen en las posiciones frecuenciales esperadas. Para ello se ha hecho uso del set-up mostrado en la figura 2.21. Se ha utilizado como fuente de excitación un láser sintonizable de banda ancha SANTEC TSL-210F que abarca el rango de longitudes de onda comprendidas entre 1260 nm y 1630 nm, lo que permite caracterizar gran parte del espectro de la estructura fabricada. Antes de realizar la medida propiamente dicha, se deberá llevar a cabo un proceso de alineamiento de la muestra que se desea medir con la fibra de entrada (se utiliza una fibra *lensed* para mejorar el acoplo de luz) y con el objetivo de salida. Para ello se utiliza el montaje mostrado en la figura 2.21.(a), donde se hace uso de unidades de traslación con control en cinco ejes (x , y , z , ϕ , θ) y precisiones de hasta 0.02 μm para posicionar correctamente la fibra de entrada y el objetivo de salida. La salida del objetivo será llevada a una cámara de infrarrojos (IR) para poder controlar el proceso de ajuste y determinar cuándo el alineamiento se ha realizado de forma correcta.

Una vez terminada la fase de alineamiento, se sustituirá la cámara de infrarrojos por un medidor de potencia ANDO Q2140, tal y como se muestra en la figura 2.21.(b). Se utilizará un ordenador personal para sincronizar el barrido en longitud de onda del láser de entrada con la medida de potencia. De esta forma, se obtendrá la respuesta en frecuencia (solo en amplitud, no en fase) de las estructuras que se han fabricado.

Otros elementos utilizados en el set-up mostrado en la figura 2.21 son:

- un controlador de polarización a la salida del láser, el cual permite rotar la luz de la fuente para tener la polarización deseada a la entrada de la muestra

- un polarizador a la salida del objetivo, mediante el cual se filtrará la salida de la muestra para quedarnos únicamente con la polarización de interés (generalmente TE o TM)
- una apertura de diámetro variable antes de la cámara de IR y del detector de potencia, la cual permite discriminar la luz que pueda haberse propagado parcialmente a través del aire o del sustrato de la estructura
- una lente que permite focalizar la luz a la entrada de la cámara de infrarrojos.

La figura 2.22 muestra una fotografía del set-up utilizado para realizar la caracterización experimental, donde se pueden ver físicamente los elementos indicados esquemáticamente en la figura 2.21.

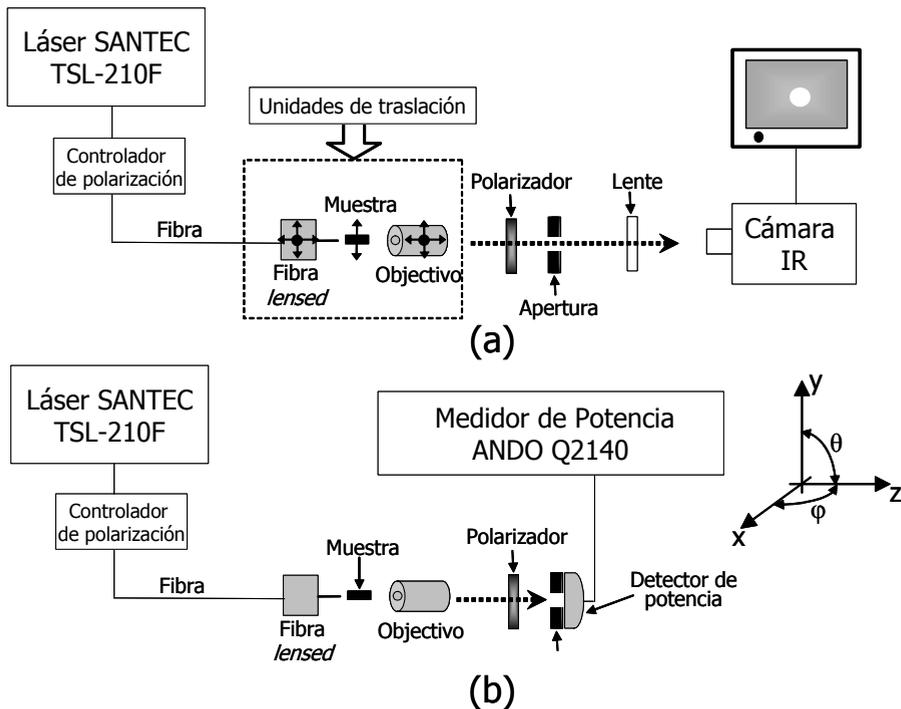


Figura 2.21. Esquema del set-up utilizado para realizar la caracterización experimental de las muestras fabricadas. El proceso de medida consta en primer lugar (a) de una fase de alineamiento para a continuación (b) realizar la medida propiamente dicha.

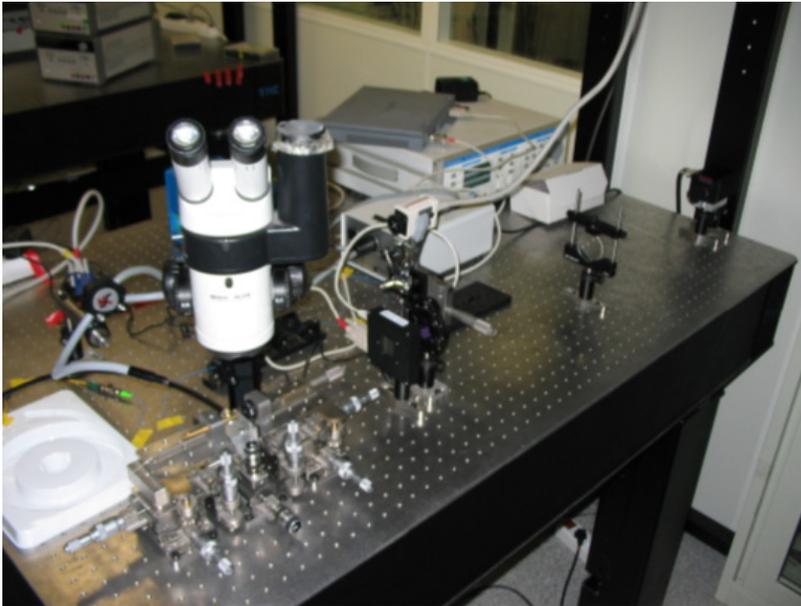


Figura 2.22. Imagen del set-up utilizado para realizar la caracterización experimental de las estructuras fabricadas.

Esta configuración fibra-objetivo del set-up de medida permite, como se ha comentado anteriormente, medir el espectro de las estructuras fabricadas para un ancho de banda muy grande (entre 1260 nm y 1630 nm). Sin embargo, el hecho de que la medida se realice utilizando una fuente y un medidor de potencia independientes, los cuales son sincronizados mediante un ordenador personal, hace que el tiempo necesario para realizar la medida sea muy elevado (y todavía más si se desea una buena resolución frecuencial). Es por esto que se ha utilizado otro set-up de caracterización con una configuración fibra-a-fibra para realizar medidas del espectro de una forma más rápida, aunque solo se podrá llevar a cabo la caracterización para un ancho de banda más reducido (aproximadamente entre 1525 nm y 1570 nm). Este set-up se muestra de forma esquemática en la figura 2.23. En este caso, se utilizará como señal de entrada al circuito una fuente de ruido ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) con un ancho de banda aproximadamente entre 1525 nm y 1570 nm. Esta señal se acoplará al circuito mediante una fibra *lensed*. El proceso de alineamiento de esta fibra de entrada y de selección de la polarización de entrada (TE o TM) será exactamente igual al comentado para el caso del set-up fibra-objetivo de la figura 2.21.(a). A la salida del circuito se tendrá otra fibra *lensed*, la cual se alineará con la salida del circuito usando un medidor de potencia de mano Wilcom FM8510. Una vez completado el proceso de alineamiento, la luz en la fibra se hará pasar por otro controlador de polarización y un divisor de polarización (PBS, *Polarization Beam Splitter*), de forma que a su salida se tendrá en un brazo la polarización deseada (TE o TM) y

en el otro la contraria. El espectro de salida será visualizado directamente mediante un analizador de espectro óptico ANDO AQ6317C (*Optical Spectrum Analyzer*, OSA). Para obtener el espectro del dispositivo caracterizado simplemente habrá que normalizar la respuesta medida en el OSA con el espectro de la fuente de ruido ASE utilizada.

Este tipo de medidas son mucho más rápidas que las realizadas mediante el set-up fibra-objetivo de la figura 2.21, además de proporcionar una mayor resolución espectral. Por contra, el rango espectral de la medida es bastante más pequeño en el caso fibra-a-fibra (1525-1570nm vs. 1260-1630nm). Sin embargo, esto no suele ser un problema cuando se caracterizan estructuras de guiado diseñadas para tener su modo alrededor de 1550 nm, ya que los 45 nm de ancho de banda de la fuente de ASE son generalmente suficientes para realizar la medida en el rango de interés.

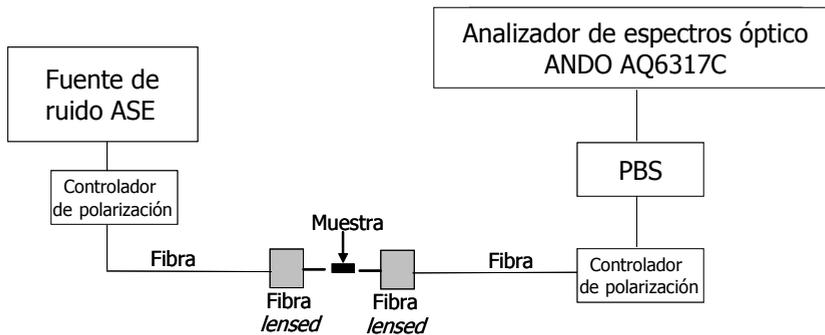


Figura 2.23. Esquema del set-up fibra-a-fibra utilizado para realizar medidas de espectro óptico de forma más precisa en el margen de longitudes de onda aproximadamente entre 1525 nm y 1570 nm.

Por último, además de la caracterización óptica en transmisión de las estructuras fabricadas, también se ha realizado una caracterización física mediante un microscopio electrónico Hitachi S-4500 (mostrado en la figura 2.24). Mediante las imágenes SEM (*Scanning Electron Microscope*) obtenidas se podrán medir las dimensiones físicas reales de los elementos fabricados (anchura de las guías, radio de los agujeros, forma de los agujeros, rugosidad, verticalidad de las paredes,...), de forma que se determinarán las desviaciones respecto a sus valores teóricos y se podrá ajustar el proceso de fabricación para corregirlas.



Figura 2.24. Equipo de microscopía electrónica Hitachi S-4500 utilizado para la caracterización física de los dispositivos fabricados.

2.4.1.3. Resultados de caracterización de las muestras fabricadas

Se han diseñado una serie de guías de onda en cristal fotónico de agujeros en SOI, de forma que puedan ser fabricadas y posteriormente caracterizadas. Como se mostraba en la figura 2.19, la altura del núcleo de Silicio está fijada a $h = 205$ nm, por lo que únicamente habrá que determinar el periodo y el radio de los agujeros que forman el cristal fotónico. Se ha llevado a cabo el proceso de diseño para determinar estos dos parámetros (el proceso de diseño es idéntico al realizado para el caso del cristal fotónico de columnas, pero en este caso buscando obtener un PBG de gran tamaño para los modos quasi-pares, por lo que no se describirá este proceso), tras el cual se han determinados unos valores de $a = 430$ nm y $r = 125$ nm. El cristal fotónico con estas dimensiones tendrá el diagrama de bandas para los modos quasi-pares mostrado en la figura 2.25, donde se puede ver como aparece un PBG de gran tamaño. En este caso, al no tenerse una estructura totalmente simétrica en la dirección vertical los modos no se podrán dividir en estrictamente pares o impares. Sin embargo, pese a que la configuración de materiales utilizada (aire-Silicio-sílice) es asimétrica, los índices del aire y de la sílice son muy similares entre sí y muy diferentes al del núcleo de Silicio, lo que provocará que el campo se encuentre altamente confinado en el

núcleo y con un elevado grado de simetría. Por lo tanto, pese a tenerse una estructura asimétrica, los modos serán muy similares a los de una estructura simétrica, por lo que se clasificarán en quasi-pares y quasi-impares.

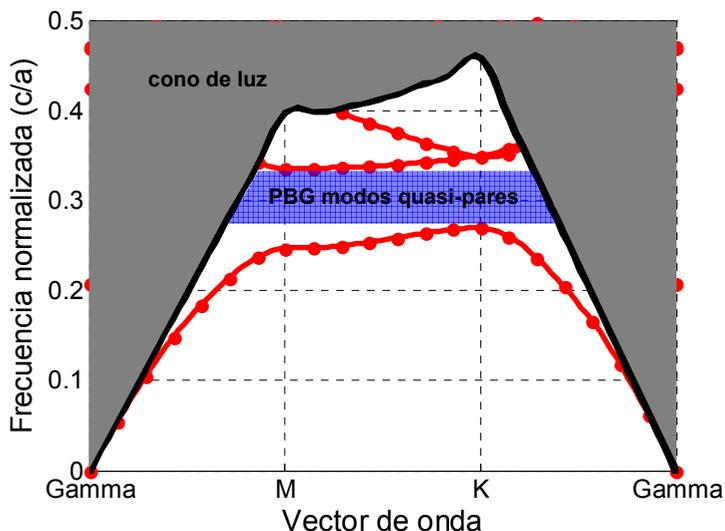


Figura 2.25. Diagrama de bandas del cristal fotónico planar de agujeros diseñado ($a = 430$ nm, $r = 125$ nm, $h = 205$ nm). Las líneas rojas representan los modos quasi-pares de la estructura. También se han representado el cono de luz y el PBG que aparece para los modos con esta simetría.

Se han creado diversas guías eliminando una fila de agujeros y variando su anchura de la forma indicada 2.3.1 (ver figura 2.10). En concreto, se han estudiado las configuraciones de guía W1, W0.7 y W0.5, cuyos diagramas de bandas se muestran en la figura 2.26. El PBG del cristal fotónico en la dirección ΓK se produce entre las frecuencias normalizadas $0.2664(c/a)$ y $0.3358(c/a)$, lo que corresponderá a las longitudes de onda entre 1280.5 nm y 1614.1 nm para el periodo de red utilizado ($a = 430$ nm). Se puede ver en los diagramas de bandas mostrados en la figura 2.26 como al crear la guía eliminando completamente una fila de agujeros aparecerán 2 modos guiados en el interior del PBG, y como al ir reduciendo la anchura del defecto los modos se desplazarán hacia frecuencias superiores hasta incluso salir fuera del PBG (W0.7 y W0.5). Sin embargo, también aparecerán nuevos modos guiados procedentes de la primera banda del cristal fotónico (W0.7 y W0.5). En la tabla 2.3 se muestran los rangos de longitudes de onda de cada uno de los modos guiados para las configuraciones de guía estudiadas.

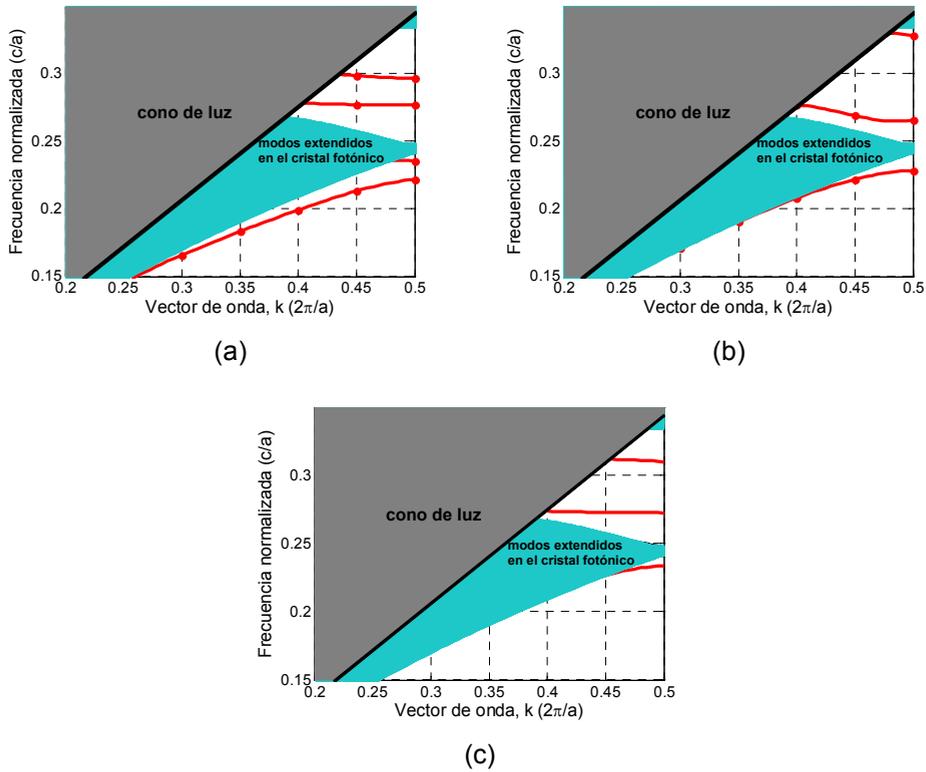


Figura 2.26. Diagramas de bandas para los modos quasi-pares de las guías creadas en el cristal fotónico de agujeros en SOI. (a) Guía W1, (b) guía W0.7, y (c) guía W0.5.

Guía	Modo	$\lambda_{inicial}$ (nm)	λ_{final} (nm)	Ancho de banda (nm)
W1	Inferior	1546.2	1552.3	6.1
	Superior	1434.8	1447.8	13
W0.7	Inferior	1552.9	1617.8	64.9
	Superior	1302.2	1311	8.8
W0.5	Inferior	1569.3	1577.4	8.1
	Superior	1378.2	1386.6	8.4

Tabla 2.3. Longitud de onda inicial, final y ancho de banda de cada uno de los modos guiados que aparecen en el interior del PBG para las estructuras mostradas en la figura 2.26.

Se han fabricado estas estructuras mediante el proceso indicado en el punto 2.4.1.1. Para mejorar el acoplo de luz procedente de la fibra externa se han utilizado guías de entrada de anchura $3\ \mu\text{m}$, las cuales se transformarán en las guías de $500\ \text{nm}$ que acceden a la estructura de cristal fotónico mediante un *taper* lineal de longitud suficiente para no introducir pérdidas adicionales (ver figura 2.27).

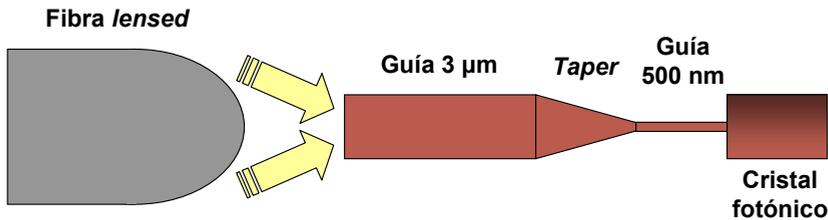


Figura 2.27. Esquema de la sección de entrada utilizada para recoger la luz de la fibra *lensed* y acoplarla a la estructura fotónica creada. Se utilizará una guía de entrada de mayor anchura ($3\ \mu\text{m}$) para aumentar la eficiencia de acoplo de luz desde la fibra. Posteriormente se introducirá un *taper* gradual para reducir la anchura hasta los $500\ \text{nm}$ de la guía de acceso a la estructura fotónica.

En la figura 2.28 se muestran imágenes SEM de las estructuras de cristal fotónico de agujeros fabricadas. En la figura 2.29 se muestra un detalle de los agujeros para las estructuras fabricadas. Se puede ver como no se ha conseguido obtener agujeros totalmente redondos, sino que tienen un pequeño “saliente” en uno de sus bordes (este “saliente” es siempre aproximadamente el mismo). Esto es debido a que, en la muestra fabricada, no se ha detenido totalmente la exposición del haz de electrones al realizar el desplazamiento entre los agujeros. El hecho de no tener agujeros perfectamente redondos hará que la respuesta pueda variar respecto a la predicha teóricamente a partir de los diagramas de bandas, aunque esta variación no será excesiva, ya que sí que se mantiene la periodicidad de la red y la forma de los agujeros es muy aproximada a la teórica (aunque no sean perfectamente circulares). Se ha medido tanto el periodo de la estructura como el radio de los agujeros (en su parte circular), obteniéndose unos valores de $a = 428\ \text{nm}$ y $r = 125\ \text{nm}$, idénticos a los del diseño original realizado (la desviación en el valor del periodo a es mínima). La longitud de las estructuras fabricadas y caracterizadas es de $L = 150a \approx 65\ \mu\text{m}$.

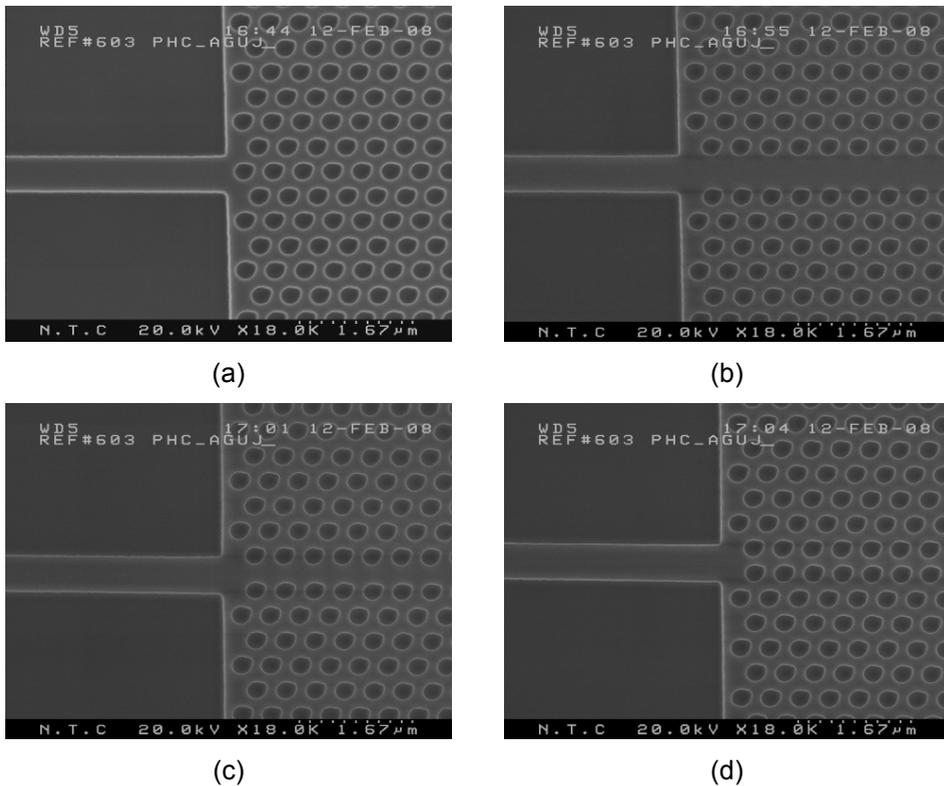


Figura 2.28. Imágenes SEM de las estructuras de cristal fotónico de agujeros fabricadas. A todas ellas se accede mediante una guía de Silicio de 500 nm de anchura. (a) Cristal fotónico sin defectos. (b) Guía W1. (c) Guía W0.7. (d) Guía W0.5.

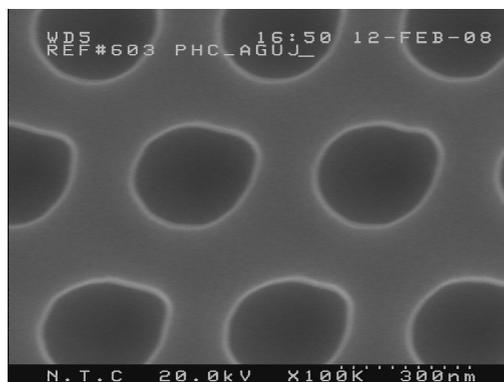


Figura 2.29. Imagen SEM de los agujeros de las estructuras fabricadas.

En primer lugar se ha medido el espectro de transmisión de la guía monomodo de 500 nm (i.e., no se tiene ningún cristal fotónico en la estructura medida). Para ello se ha hecho uso del setup fibra-objetivo descrito en el apartado 2.4.1.2, utilizando 8 mW (9 dBm) de potencia de salida del láser sintonizable. En la figura 2.30 se muestra el espectro de pérdidas de la guía monomodo de 500 nm normalizado respecto a la respuesta del láser sintonizable. Se puede ver como, para esta guía cuyas pérdidas teóricas son muy bajas, se obtienen unas pérdidas totales de unos 15 dB. Estas pérdidas serán debidas principalmente al **acoplo poco eficiente de la fibra *lensed* de entrada con el chip, que podremos cuantificar en unos 10-15 dB**. Además, la existencia de un acoplo poco eficiente entre la fibra y el chip provoca también la **formación de una cavidad Fabry-Perot, que será responsable del rizado** que se puede apreciar en el espectro de pérdidas medido. Queda clara, por tanto, la dificultad de conseguir un acoplo eficiente en este tipo de estructuras planares con alturas del núcleo alrededor de los 200 nm, y la necesidad de mejorar este acoplo.

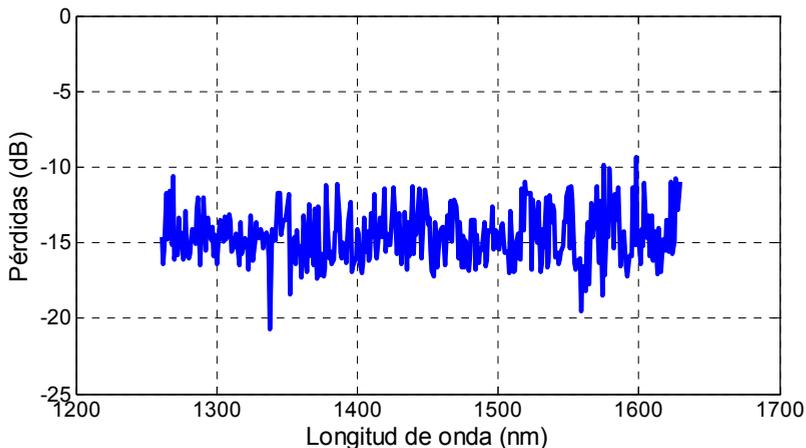


Figura 2.30. Espectro de pérdidas de transmisión de la guía monomodo de 500 nm utilizada en los diseños. A la hora de normalizar la medida se han tenido en cuenta las pérdidas introducidas por todos los elementos del setup (aproximadamente de 10 dB). Las potencias de transmisión medidas para la guía monomodo se encuentran alrededor de -20 dBm.

A continuación se han realizado las medidas de transmisión de las 4 estructuras de cristal fotónico fabricadas para los modos de simetría quasi-par en la dirección vertical. Para el caso del cristal fotónico sin defectos (figura 2.28.(a)), la potencia medida para todo el rango de longitudes de onda (entre 1260 nm y 1630 nm) se encuentra por debajo del nivel de ruido del medidor de potencia ANDO Q2140 (alrededor de -45 dBm), lo que indica que nos encontramos dentro del PBG del cristal fotónico.

Las medidas realizadas para el caso de la guía W1 (figura 2.28.(b)) se muestran en la figura 2.31 junto con el diagrama de bandas calculado teóricamente para la estructura (representado en función de la longitud de onda para una mejor comparación). En el espectro medido se puede ver como se tiene una elevada potencia transmitida para un amplio rango de longitudes de onda (aproximadamente, entre 1280 nm y 1550 nm), con una reducción de la potencia transmitida en la zona central de esta banda. Esto no se corresponde con el diagrama de bandas teórico mostrado, ya que según este diagrama de bandas, se esperaba medir dos picos estrechos centrados aproximadamente en 1440 nm y 1550 nm, correspondientes a los modos guiados de la estructura por debajo del cono de luz del sustrato.

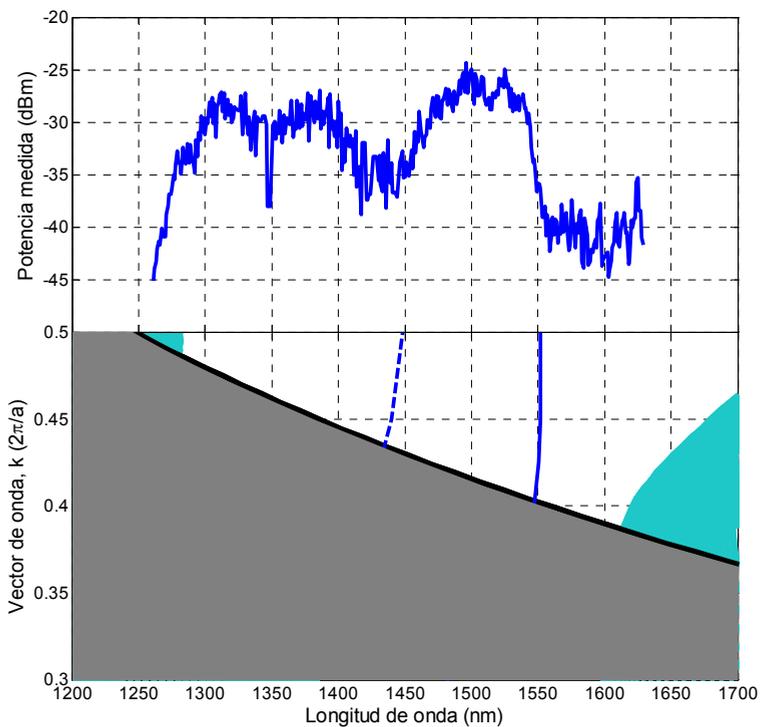


Figura 2.31. Espectro de transmisión medido para la guía W1 en el cristal de agujeros. También se muestra el diagrama de bandas teórico de la estructura, donde se representan con línea continua los modos pares en la dirección transversal de la guía, y con línea discontinua los modos impares en la dirección transversal.

Sin embargo, si se representa la relación de dispersión de las bandas guiadas también para las combinaciones k - λ por encima del cono de luz de los sustratos, la cosa cambiará, tal y como se muestra en la figura 2.32. Se puede

ver como ahora la banda guiada medida experimentalmente se corresponde totalmente con la banda de simetría par en la dirección transversal de la guía cuando se tiene también en cuenta el tramo que se encuentra por encima del cono de luz de los sustratos. Lo que está ocurriendo en este caso es que el confinamiento en el núcleo de Silicio de la estructura es tan fuerte, que la radiación de los modos hacia el sustrato es muy débil, por lo que se seguirán propagando correctamente a lo largo del defecto lineal aunque se encuentren por encima del cono de luz. Además, se puede ver también como se produce una disminución de potencia cuando en el diagrama de bandas se solapan los modos guiados con simetría par e impar en la dirección transversal de la guía. Esto es debido a que se produce una interferencia entre ambos modos a lo largo de la propagación, lo que disminuye la eficiencia del guiado. A partir de este hecho se podrá deducir que el modo guiado en la guía monomodo de acceso tendrá simetría par en la dirección transversal, ya que éste es el que se ha excitado de una forma más eficiente en la guía de cristal fotónico y a que la eficiencia de propagación ha disminuido cuando se tiene un modo de simetría impar en el diagrama de bandas.

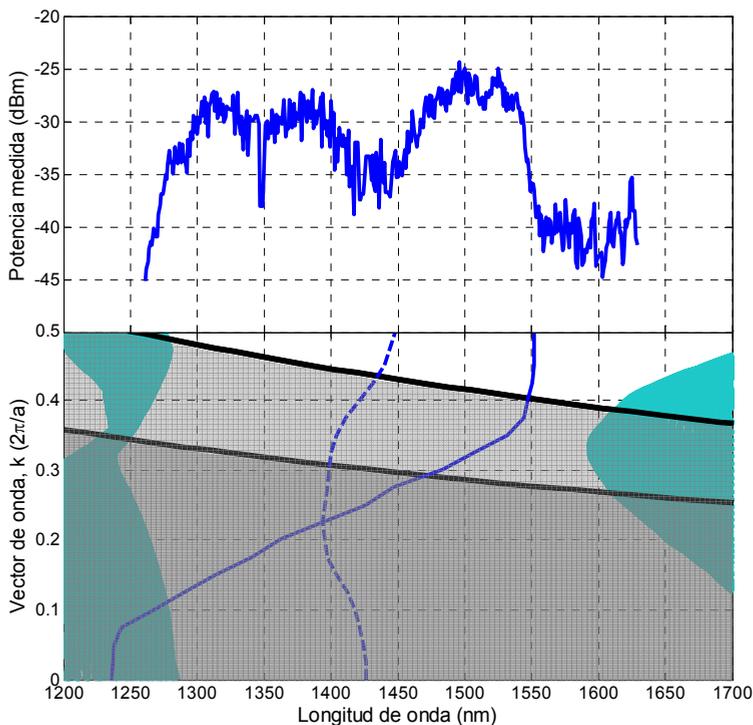


Figura 2.32. Mismo caso que el representado en la figura 2.31, pero teniendo también en cuenta las partes de los modos que se encuentran por encima del cono de luz de los sustratos. Se muestra tanto el cono de luz de la sílice (sombreado más claro) como el del aire (sombreado más oscuro).

Se ha medido también el espectro de transmisión de la guía W0.7 (figura 2.28.(c)), el cual se muestra en la figura 2.33. En el espectro se pueden apreciar las dos bandas guiadas de simetría transversal par que aparecen en el diagrama de bandas teórico (marcadas en la figura mediante círculos rojos), aunque también se aprecia una tercera banda entre 1370 nm y 1420 nm (marcada con un círculo verde) que no se corresponde con ninguna banda guiada del diagrama de bandas teórico. Seguramente esta banda guiada medida se corresponda a un modo excitado debido a la "no-circularidad" de los agujeros fabricados, aunque no se ha podido determinar de forma precisa su origen.

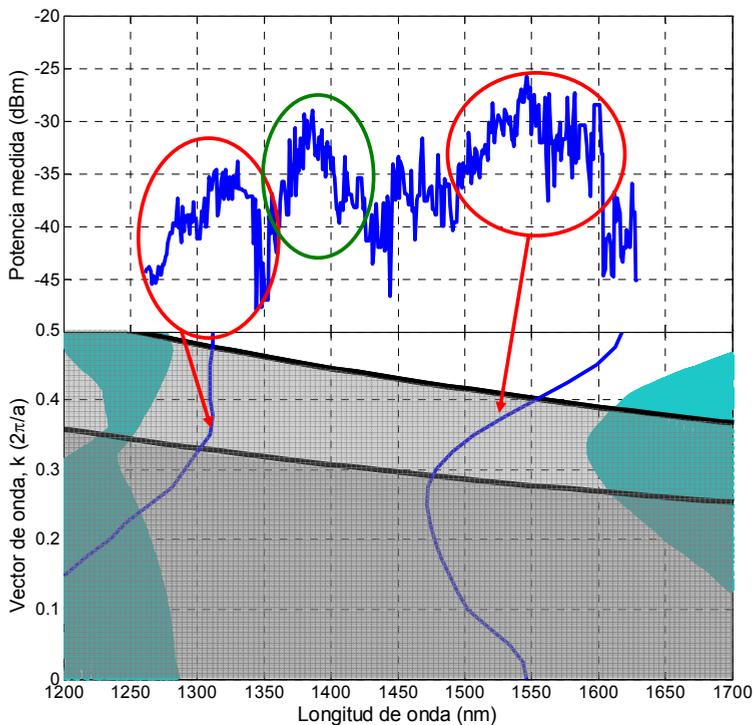


Figura 2.33. Espectro de transmisión medido para la guía W0.7 en el cristal de agujeros. También se muestra el diagrama de bandas teórico de la estructura, donde se representan con línea continua los modos pares en la dirección transversal de la guía. Se representa también la parte de los modos guiados que se encuentra por encima de los conos de luz de los sustratos.

Para el caso de la guía W0.5 (figura 2.28.(d)), el espectro medido se encontraba por debajo del nivel de ruido (-45 dBm) para todo el rango de longitudes de onda. Esto será principalmente debido a la reducida anchura de esta guía, lo que provocará un acoplo muy poco eficiente con la guía de acceso y unas altas pérdidas de propagación en la estructura.

2.4.2. Cristales fotónicos de columnas de Silicio en sílice

2.4.2.1. Proceso de fabricación

El proceso de fabricación de este tipo de cristal fotónico será mucho más complejo que el comentado en el apartado 2.4.1.1 para el caso de los cristales fotónicos de agujeros. En este caso, se deberá hacer uso de capas adicionales (denominadas *Hard Mask*) para crear los agujeros en la capa de sílice que forma el núcleo de la estructura y cumplir los requerimientos necesarios de relación de aspecto y verticalidad, ya que ahora se tendrán unas profundidades de ataque de 1 μm frente a los 205 nm para el caso de los cristales fotónicos de agujeros. Mediante el uso de estas *Hard Masks* se consigue tener mejores condiciones de selectividad y verticalidad en el ataque del óxido. Además, también habrá que rellenar con Silicio los agujeros creados mediante técnicas de infiltración.

En este caso, en lugar de utilizar obleas SOI se hará uso de obleas de óxido de 6" sobre las que se depositan una serie de capas adicionales necesarias para el proceso de fabricación de los cristales fotónicos de columnas, tal y como se muestra en la figura 2.34. En primer lugar, sobre la capa de óxido térmico que actuará como sustrato inferior del cristal fotónico (su grosor debe ser superior a 6 μm) se deposita mediante una técnica de evaporación LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapour Deposition*) una capa de óxido BPSG (*Boro, Phosphorus, Silica Glass*) cuyo índice de refracción es ligeramente superior al de la sílice del sustrato. Esta capa tendrá una micra de altura y conformará el núcleo del cristal fotónico sobre el que se realizarán los agujeros que posteriormente se rellenarán con Silicio para formar las columnas. Sobre esta capa de óxido BPSG se depositan 2 capas adicionales destinadas a la creación de la *Hard Mask*: una primera capa de Silicio amorfo y una segunda de óxido TEOS (Tetraetilortosilicato).

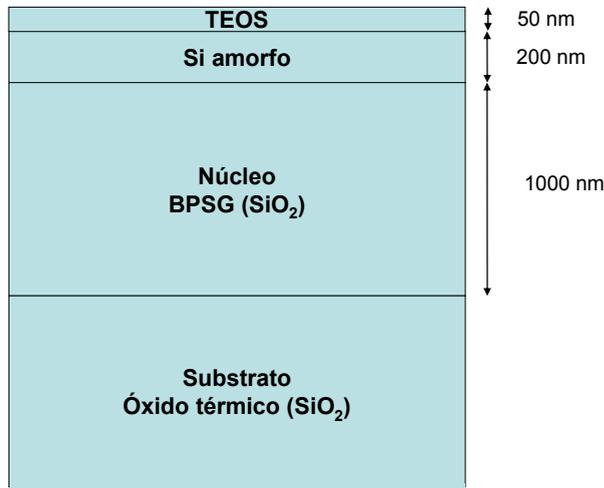


Figura 2.34. Estructura de capas de las obleas de óxido utilizadas para fabricar las estructuras basadas en cristales fotónicos planares de columnas de Silicio en sílice.

Ahora, a diferencia de lo hecho para el caso de los cristales fotónicos de agujeros, las guías de acceso al dispositivo se crearán en una etapa anterior a la de la creación del cristal fotónico de columnas. Esta etapa adicional se realizará antes de depositar las capas que formarán la *Hard Mask* mostradas en la figura 2.34. La anchura de las guías de acceso en este caso es de unas 6 micras, lo que permite utilizar técnicas como la litografía DUV (*Deep UV*, Ultravioleta Profundo, con longitud de onda entre 240 y 320 nm), la cual proporciona resoluciones menores, pero permite exponer grandes áreas de forma simultánea, por lo que será mucho más rápida.

Por tanto, los principales pasos seguidos para la fabricación de las estructuras de cristales fotónicos de columnas de Silicio son (mostrados esquemáticamente en la figura 2.35):

1. Creación de las guías de acceso en la capa de óxido BPSG. El proceso de litografía y ataque seguido para la creación de estas guías es muy similar al comentado en el apartado 2.4.1.1 para el caso de los cristales fotónicos de agujeros. La diferencia principal es que en este caso, al realizarse las guías mediante litografía DUV, se hace uso de una resina de Novolak (en lugar de PMMA) para crear la máscara sobre la capa de óxido BPSG de la oblea. A continuación se realiza la litografía mediante un *mask aligner* y se transfiere el diseño a la capa de óxido mediante un ataque profundo HARE (*High Aspect Ratio Etch*, Ataque con Alta Relación de Aspecto). Este ataque deberá optimizarse adecuadamente para conseguir guías con una

baja rugosidad en sus paredes. El proceso de creación de las guías ha sido llevado a cabo en el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona.

2. Realización de la *Hard Mask* para la creación de los agujeros que formarán las columnas de Silicio del cristal fotónico. Una vez creadas las guías en el núcleo de óxido BPSG, se recubrirá la oblea con las dos capas de Silicio amorfo y TEOS que compondrán la *Hard Mask* para crear la máscara de los agujeros. Las capas de *Hard Mask* han sido depositadas por la empresa MicroFAB. Los procesos de litografía y ataque utilizados en esta etapa son prácticamente idénticos a los utilizados para la creación de los cristales fotónicos de agujeros (apartado 2.4.1.1), ya que se trabajará con PMMA para crear la máscara y se transferirá el diseño a las capas de Silicio amorfo y TEOS mediante los ataques ICP adecuados.
3. Transferencia de los agujeros a la capa de BPSG mediante ataque seco. Este paso es muy similar al realizado en el punto 1 para transferir las guías de la máscara de Novolak al óxido BPSG, con la diferencia de que habrá que ajustar los parámetros del proceso de ataque profundo HARE para conseguir agujeros en el óxido con una elevada relación de aspecto y con baja rugosidad de sus paredes interiores.
4. Infiltración con Silicio policristalino de los agujeros creados en el núcleo de óxido BPSG. Se hará uso de una técnica de deposición LPCVD para este paso. Una vez rellenados los agujeros con Silicio se someterá a la muestra a un tratamiento térmico que consolide el material que forma las columnas. El éxito de este paso de infiltración viene determinado por la "calidad" de los agujeros anteriormente creados en la capa de óxido BPSG. Si los agujeros realizados no poseen las características adecuadas pueden darse problemas en su infiltración, como puede ser que el Silicio depositado se fije en la boca del agujero, taponándolo y evitando así que el resto del agujero se rellene. Este proceso de relleno de los agujeros con Silicio ha sido también llevado a cabo en el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona.
5. Creación del recubrimiento superior de SiO₂. Antes de recubrir la estructura con la capa de óxido de Silicio que formará el sustrato superior habrá que eliminar mediante un ataque ICP adecuado la *Hard Mask* utilizada y el Silicio sobrante tras la etapa de infiltración de los agujeros, de forma que únicamente quede la estructura de columnas de Silicio en el sustrato de sílice. Este paso es también bastante complicado, ya que el

ataque debe ser realizado correctamente para eliminar únicamente el Silicio que no ha penetrado en los agujeros y dejar intacto el que sí lo ha hecho. Por último, se recubrirá esta estructura con una capa de óxido térmico exactamente igual a la que forma el sustrato inferior del cristal fotónico, teniéndose así una estructura simétrica que permitirá confinar los modos en la dirección vertical mediante el efecto de reflexión total interna.

6. Corte del chip por las guías acceso al cristal fotónico fabricado, de forma que se pueda acoplar lateralmente luz desde el exterior a estas guías.

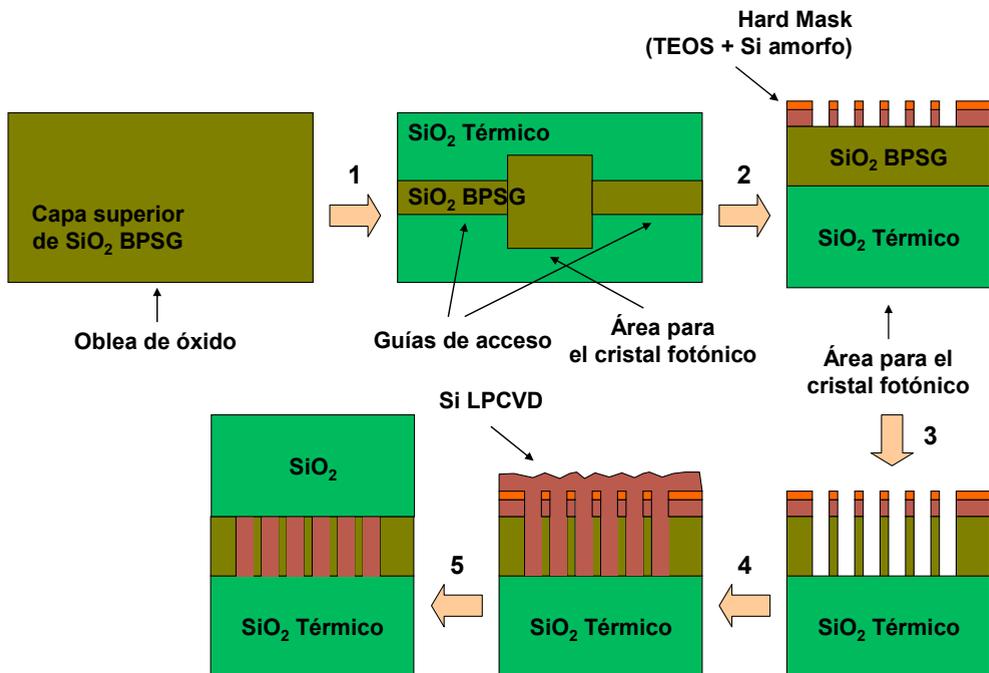


Figura 2.35. Esquema del proceso de fabricación seguido para crear las estructuras de cristal fotónico de columnas de Silicio. Se parte de una oblea con un sustrato de óxido térmico sobre la que se tiene la capa de óxido BPSG de 1 micra de espesor que formará el núcleo del cristal fotónico. En primer lugar se crearán las guías de acceso en la capa de óxido BPSG (paso 1). A continuación se depositarán las capas que forman la *Hard Mask* (TEOS + Silicio amorfo) y se grabarán los motivos que forman el cristal fotónico diseñado (paso 2). El diseño de la *Hard Mask* se transferirá al núcleo de BPSG (paso 3) y a continuación se rellenarán los agujeros con Silicio por LPCVD (paso 4). Por último, se eliminará la *Hard Mask* y el Silicio depositado sobrante y se depositará el sustrato superior de sílice (paso 5).

2.4.2.2. Proceso de caracterización y medida

Los procesos y los set-ups utilizados para caracterizar y medir los prototipos fabricados de cristales fotónicos de columnas de Silicio en sílice son los mismos que se comentaron en el apartado 2.4.1.2 para el caso de los cristales fotónicos de agujeros en Silicio.

2.4.2.3. Resultados de caracterización de las muestras fabricadas

El cristal fotónico diseñado en el apartado 2.3.2 tenía unos parámetros de diseño óptimos $r = 0.1663a - h = 2.0238a$ para conseguir maximizar el PBG de los modos impares. En nuestro caso, la capa de óxido utilizada para crear el núcleo del cristal fotónico es de $1 \mu\text{m}$, por lo que la constante de red de la estructura deberá tener un valor de $a = 495 \text{ nm}$. El radio óptimo de las columnas será $r = 82.3 \text{ nm}$. Este valor del periodo proporcionará un PBG y unos modos guiados cuyos rangos de longitudes de onda se muestran en la tabla 2.4 para las estructuras diseñadas.

Estructura	$\lambda_{\text{inicial}} \text{ (nm)}$	$\lambda_{\text{final}} \text{ (nm)}$	Ancho de banda (nm)
PBG Cristal Fotónico (ΓK)	1443.6	1626.1	182.5
Guía radio reducido – $r_{\text{def}} = 0.14a$	1575.9	1586	10.1
Guía radio reducido – $r_{\text{def}} = 0.13a$	1547.8	1555.1	7.3
Guía radio reducido – $r_{\text{def}} = 0.12a$	1517.5	1518.9	1.4
Guía radio reducido – $r_{\text{def}} = 0.11a$	1502.3	1502.7	0.4
Guía radio reducido – $r_{\text{def}} = 0.1a$	1467.1	1471.9	4.8
Guía <i>strip</i> – $w = 0.08a$ – banda inferior	1488.7	1585	96.3
Guía <i>strip</i> – $w = 0.08a$ – banda superior	1463.2	1473.2	10

Tabla 2.4. Longitud de onda inicial, final y ancho de banda del PBG y de los modos guiados para la estructura de cristal fotónico de columnas de Silicio cuando se toma una constante de red de $a = 495 \text{ nm}$ (la que se utilizará en las estructuras fabricadas).

Se han fabricado estas estructuras haciendo uso del proceso descrito en el apartado 2.4.2.1. En las figuras 2.36, 2.37 y 2.38 se muestran imágenes SEM de las diversas etapas del proceso de fabricación de los prototipos de cristal fotónico de columnas de Silicio.

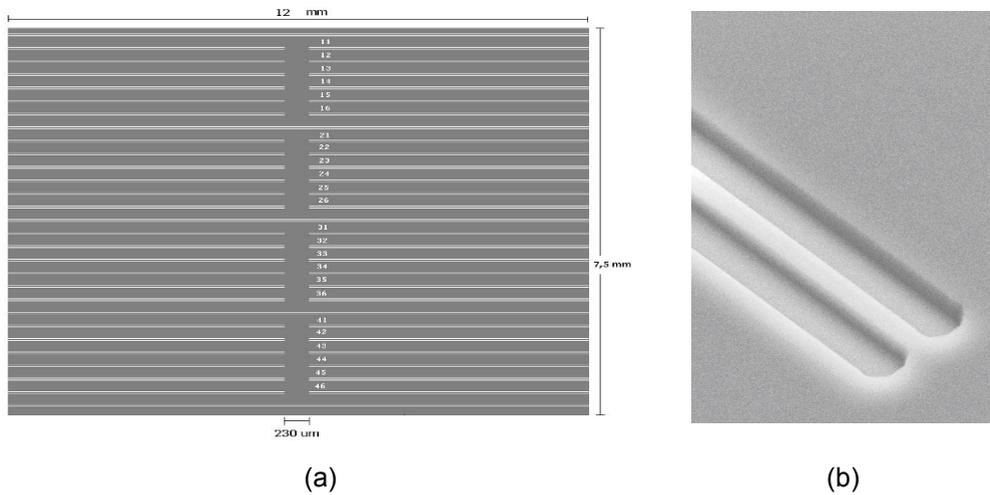


Figura 2.36. (a) Conjunto de guías de óxido creadas mediante litografía DUV. Se mantiene un espacio central entre la guía de entrada y la de salida para posteriormente grabar el cristal fotónico. (b) Detalle de las trincheras que forman estas guías de acceso de óxido. Esta imagen corresponde a la capa de resina tras la exposición y el revelado (posteriormente se atacará la capa de óxido para transferir el diseño de la guía).

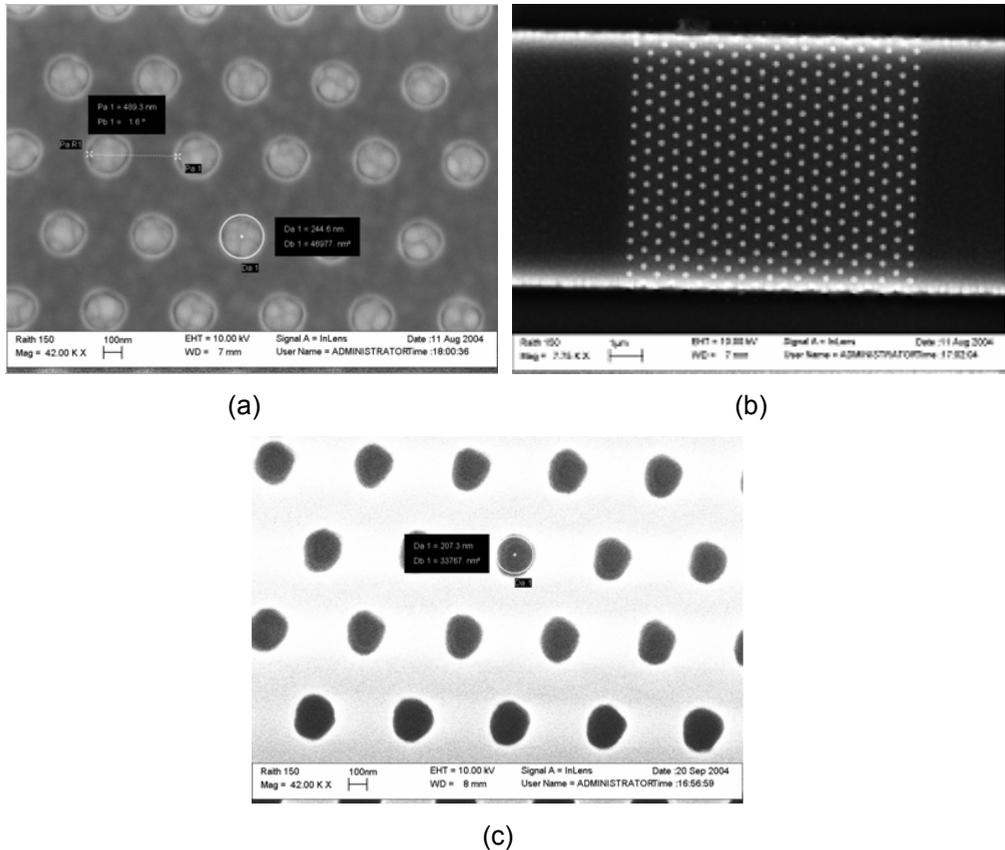
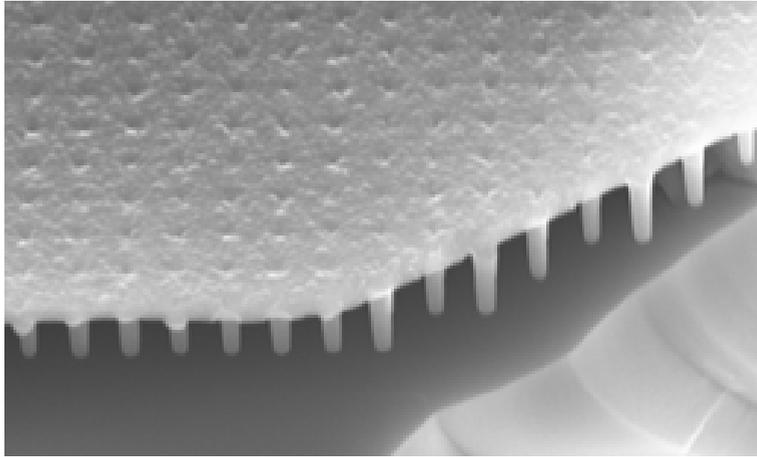
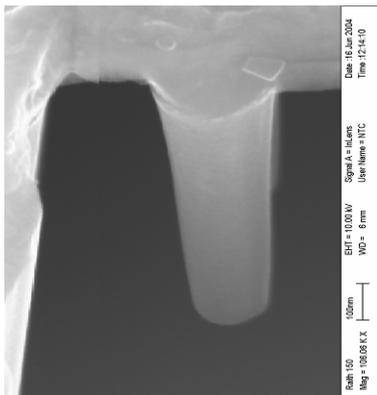


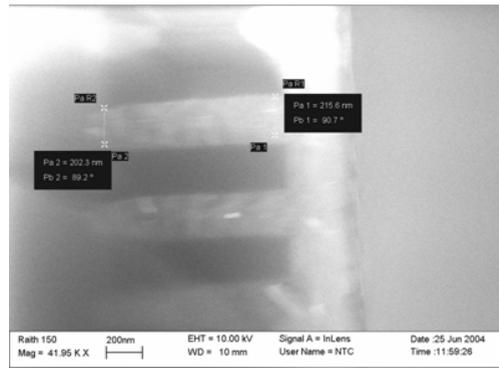
Figura 2.37. Imágenes SEM del proceso de creación de la red de agujeros que formará el cristal fotónico de columnas. (a) Red de agujeros de 125 nm de radio en la capa de resina PMMA creados mediante litografía de haz de electrones. (b) Red de agujeros transferida a las capas que forman la *Hard Mask*. El diseño se encuentra incluido en el interior de la guía de óxido de 6 micras. (c) Red de agujeros transferida a la capa de óxido BPSG. Estos agujeros son los que posteriormente se rellenarán con Silicio.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.38. Imágenes SEM del cristal fotónico de columnas de Silicio creado. (a) Vista lateral de las columnas creadas al rellenar con Silicio los agujeros del núcleo de óxido BPSG. En esta muestra se ha eliminado mediante ácido fluorhídrico (HF) el núcleo de óxido BPSG para mostrar más claramente las columnas creadas. (b) Detalle de una de estas columnas de Silicio. (c) Corte transversal de las columnas creadas, donde se puede apreciar la alta verticalidad de sus paredes y como los agujeros son rellenados correctamente con el Silicio para crear las columnas.

Sin embargo, pese a que la fabricación de los cristales fotónicos de columnas de Silicio se ha realizado con éxito (como se puede ver en las imágenes anteriores), dichas estructuras no pudieron llegar a ser caracterizadas ópticamente debido a que las guías de acceso de sílice eran inadecuadas, algo que no fue

previsto a priori en el proceso de diseño. El problema es que la altura de las guías de óxido de acceso está determinada por la altura del cristal fotónico ($1\mu\text{m}$), altura que no es suficiente para confinar la luz en la guía en la dirección vertical para el contraste de índices entre núcleo y sustratos utilizado, por lo que el modo se encontrará muy deslocalizado, llegando incluso a no guiarse. Conviene recordar que las guías de sílice de los dispositivos comerciales tienen unas dimensiones en torno a $6\mu\text{m} \times 6\mu\text{m}$ [Ogu02]. Se intentó solucionar este problema accediendo al cristal fotónico fabricado mediante guías de Silicio similares a las utilizadas para el caso del cristal fotónico de agujeros del apartado 2.4.1, aunque tampoco se pudo llevar a cabo la caracterización de los dispositivos. Por tanto, pese a las numerosas pruebas que se han realizado no ha sido posible caracterizar experimentalmente dichas guías.

2.5. Conclusiones

Los cristales fotónicos son estructuras dieléctricas periódicas que permiten llevar a cabo un control total sobre la propagación de la luz en su interior debido al efecto de *band gap* fotónico (PBG). Sin embargo, este control total de la propagación únicamente puede ser conseguido haciendo uso de cristales fotónicos que sean periódicos en las tres direcciones del espacio (cristales fotónicos 3D), los cuales requieren de procesos de fabricación de una gran complejidad. Para evitar el uso de este tipo de estructuras se proponen lo que se denominan **cristales fotónicos planares**, los cuales consisten en un cristal fotónico 2D (con periodicidad en un único plano) de altura finita. De esta forma, se mantendrá el efecto del PBG (y las propiedades que se derivan de él) en el plano de periodicidad del cristal, mientras que la luz quedará confinada en la dirección vertical por el efecto de reflexión total interna. La fabricación de cristales fotónicos planares será mucho más sencilla, ya que generalmente será posible aprovechar técnicas procedentes de la industria de la microelectrónica para insertar el patrón periódico 2D en el núcleo del cristal fotónico.

La configuración más habitual para la creación de cristales fotónicos planares es la que consiste en un núcleo de un material de alto índice sobre el que se perforan una serie de agujeros de aire que formarán la red periódica. Este tipo de cristal fotónico planar es relativamente sencillo de fabricar y se han demostrado un gran número de funcionalidades basadas en esta configuración: guías de onda, curvas abruptas, uniones en Y, acopladores, filtros,... Sin embargo, la configuración de cristal fotónico basada en agujeros presenta una serie de inconvenientes, de los que los dos principales son: 1) las guías creadas en este tipo de configuración serán generalmente multimodo debido a que los modos guiados provienen de las bandas superiores, y 2) la altura de la estructura es muy pequeña ($h \approx 200\text{-}250\text{ nm}$) lo que dificulta enormemente realizar un acoplo eficiente de la luz desde una fuente externa (e.g., fibra óptica).

Para solucionar estos inconvenientes se ha propuesto una nueva configuración de cristal fotónico planar consistente en una red de columnas de Silicio en un sustrato de sílice. Se han optimizado las dimensiones de la estructura para conseguir obtener un PBG del mayor tamaño posible, dentro del cual se encontrarán los modos guiados. El tamaño del PBG óptimo obtenido es de 256 nm cuando las dimensiones de la estructura se escogen para trabajar alrededor de $\lambda = 1550$ nm ($a = 537.23$ nm, $r = 89.34$ nm, $h = 1.087$ μ m). Este tamaño es más que suficiente para albergar todo el espectro de señal para redes WDM. Se puede ver como **la altura óptima para este tipo de cristal fotónico es mucho mayor que para el caso de la configuración de agujeros (~1 μ m vs. 200-250 nm)**, por lo que se podrá conseguir un acoplo más eficiente de luz desde fuentes externas.

Se han estudiado dos tipos de guías para el cristal fotónico de columnas de Silicio. El primero de ellos consiste en disminuir el radio de una fila de columnas del cristal fotónico, de forma que únicamente un modo procedente de la primera banda del cristal penetre en el PBG, con lo que la guía será **monomodo**. El modo guiado obtenido es extremadamente plano, por lo que su ancho de banda será muy reducido. Sin embargo, el hecho de ser tan plano tiene también su lado positivo, ya que **los modos obtenidos tendrán una baja velocidad de grupo y altos valores de dispersión**, lo que puede ser utilizado para la creación de dispositivos integrados basados en estos efectos (e.g., líneas de retardo, compensadores de dispersión,...).

El otro tipo de guía estudiado consiste en sustituir una fila de columnas de Silicio por una línea *strip* de este material. Al insertar este tipo de defecto, aparecerán dos modos guiados en el interior del PBG, pero cuyas frecuencias no se solaparán, por lo que se podrá seguir considerando a la guía como **monomodo**. Los modos guiados aparecidos provienen directamente del modo de la propia línea *strip* de Silicio introducida, por lo que presentarán anchos de banda elevados, valores altos de velocidad de grupo y baja dispersión. Estas características de los modos hacen que esta estructura sea ideal para ser utilizada en aplicaciones de interconexión entre elementos de un circuito óptico (*Optical Interconnect*).

También se ha llevado a cabo la fabricación y la caracterización (tanto física como óptica) de diversos diseños de cristal fotónico planar tanto para la tecnología de agujeros en Silicio como para la tecnología propuesta de columnas de Silicio en sílice. Para el caso de los cristales fotónicos de agujeros de aire en Silicio, se ha podido comprobar como los resultados experimentales medidos se corresponden totalmente con los obtenidos en la fase de diseño a partir de los diagramas de bandas calculados. También se ha comprobado que los modos guiados se encuentran **altamente confinados en el núcleo de Silicio de la estructura**, lo que hace que las pérdidas por radiación sean muy bajas incluso cuando los modos se encuentran por encima del cono de luz del sustrato. Es por esto que también se ha tenido que considerar este tramo de la relación de dispersión de los modos guiados (el que se encuentra por encima de los conos de

luz de los sustratos) al realizar la comparación con los resultados experimentales. Por último, se ha comprobado como las pérdidas de acoplo entre la fibra externa y el chip son muy elevadas, obteniéndose valores de **entre los 10 dB y los 15 dB**.

Para el caso del cristal fotónico planar de columnas de Silicio en sílice se ha conseguido desarrollar todo el proceso de fabricación necesario para la creación de los dispositivos. Se han obtenido muy buenos resultados desde el punto de vista físico de las estructuras fabricadas (i.e., periodicidad, tamaño y forma de las columnas, infiltración de Silicio en los agujeros,...). Sin embargo, por problemas de diseño de las guías de acceso de óxido no ha sido posible caracterizar ópticamente las estructuras, ya que la altura de estas guías de bajo contraste no era suficiente para confinar la luz en la dirección vertical.

2.6. Contribuciones científicas

El trabajo realizado en el marco de este capítulo de la tesis ha dado lugar a las siguientes contribuciones científicas:

1. A. Martínez, J. García, G. Sánchez, J. Martí, "Planar photonic crystal structure with inherently single-mode waveguides", *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, pp. 2131-2136 (2003).
2. J. Martí, J. García and A. Martínez, "Single-mode planar photonic crystal waveguides", Conferencia de Dispositivos Electrónicos (CDE), Calella de la Costa, Barcelona, 2003.
3. J. García, A. Martínez, G. Sánchez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí, "Large-bandwidth and lossless single-mode waveguides in Si-on-SiO₂ planar photonic crystal structures", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V), Kyoto, Japón, 2004.

2.7. Referencias del capítulo

- [Adi00] A. Adibi, R. K. Lee, Y. Xu, A. Yariv and A. Scherer, "Design of photonic crystal optical waveguides with single mode propagation in the photonic band gap", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 16, 2000.
- [Agi01] M. Agio, C. M. Soukoulis, "Ministop bands in single-defect photonic crystal waveguides", *Phys. Rev. E*, vol. 64, 055603, 2001.

- [Ald07] A. Alduino, M. Paniccia, "Interconnects - Wiring electronics with light", *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 153-155, 2007.
- [Bab99] T. Baba, N. Fukaya, J. Yonekura, "Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends", *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 8, pp. 654-655, 1999.
- [Chu00] A. Chutinan and S. Noda, "Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 7, pp. 4488-4491, 2000.
- [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", *Opt. Express* 12, no. 1, 161-167, 2004.
- [Fan98] S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals", *Opt. Express*, vol. 3, no. 1, pp. 4-11, 1998.
- [Fan01] S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, C. Manolatou, H. A. Haus, "Waveguide branches in photonic crystals", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, pp. 162-165, 2001.
- [Hos02] K. Hosomi and T. Katsuyama, "A Dispersion Compensator Using Coupled Defects in a Photonic Crystal", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 825-829, 2002.
- [Izq97] J. Izquierdo, J. R. Torregrosa, "Álgebra y Ecuaciones Diferenciales. Tomo II", Servicio Publicaciones UPV, 1997.
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the flow of light", Princeton, 1995.
- [Joh00] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, pp. 8212-8222, 2000.
- [Joh01] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Opt. Express* 8, no. 3, 173-190, 2001.
- [Kaw01] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, T. Takemori, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289-2292, 2001.
- [Kit76] C. Kittel, "Introducción a la Física del Estado Sólido", Ed. Reverté, 1976.
- [Kom90] T. Kominato, Y. Ohmori, H. Okazaki, M. Yasu, "Very low-loss GeO₂-doped silica waveguides fabricated by flame hydrolysis deposition method", *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 327-328, 1990.
- [Kra96] T. F. Krauss, R. M. de la Rue, S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths", *Nature*, vol. 382, pp. 699-702, 1996.

- [Lab99] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré, U. Oesterle, "Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using emission from InAs quantum dots", *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 3, pp. 1649-1652, 1999.
- [Lan01] S. Lan, S. Nishikawa, H. Ishikawa, and O. Wada, "Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses", *J. Appl. Phys.* 90, 4321 2001.
- [Lau02] W. T. Lau, S. Fan, "Creating large bandwidth line defects by embedding dielectric waveguides into photonic crystal slabs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 21, pp. 3915-3917, 2002.
- [Let01] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. L. d'Yerville, D. Cassagne, C. Jouanin, "Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 15, pp. 2312-2314, 2001.
- [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.*, vol. 25, pp. 1297-1299, 2000.
- [Lon00] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vucković, A. Scherer and T. P. Pearsall, "Waveguiding in planar photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 13, pp. 1937-1939, 2000.
- [Mcn03] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides", *Opt. Express* 11, no. 22, 2927-2939, 2003.
- [Mek96] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, "High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 18, pp. 3787-3790, 1996.
- [Mil00] D. A. B. Miller, "Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips", *Proc. IEEE*, vol. 88, no. 6, pp. 728-749, 2000.
- [Ngu06] V. Nguyen, T. Montalbo, C. Manolatou, A. Agarwal, C. Hong, J. Yasaitis, L. C. Kimerling, and J. Michel, "Silicon-based highly-efficient fiber-to-waveguide coupler for high index contrast systems", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 081112, 2006.
- [Not01a] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama, "Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates", *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 293-295, 2001.
- [Not01b] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi and I. Yokohama, "Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. Lett.* vol. 87, no. 25, pp. 25392, 2001.

- [Ogu02] M. Oguma, T. Kitoh, K. Jinguji, T. Shibata, A. Himeno, and Y. Hibino, "Passband-Width Broadening Design for WDM Filter With Lattice-Form Interleave Filter and Arrayed-Waveguide Gratings", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 328–330, 2002.
- [Ree04] G. T. Reed, A. P. Knights, "Silicon Photonics, an Introduction", Ed. John Wiley & Sons, Ltd., 2004.
- [San05a] P. Sanchis, A. Martínez, J. García, F. Cuesta-Soto, J. Martí, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Experimental demonstration of adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled-cavity waveguides", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO 2005)*, Baltimore, Maryland, Estados Unidos, 2005.
- [Sca96] M. Scalora, R.J. Flynn, S.B. Reinhardt, R.L. Fork, M.J. Bloemer, M.D. Tocci, C.M. Bowden, H.S. Ledbetter, J.M. Bendickson, J.P. Dowling and R.P. Leavitt, "Ultrashort pulse propagation at the photonic band edge: Large tunable group delay with minimal distortion and loss", *Phys. Rev. E*, vol. 54, pp. R1078-R1081, 1996.
- [Sol02] M. Soljagic, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, "Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity", *J. Opt. soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2052-2059, 2002.
- [Ver88] B. H. Verbeek, C. H. Henry, N. A. Olson, K. J. Orlowsky, R. F. Kazarinov, B. H. Johnson, "Integrated four-channel Mach-Zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO₂ waveguides on Si", *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 6, pp. 1001-1015, 1988.

Capítulo 3

Propagación de pulsos en guías de cristal fotónico

3.1. Introducción

La capacidad de los cristales fotónicos para controlar la propagación de la luz en pequeños volúmenes los convierten en unos de los principales candidatos para el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados (*Photonic Integrated Circuit*, PIC) de tamaño reducido [Joa95]. En el capítulo 2 se ha visto como se pueden utilizar los cristales fotónicos para aplicaciones tales como evitar la propagación de luz con determinada frecuencia (utilizando cristales fotónicos perfectos) [Joa95] u obtener estructuras de guiado sin pérdidas, con tamaños comparables a la longitud de onda de la señal [Joh00] y con la posibilidad de introducir curvas abruptas [Mek96] (introduciendo defectos lineales en el cristal fotónico).

Generalmente, cuando se analizan las propiedades de transmisión de una guía o de un cristal fotónico únicamente se suele obtener el espectro de transmisión de esta estructura. Lo que indica el espectro de transmisión es la amplitud de la señal de salida cuando se excita la estructura a la entrada con una señal continua sinusoidal monocromática de una determinada frecuencia [Lon02, Qiu03]. Para aquellas frecuencias situadas dentro del PBG del cristal, no se excitará ningún modo, por lo que se obtendrán bajas amplitudes a la salida de la

estructura (idealmente cero). Esto es lo que se hizo para las estructuras estudiadas teóricamente y fabricadas en el capítulo 2.

Sin embargo, el **estudio de la transmisión de señales no monocromáticas con un determinado ancho de banda** (i.e., pulsos) es de gran interés para un gran número de casos prácticos como la transmisión de datos binarios, funciones de conmutación, introducción de retardos,... Cuando un pulso entra en un sistema óptico, la información que transmite se encuentra generalmente codificada en la amplitud del pulso, aunque también tendrán importancia el resto de parámetros que lo definen (anchura temporal, retardo, simetría temporal,...). Dependiendo de la respuesta en frecuencia de la estructura con la que se está trabajando, la propagación de cada una de las componentes frecuenciales que forman el pulso puede ser diferente, lo que provocará una distorsión de la forma del pulso a la salida. Si se espera que los cristales fotónicos lleguen a formar parte de los futuros sistemas de procesado óptico de señales, es necesario realizar un estudio de la propagación de pulsos en el interior de este tipo de estructuras.

Los estudios de propagación de pulsos realizados en este capítulo se han dividido en dos partes principales. En primer lugar se ha estudiado **la influencia sobre los pulsos propagados de la longitud finita de las guías de cristal fotónico**. Cuando no existe un acoplo perfecto de potencia entre una guía de cristal fotónico y las guías con las que se accede a ella, se provocarán reflexiones en los interfaces entre guías, con lo que la estructura se comportará como una cavidad Fabry-Perot. Dependiendo de la longitud de la guía, los pulsos generados en la cavidad se podrán combinar de forma constructiva o destructiva a la salida, lo que provocará una deformación del pulso resultante obtenido. Es por esto que se ha realizado un estudio de la influencia sobre el pulso de salida de la longitud de la guía y de la eficiencia de acoplo en los interfaces (apartado 3.3).

En segundo lugar, se ha realizado un estudio de **líneas de retardo ópticas creadas mediante guías de cristal fotónico**. Uno de los principales problemas de trabajar con guías de cristal fotónico para introducir retardos es el hecho de que las bajas velocidades de grupo necesarias para tener grandes retardos se obtienen cuando se trabaja cerca del borde de la banda guiada, regiones en las que generalmente también se tienen valores elevados de dispersión cromática [Not01b, Eng06, Tal06]. Esto provocará una distorsión del pulso a la salida de la línea de retado, el cual puede llegar a deformarse de tal modo que no pueda recuperarse la información que se había almacenado en él. En el apartado 3.4 se presenta la opción estudiada en esta tesis para reducir esta distorsión producida al trabajar en el borde de las bandas guiadas del cristal fotónico. La solución consiste en introducir un segundo tramo de guía de cristal fotónico con baja velocidad de grupo, pero cuya dispersión cromática sea de signo contrario a la introducida por el primer tramo, de forma que se compense la distorsión introducida [Agra01, Hos02, Pet05]. En el estudio realizado, no solo se han tenido en cuenta las componentes de dispersión de primeros órdenes (utilizadas tradicionalmente en los sistemas de fibra óptica), sino que también se han considerado las componentes de dispersión de orden superior, las cuales son

de gran importancia en los bordes de banda de los modos guiados de los cristales fotónicos [Eng06].

Habitualmente, para la realización de este tipo de estudios de propagación de pulsos en estructuras dieléctricas suele hacerse uso de métodos de cálculo en el dominio del tiempo (e.g., FDTD), los cuales tienen un enorme coste temporal y de computación [Yee66]. Para evitar la utilización de este tipo de métodos tan costosos, se ha desarrollado también un **modelo analítico de propagación de pulsos en estructuras periódicas**. Este modelo permite evaluar de forma aproximada la propagación de señales no monocromáticas en el interior de estructuras periódicas haciendo uso únicamente del diagrama de dispersión del modo guiado y de los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces de acceso. El método consiste en obtener de forma analítica cada uno de los pulsos generados en la cavidad Fabry-Perot que forma la guía, de modo que la combinación de todos ellos proporcionará el pulso de salida total. Este método se presenta en el apartado 3.2.

Por último, indicar que pese a que en el capítulo anterior se comentó que será necesario utilizar cristales fotónicos planares para conseguir un control de la luz en las tres dimensiones del espacio (en el plano por el efecto del PBG y en la dirección vertical por reflexión total interna), en los estudios de propagación de pulsos realizados en este capítulo se ha hecho uso de cristales fotónicos 2D (infinitos en la dirección vertical). El motivo es que los efectos que se han estudiado están directamente basados en las propiedades de los modos guiados por el efecto del PBG de la estructura periódica, de forma que este comportamiento será totalmente trasladable al caso de los cristales fotónicos planares si se tiene un modo que se encuentre confinado en la dirección vertical. El hecho de utilizar estructuras bidimensionales para este estudio permite reducir enormemente el coste computacional de las simulaciones realizadas respecto al caso de las estructuras tridimensionales.

3.2. Modelo de propagación en guías de cristal fotónico

Como se ha comentado anteriormente, generalmente cuando se quiere estudiar la propagación de una determinada señal electromagnética no monocromática en el interior de una determinada distribución dieléctrica se suelen utilizar métodos de simulación en el tiempo como por ejemplo FDTD. El método FDTD se basa en la discretización de las ecuaciones de Maxwell tanto en el dominio del tiempo como en el del espacio para una determinada estructura dieléctrica y para una determinada excitación de entrada [Yee66]. Este tipo de simulaciones tienen un elevado coste computacional y requieren de enormes tiempos de cálculo, los cuales aumentan todavía más cuando la estructura analizada es muy compleja (como es el caso de los cristales fotónicos) y cuando aumenta el tamaño de ésta (la región de trabajo es mayor, por lo que el coste

computacional aumenta todavía más), llegando a requerirse periodos de tiempo de hasta varios días para obtener una solución. Es por esto que se ha estudiado un modelo analítico que permita evaluar la propagación de pulsos en el interior de una guía de cristal fotónico de forma rápida y sencilla, facilitando así el diseño de estructuras destinadas a trabajar con señales de ancho de banda limitado. Se han propuesto otros métodos numéricos para el cálculo de la respuesta de estructuras periódicas de longitud finita [Min03, Ist05]. Sin embargo, estos métodos únicamente permiten obtener los espectros de transmisión y de reflexión de la estructura, no permitiendo estudiar la propagación de señales no monocromáticas a través de ella.

El funcionamiento del modelo analítico de propagación de pulsos propuesto se muestra de forma esquemática en la figura 3.1. Los medios 1 y 3 representan las estructuras de acceso que acoplan la luz a la guía de cristal fotónico, representada por el medio 2. Las estructuras de acceso (medios 1 y 3) serán estructuras semi-infinitas invariantes en la dirección de propagación, como es el caso de las guías dieléctricas de Silicio o de óxido de Silicio vistas en el capítulo 2. Por el contrario, la guía de cristal fotónico (medio 2) tendrá una determinada longitud L . Como el acoplo entre la guía de cristal fotónico y sus guías de acceso no es perfecto, en cada interfaz de acceso se generará una señal reflejada y una transmitida. Por tanto, habrá que caracterizar cada interfaz mediante un coeficiente de transmisión y otro de reflexión para cada dirección de incidencia: t_{ij} y r_{ij} para la incidencia desde el medio i hacia el j . Estos coeficientes de transmisión y reflexión serán dependientes con la frecuencia. Para obtener los coeficientes t_{ij} y r_{ij} se hará uso de la herramienta numérica CAMFR (*CA*vity *Mo*delling *FR*amework), la cual ha sido desarrollada por el Departamento de Tecnologías de la Información (*Department of Information Technology*, INTEC) de la Universidad de Gante (Bélgica). CAMFR se basa en el método de expansión de modos propios (*EigenMode Expansion*, EME) con condiciones de contorno avanzadas y, junto con el método semi-analítico propuesto en [San05b], nos permitirá obtener los valores de estos coeficientes t_{ij} y r_{ij} en función de la frecuencia para cada interfaz de entrada. Además, CAMFR será utilizado para obtener el diagrama de bandas de las estructuras de cristal fotónico de la misma forma que se hacía con la herramienta MPB.

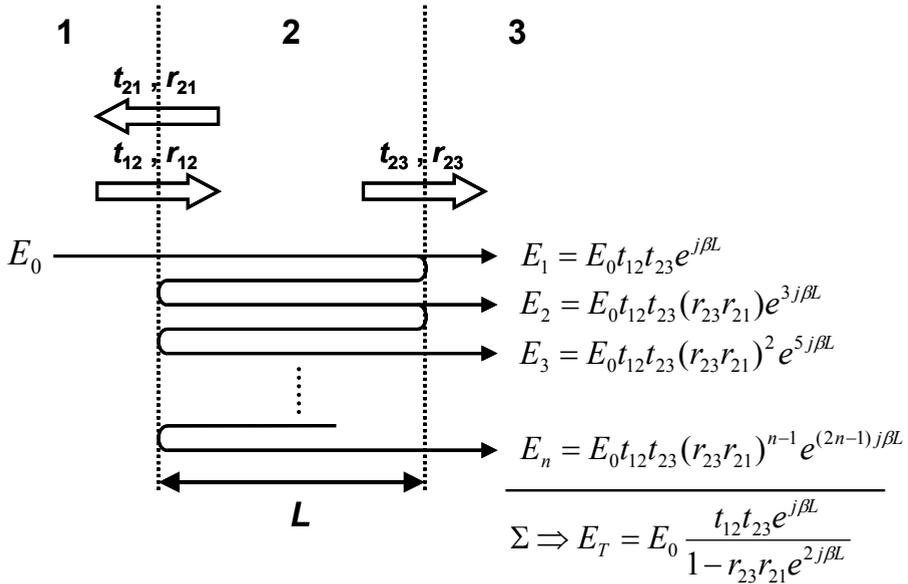


Figura 3.1. Esquema del modelo analítico utilizado para calcular la propagación de pulsos en el interior de una guía de cristal fotónico. Los tres medios representados indican: 1) la guía de entrada, 2) la guía de cristal fotónico de longitud L , y 3) la guía de salida. Se indican los coeficientes de transmisión y de reflexión en cada interfaz (t_{ij} , r_{ij}). Se muestra también la expresión de cada una de las señales generadas por la cavidad, así como el resultado final de combinar todas ellas.

La falta de un acoplo perfecto entre las guías de acceso y la guía de cristal fotónico provocará la aparición de un número infinito de pulsos en el interior de esta última (representado esquemáticamente en la figura 3.1), de forma que la estructura se comportará como una cavidad Fabry-Perot. La salida total de la guía vendrá dada por la combinación de todas estas componentes generadas en la cavidad. Para el caso en el que una señal con espectro E_0 acceda a la guía de cristal fotónico a través del medio 1, la expresión genérica para el espectro de cada una de las infinitas señales de salida generadas puede expresarse como:

$$E_n = E_0 t_{12} t_{23} (r_{23} r_{21})^{n-1} \exp[(2n-1)j\beta L], \quad (3.1)$$

donde β es la constante de propagación del modo guiado en la guía de cristal fotónico (corresponde al vector de onda fundamental k del modo de Bloch propagado que se obtiene al calcular el diagrama de bandas de la estructura) y n indica cada uno de los pulsos de salida generados en la cavidad (n toma valores

entre 1 e infinito). Remarcar de nuevo el hecho de que tanto los espectros de las señales (E_0 , E_n) como los coeficientes de transmisión y reflexión (t_{ij} , r_{ij}) y la constante de propagación del modo en la guía de cristal fotónico (β) son parámetros que dependen de la frecuencia, aspecto que habrá que tener en cuenta a la hora de hacer los cálculos.

Si se combinan todos los pulsos dados por la ecuación 3.1 se obtendrá el espectro de la señal de salida total cuando se excita la guía de cristal fotónico con una señal de espectro E_0 :

$$E_T = \sum_{n=1}^{\infty} E_n = E_0 \frac{t_{12}t_{23} \exp(j\beta L)}{1 - r_{23}r_{21} \exp(2j\beta L)}. \quad (3.2)$$

Una vez se ha calculado el espectro de cada una de las señales generadas en la cavidad (ecuación 3.1) o de la señal de salida total de la guía de cristal fotónico (ecuación 3.2) únicamente habrá que aplicar la transformada inversa de Fourier para obtener la señal temporal correspondiente.

Por tanto, el método utilizado para simular la propagación de un pulso en el interior de una guía de cristal fotónico de longitud finita puede ser resumido en los siguientes pasos:

- En primer lugar se utilizará CAMFR para calcular tanto la constante de propagación del modo de interés en el interior de la guía de cristal fotónico, como los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces con las guías de acceso.
- A continuación se multiplicará el espectro de la señal de entrada por la respuesta en frecuencia dada por la ecuación 3.1 cuando se quiera obtener de forma aislada cada una de las señales generadas en la cavidad o por la respuesta en frecuencia dada por la ecuación 3.2 cuando se quiera obtener directamente la señal de salida total de la guía de cristal fotónico.
 - o En el caso de obtener de forma aislada cada una de las señales generadas en la cavidad mediante la ecuación 3.1, éstas deberán ser combinadas posteriormente para obtener la señal de salida total. Por tanto, será más sencillo utilizar directamente la ecuación 3.2 para obtener la señal de salida. Sin embargo, el hecho de calcular por separado cada uno de los pulsos generados en la cavidad nos permitirá ver cómo influye cada una de estas contribuciones sobre la señal de salida total, viendo cómo varía

esta influencia en función de los coeficientes de transmisión y reflexión, la longitud de la guía,... Tampoco será necesario tener en cuenta todas las señales generadas en la cavidad para obtener la señal de salida total, ya que la amplitud de estas contribuciones es cada vez menor al producirse las sucesivas reflexiones en los interfaces, con lo que llegará el punto en el que la influencia sobre la señal final será prácticamente despreciable.

- Por último, se obtendrá la señal temporal de salida de la guía de cristal fotónico aplicando la transformada inversa de Fourier al espectro previamente calculado.

La principal ventaja de este método de cálculo es el enorme ahorro de tiempo y de recursos que se consigue cuando se compara con otros métodos como FDTD (método que será utilizado para validar los resultados en el estudio de la influencia sobre la salida de la longitud de la guía de cristal fotónico en el apartado 3.3). En el caso del método propuesto, el cálculo de los parámetros que caracterizan la guía de cristal fotónico (β , t_{ij} , r_{ij}) únicamente debe realizarse una vez, siendo además muy rápido (generalmente unos pocos minutos). Una vez obtenidos estos parámetros, podrán ser utilizados para simular la propagación de cualquier señal de entrada (variando el parámetro E_0) y para cualquier longitud de la guía de cristal fotónico (variando el parámetro L). Además, al contrario de lo que ocurre para el caso de FDTD, el tiempo de cálculo será el mismo para cualquier valor de E_0 y L , lo que facilita el estudio de la influencia sobre la señal de salida de la variación de estos parámetros.

Por último, comentar el hecho de que pese a que los parámetros calculados con CAMFR que caracterizan la guía de cristal fotónico (β , t_{ij} , r_{ij}) son obtenidos para el caso de una estructura que es infinita en la dirección de propagación (como ocurre para todos los casos de cálculo del diagrama de bandas a partir de la ecuación maestra), se podrá ver como los resultados obtenidos con el método de propagación propuesto son bastante precisos cuando la estructura tiene unos pocos periodos de longitud. Comentar también que este método de cálculo no es válido únicamente para guías de cristal fotónico, sino que **podrá ser utilizado para cualquier estructura que pueda ser caracterizada mediante la constante de propagación de sus modos guiados (β) y los coeficientes de transmisión y reflexión con las guías de acceso al modo guiado (t_{ij} , r_{ij}).**

3.3. Influencia de la longitud finita de las guías de cristal fotónico y de su eficiencia de acoplo con las guías de acceso

3.3.1. Estudio de la propagación en guías de cristal fotónico finitas y comparación con simulaciones FDTD

En la descripción del método analítico propuesto (apartado 3.2) se ha visto como cuando el acoplo entre la guía de cristal fotónico y sus medios de acceso no es perfecto se generará una serie infinita de señales del mismo modo que ocurre en una cavidad Fabry-Perot. Cada una de estas señales se propagará a través de la guía de cristal fotónico y acumulará un determinado desfase que determinará cómo se combinará con el resto de contribuciones, lo que determinará a su vez la forma y los parámetros que definen la señal de salida (máximo de amplitud, anchura temporal, posición del máximo,...). Al variar la longitud de la guía, el desfase acumulado por cada una de las contribuciones generadas también variará, por lo que la forma en la que éstas se combinan será diferente y la señal total de salida estará definida por otros parámetros.

En el caso ideal en el que la guía no se comporta como una cavidad, únicamente se tendría a la salida la señal correspondiente a la propagación directa a través de la guía (correspondiente a la señal E_1 en la figura 3.1). De esta forma, las propiedades de la señal de salida únicamente vendrían determinadas por la relación de dispersión de la guía de cristal fotónico ideal. Sin embargo, cuando no se tiene un caso ideal y se producen reflexiones en los interfaces de la guía de cristal fotónico, además de la señal directa se generarán otras contribuciones que se combinarán con la directa y la deformarán en función de los desfases acumulados. Por tanto, será muy importante tener en cuenta este hecho cuando se diseñen estructuras reales cuya longitud sea finita, ya que puede llegar a provocar que los parámetros que definen la señal de salida disten bastante de los que teóricamente tendría la salida de la guía ideal inicialmente diseñada.

En la figura 3.2 se muestra la guía de cristal fotónico elegida para estudiar el efecto de la longitud finita sobre la propagación de pulsos. Se trata de una guía del tipo W1 creada en un cristal fotónico de agujeros de aire en Silicio ($n = 3.4$). El radio de los agujeros es $r = 0.3a$ y la longitud de la guía es L . El acceso a la estructura se realiza mediante dos guías de Silicio de anchura $\sqrt{3}a$.

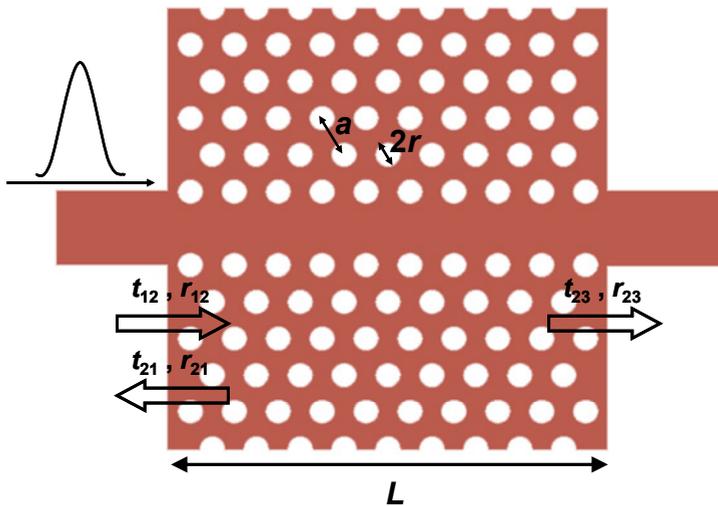


Figura 3.2. Guía de cristal fotónico de agujeros en Silicio utilizada para estudiar la influencia de la longitud finita en la propagación de pulsos. La guía es del tipo W1, el radio de los agujeros es $r = 0.3a$ y la longitud de la guía es L . El acceso a la estructura se realiza mediante dos guías de Silicio de anchura $\sqrt{3}a$.

En el capítulo 2 se vio como los cristales fotónicos de agujeros en material de alto índice proporcionan PBGs de gran tamaño para los modos con polarización TE (modos con el campo eléctrico en el plano del cristal). En la figura 3.3 se muestra el diagrama de bandas de los modos TE de la guía de cristal fotónico W1 seleccionada, el cual ha sido calculado utilizando CAMFR. Se puede ver como aparecen dos modos guiados en el interior del PBG del cristal, uno de ellos con simetría par en la dirección transversal a la propagación (representado con color rojo) y el otro con simetría impar en esa dirección (representado con color azul). En el estudio realizado nos hemos centrado en la región inferior de la banda con simetría par, en el rango de frecuencias normalizadas entre $0.2165(c/a)$ y $0.23(c/a)$. Para este rango de frecuencias se puede considerar que la guía W1 seleccionada es monomodo, ya que el modo de simetría transversal par será el único que podrá ser excitado en la estructura (esto se pudo comprobar en las medidas realizadas para la guía de cristal fotónico de agujeros W1 fabricada y caracterizada en el apartado 2.4.1.3).

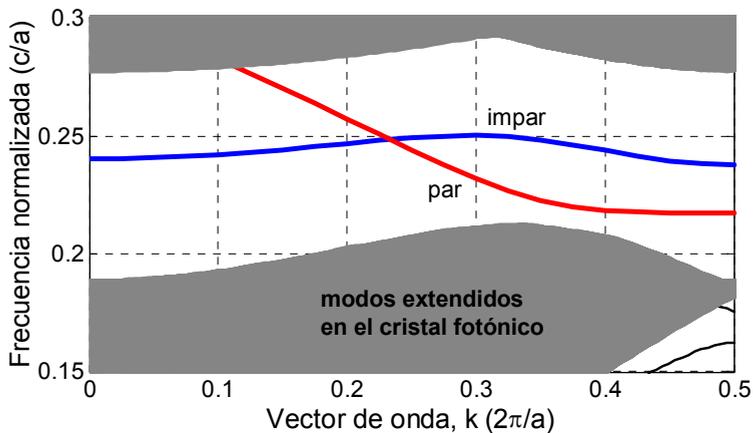


Figura 3.3. Diagrama de bandas para los modos TE de la guía W1 seleccionada. Con color rojo se representa el modo con simetría par en la dirección transversal a la propagación, mientras que con color azul se representa el modo con simetría impar en la dirección transversal a la propagación. Las regiones sombreadas en gris representan los modos extendidos en el cristal fotónico que rodea la guía.

Una vez obtenido el diagrama de bandas de la guía de cristal fotónico, lo que nos proporcionará la constante de propagación β del modo guiado, el siguiente paso consistirá en obtener los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces de entrada y salida. El valor de estos coeficientes dependerá de la forma en la que se termina la guía de cristal fotónico en los interfaces, de modo que la transmisión/reflexión no será la misma si se termina el cristal fotónico cortando los agujeros por la mitad o si los agujeros se mantienen completos [San04]. El caso que se ha analizado es el que se muestra en la figura 3.2, donde no se corta ningún agujero en el interfaz entre guías. Pese a que éste es solo uno de los infinitos casos posibles (se podría terminar la guía cortando los agujeros en cualquier posición), el análisis sería el mismo para cualquier otra terminación. En la figura 3.4 se muestran los coeficientes de transmisión y reflexión calculados mediante el método descrito en [San05b] para las frecuencias del borde inferior de la banda guiada con simetría transversal par. El coeficiente de reflexión representado en esta figura es el correspondiente a la incidencia desde la guía de cristal fotónico a la guía de acceso (r_{23}, r_{21}), ya que es el único necesario para calcular analíticamente la propagación de la señal mediante las ecuaciones 3.1 y 3.2. En cuanto al coeficiente de transmisión, debido a propiedades de reciprocidad, éste será el mismo tanto para la incidencia desde la guía de cristal fotónico hacia la guía de acceso de Silicio, como al revés ($t_{ij} = t_{ji}$), por lo que únicamente se ha representado un coeficiente genérico en la figura 3.4.

En la figura 3.4 se puede ver como el acoplo que se consigue para las frecuencias situadas en la zona central de la banda guiada es prácticamente

perfecto ($t \approx 1 / r \approx 0$). Sin embargo, cuando la frecuencia se aproxima al borde de la banda guiada (situado exactamente en $0.21748(c/a)$), el coeficiente de reflexión aumentará (y el de transmisión disminuirá), dando lugar a la aparición de múltiples reflexiones en el interior de la cavidad que provocarán una degradación de la respuesta de la guía de cristal fotónico, tal y como se ha comentado anteriormente. El estudio realizado se ha centrado en estas frecuencias del modo guiado más próximas al borde de la banda, ya que son las que más interés presentan debido a sus propiedades de baja velocidad de grupo [Nis02] y alta dispersión [Not01b]. Por tanto, los pulsos utilizados en las simulaciones realizadas tendrán su frecuencia central cerca del borde de la banda guiada. Destacar que habrá que tener cuidado a la hora de seleccionar esta frecuencia central de los pulsos de entrada, ya que si se toma un valor demasiado cercano al borde, parte del ancho de banda de la señal podría quedar fuera de la banda guiada, lo que provocaría un efecto de filtrado y una distorsión que no podría ser corregida.

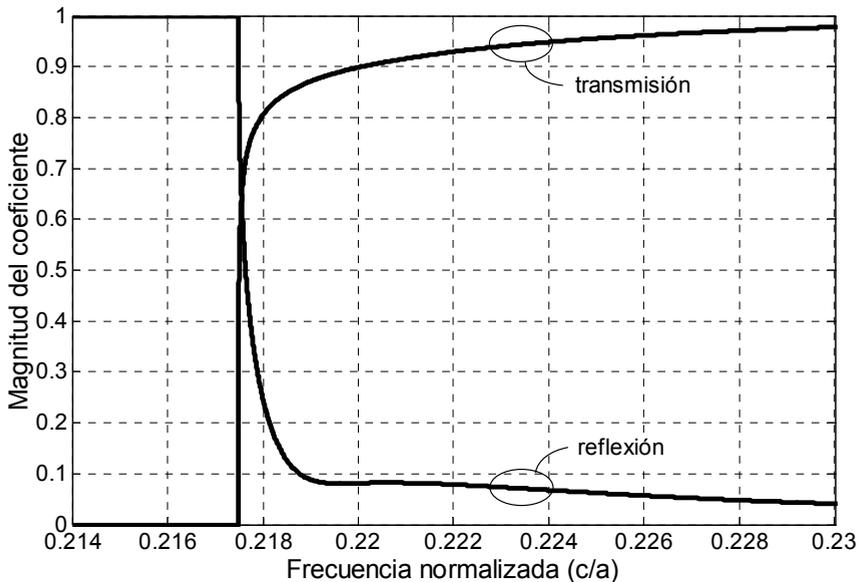


Figura 3.4. Coeficientes de transmisión y reflexión entre las guías de acceso de Silicio y la guía de cristal fotónico W1 estudiada.

De cara a analizar la propagación en el interior de la guía de cristal fotónico de la figura 3.2, se han utilizado pulsos de entrada con perfil gaussiano y sin chirp, cuya expresión es:

$$A(0,t) = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right], \quad (3.3)$$

donde A_0 es la amplitud de pico y el parámetro T_0 representa la mitad de la anchura de pulso para una amplitud de $1/e$ del pulso (*half-width at 1/e-intensity*).

Para realizar los cálculos de propagación, se ha elegido una frecuencia central del pulso de entrada de $0.21823(c/a)$ (a una distancia $7.5 \cdot 10^{-4}(c/a)$ del borde de la banda) y una anchura temporal a mitad de máximo (*Full Width Half Maximum*, FWHM) de $2138(a/c)$. La relación aproximada entre la anchura temporal FWHM y la anchura a amplitud $1/e$ viene dada por la expresión:

$$T_{FWHM} \approx 1.665T. \quad (3.4)$$

A modo de referencia, en el caso en que se tuviera una guía de cristal fotónico cuya constante de red fuera $a = 340$ nm, se tendría un pulso “real” cuya longitud de onda central sería 1558 nm y su anchura FWHM 2.42 ps.

En la figura 3.5 se muestran los resultados obtenidos al simular la propagación del pulso de entrada seleccionado a través de una guía de cristal fotónico de longitud $L = 15a$ (todos los pulsos representados a lo largo del texto se encuentran definidos en potencia). El pulso de entrada enviado se muestra en la figura 3.5.(a). En la figura 3.5.(b) se muestran cada uno de los pulsos de salida que se generarán en la cavidad Fabry-Perot que define la guía de cristal fotónico. Se puede ver como las contribuciones obtenidas tienen cada vez una amplitud menor debido a las pérdidas de potencia en las reflexiones (cada pulso ha sido escalado mediante el factor que se indica en la figura), de forma que únicamente serán necesarias unas pocas de estas contribuciones para conformar el pulso de salida total, el cual se muestra con línea continua en la figura 3.5.(c). En esta figura también se ha representado con línea discontinua el pulso de salida obtenido haciendo uso de la ecuación 3.2, la cual proporciona directamente la salida cuando se consideran las infinitas contribuciones generadas en la cavidad. Sin embargo, como esta salida es prácticamente idéntica a la obtenida al combinar las distintas contribuciones calculadas independientemente mediante la ecuación 3.1, se encuentra tapada en la figura por la línea continua y no puede observarse.

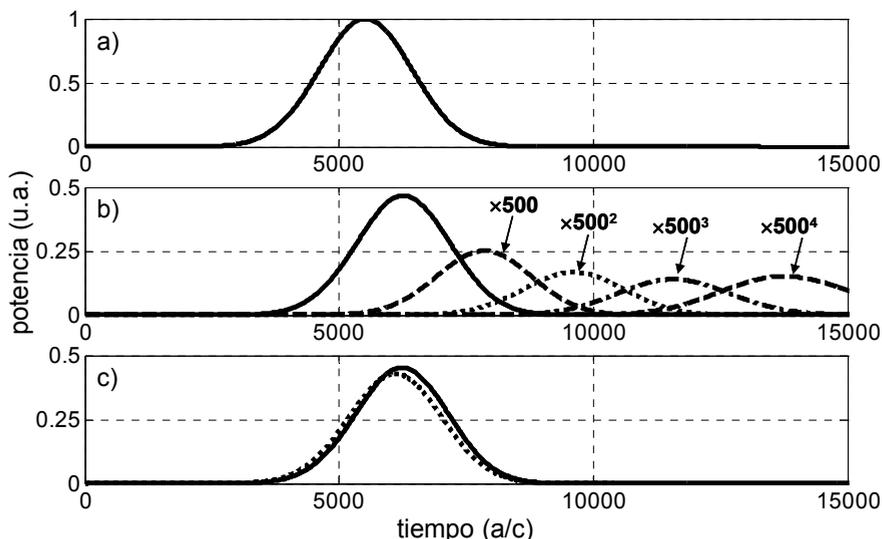


Figura 3.5. Simulación de la propagación del pulso a través de la guía de cristal fotónico de longitud $L = 15a$. La potencia de los pulsos en la figura se representa en unidades arbitrarias (u.a.) (a) Pulso de entrada. (b) Cada uno de los pulsos de salida generados en la cavidad. Estos pulsos tienen una amplitud cada vez menor, por lo que han sido escalados por el factor indicado en la figura para una mejor representación. (c) Se muestra con línea continua el pulso de salida total de la guía de cristal fotónico obtenido tras combinar todas las contribuciones mostradas en (b). Se muestra también con línea discontinua el pulso de salida calculado directamente mediante la ecuación 3.2, aunque no se puede distinguir debido a que coincide exactamente con el pulso de línea continua. Por último, se muestra con línea punteada el pulso de salida de la guía cuando se realiza la simulación mediante FDTD.

Para comprobar la validez de los resultados representados en la figura 3.5, se han llevado a cabo simulaciones FDTD para analizar la propagación a través de la misma estructura. Para ello se ha hecho uso del software comercial FullWAVE de la compañía RSoft Design Group Inc. (www.rsoftdesign.com). Al tratarse de métodos de cálculo diferentes (EME y FDTD), se producirán ligeras variaciones en las frecuencias del modo, el borde de la banda guiada, etc. [Ye03], por lo que lo primero que se deberá hacer es determinar exactamente el borde de la banda guiada para el caso del cálculo mediante FDTD. Para ello, se ha calculado el espectro de transmisión de potencia de la misma guía de cristal fotónico (la de la figura 3.2) utilizando un valor de longitud suficientemente grande (se ha tomado $L = 21a$). Además, se ha seleccionado el mismo tamaño del mallado ($a/32$) que el utilizado para el caso de los cálculos con CAMFR, de forma que las desviaciones producidas en los resultados no se deban al uso de un mallado diferente en cada caso, sino al propio método de cálculo. En la figura 3.6 se muestra con línea

continúa el espectro de transmisión de potencia de la guía para el caso del cálculo mediante FDTD, junto con el espectro obtenido a partir de los cálculos realizados con CAMFR y utilizando la ecuación 3.2 para $L = 21a$ (con línea discontinua). Se puede ver como ambas curvas son muy parecidas, con la única diferencia de un ligero desplazamiento en frecuencia (el comentado debido al uso de 2 métodos distintos de cálculo) y un rizado adicional en el borde de la banda calculada para el caso del método EME debido a la rápida variación en la fase que se produce al acercarse al borde de la banda (debido a los grandes valores de dispersión existentes en este tipo de guías). Este rizado también debería aparecer en las simulaciones FDTD, sin embargo, debido a que la separación entre los picos es muy pequeña, este rizado no aparecerá debido a la falta de la resolución frecuencial necesaria (se debería realizar una simulación extremadamente larga en el tiempo para conseguir tanta resolución espectral).

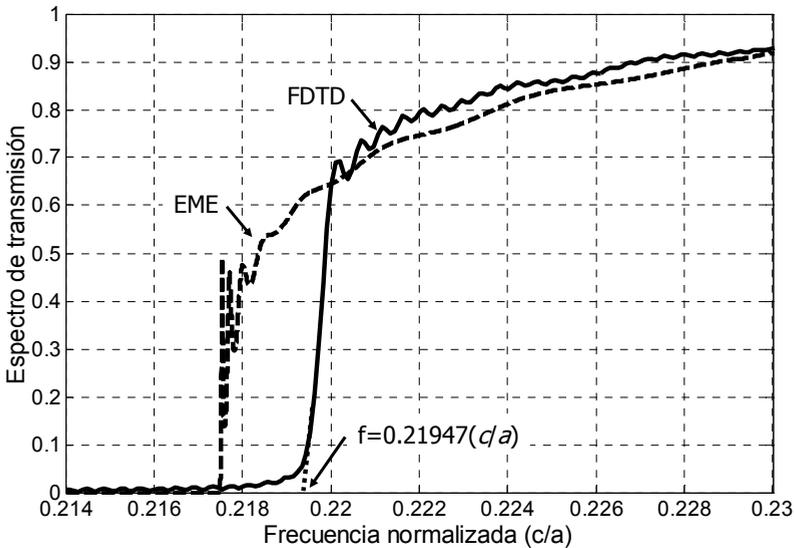


Figura 3.6. Espectro de transmisión de un cristal fotónico de longitud $L = 21a$ para el caso de una simulación FDTD (línea continua). El inicio de la banda guiada se determina proyectando la pendiente del borde del espectro (representado con línea punteada), obteniéndose un valor de $0.21947(c/a)$. También se representa mediante línea discontinua el espectro de transmisión para los cálculos realizados a partir del método EME utilizando la ecuación 3.2 para una guía de $L = 21a$.

Se puede ver también en la figura 3.6 como en el caso de FDTD no puede determinarse de manera precisa el borde de la banda guiada, debido a la suave variación que se produce en el espectro medido. Sin embargo, sí que puede determinarse de forma aproximada la posición de este borde proyectando la parte decreciente del espectro sobre el eje de frecuencias (ver línea punteada).

Haciendo esto, se determina que el borde de la banda para el caso de las simulaciones FDTD se encuentra en $0.21947(c/a)$ (frente a $0.21748(c/a)$ en los cálculos realizados con CAMFR). La determinación del nuevo borde de banda permitirá corregir las “desviaciones intrínsecas” que se producen entre ambos métodos de simulación, desviaciones que tendrán una gran influencia cuando se trabaje en zonas muy próximas al borde de la banda guiada. De este modo, cuando se realice una comparación entre ambos métodos se definirá la frecuencia central del pulso enviado mediante la distancia al borde de la banda guiada para cada caso, en lugar de trabajar con valores absolutos de frecuencia normalizada.

Una vez determinado el borde de la banda para el caso de FDTD, se ha simulado mediante este método la propagación a través de la guía de cristal fotónico de longitud $L = 15a$ de cara a validar los resultados obtenidos anteriormente con el método propuesto en este trabajo. La frecuencia central seleccionada para el pulso enviado es $0.22022(c/a)$, a una distancia $7.5 \cdot 10^{-4}(c/a)$ del borde de la banda (la misma distancia que se utilizó para los cálculos realizados mediante el método propuesto). La salida de la guía para el caso de la simulación FDTD se mostraba también mediante línea punteada en la figura 3.5, donde se puede ver como el resultado obtenido es muy similar al que se obtenía con el método analítico propuesto. En la tabla 3.1 se indican los parámetros que caracterizan el pulso de salida para ambos métodos cuando la longitud de la guía es $L = 15a$. Los parámetros indicados son: 1) la amplitud del pulso (la máxima potencia de salida obtenida), 2) la anchura temporal FWHM (anchura temporal del pulso cuando la amplitud es la mitad de la máxima), 3) el retardo temporal (obtenido como la diferencia entre la posición temporal del máximo en el pulso de entrada y en el de salida), y 4) la velocidad de grupo, v_g (obtenida como el cociente entre la longitud de la guía y el retardo temporal, tal y como se haría en una medida experimental). Destacar el hecho de que el pulso de salida dejará de ser gaussiano tras atravesar la guía, ya que se verá distorsionado debido a la dispersión y a la combinación de las contribuciones generadas en la cavidad.

	$L = 12a$		$L = 15a$		$L = 18a$	
	FDTD	Modelo analítico	FDTD	Modelo analítico	FDTD	Modelo analítico
amplitud (u.a.)	0.4316	0.4867	0.4285	0.4527	0.4392	0.4774
anchura FWHM (a/c)	2138.16	2176.67	2150.19	2126.67	2168.9	2186.67
retardo (c/a)	425.1	620	586.1	720	773.8	913.3
v_g (c)	0.0282	0.0194	0.0256	0.0208	0.0233	0.0197

Tabla 3.1. Amplitud, anchura temporal FWHM, retardo temporal y velocidad de grupo del pulso de salida para diferentes longitudes de la guía de cristal fotónico. Para cada longitud se indican los parámetros del pulso de salida tanto para simulaciones FDTD como para el caso del modelo analítico propuesto en este trabajo (utilizando la ecuación 3.1). El pulso de entrada tiene su amplitud normalizada y una anchura temporal FWHM de $2138(c/a)$.

Se ha simulado la propagación a través de la misma guía de cristal fotónico tanto para una longitud más corta ($L = 12a$) como para una longitud más larga ($L = 18a$). Los resultados obtenidos se muestran respectivamente en las figuras 3.7 y 3.8, y los parámetros de los pulsos de salida se indican también en la tabla 3.1. En las figuras 3.5, 3.7 y 3.8 se puede ver como los pulsos generados en la cavidad (mostrados en la subfigura b) son prácticamente los mismos para los tres casos, pero con diferentes posiciones temporales. Al variar la longitud de la guía de cristal fotónico las contribuciones generadas en la cavidad llegan cada vez en un instante de tiempo diferente y con una fase acumulada distinta, lo que hace que su combinación a la salida varíe para cada caso. Este efecto se puede ver más claramente en la figura 3.9, donde se muestra la evolución de la forma del pulso al ir considerando cada una de las nuevas contribuciones generadas en la cavidad (únicamente se han considerado las tres primeras contribuciones). Cada una de las filas representa la evolución de la salida para las tres longitudes estudiadas: $L = 12a$ en la primera fila, $L = 15a$ en la segunda y $L = 18a$ en la tercera. Se puede ver como la primera contribución es prácticamente la misma para las tres longitudes, sin embargo, la combinación con la segunda contribución es diferente para cada uno de los casos: para los casos $L = 12a$ y $L = 18a$ (la primera y la tercera fila) se produce una combinación constructiva, mientras que para el caso $L = 15a$ (la segunda fila) se produce una combinación destructiva. En las figuras 3.9.(a) y 3.9.(c) se puede ver como al producirse una combinación constructiva se obtienen pulsos de mayor amplitud, con una mayor anchura temporal y con su máximo desplazado hacia posiciones temporales más tardías, lo que conllevará una disminución en la velocidad de grupo medida (ya que se considera que el pulso llega más tarde para la misma longitud de guía). Para el caso de una combinación destructiva, el efecto será el contrario: se obtendrán pulsos de menor amplitud, menor anchura temporal y con su amplitud máxima desplazada hacia posiciones temporales anteriores, lo que proporcionará una velocidad de grupo medida mayor. En la figura 3.9 se puede ver también como la influencia sobre el pulso de salida total es prácticamente despreciable a partir de la tercera contribución generada en la cavidad (para el caso concreto que se está estudiando). Por tanto, el hecho de tomar únicamente cinco contribuciones para obtener el pulso de salida total (como se ha hecho en los cálculos mostrados en las figura 3.5, 3.7 y 3.8) es completamente correcto. Esto se podía ver también en la figura 3.5.(c) cuando se comparaba la salida obtenida al utilizar la ecuación 3.1 utilizando cinco contribuciones con la salida obtenida al utilizar directamente la ecuación 3.2. Para determinar el número de contribuciones necesarias para calcular correctamente la salida de la guía en cada caso, se ha establecido un criterio cuantitativo en función de los coeficientes de transmisión y de reflexión de la estructura, el cual será presentado en el apartado 3.3.1.1.

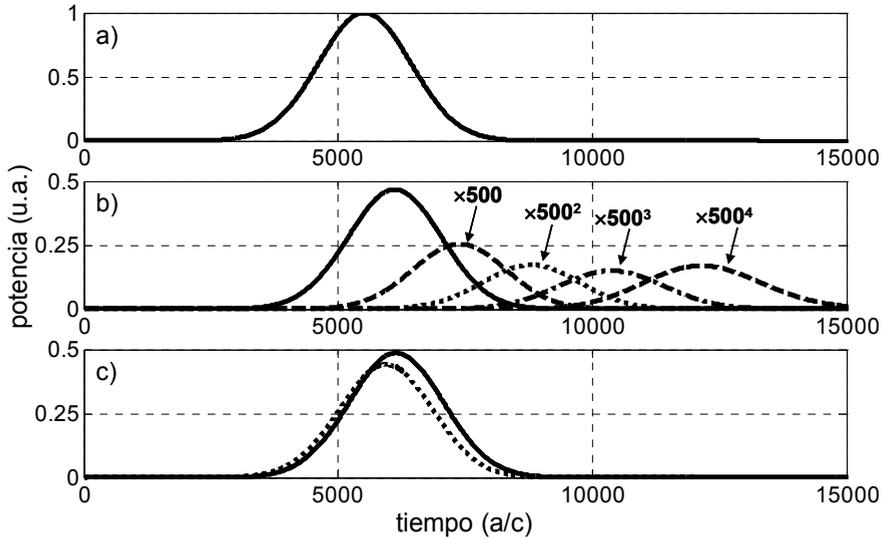


Figura 3.7. (a) Pulso de entrada, (b) pulsos de salida generados en la cavidad, y (c) pulso de salida total cuando la longitud de la guía de cristal fotónico es $L = 12a$ (línea continua – propagación mediante el modelo analítico, línea punteada – simulación FDTD).

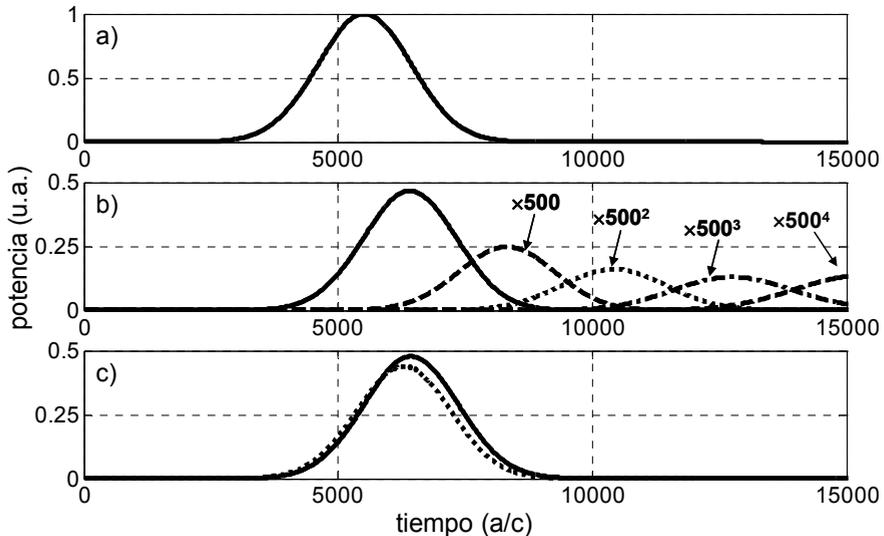


Figura 3.8. (a) Pulso de entrada, (b) pulsos de salida generados en la cavidad, y (c) pulso de salida total cuando la longitud de la guía de cristal fotónico es $L = 18a$ (línea continua – propagación mediante el modelo analítico, línea punteada – simulación FDTD).

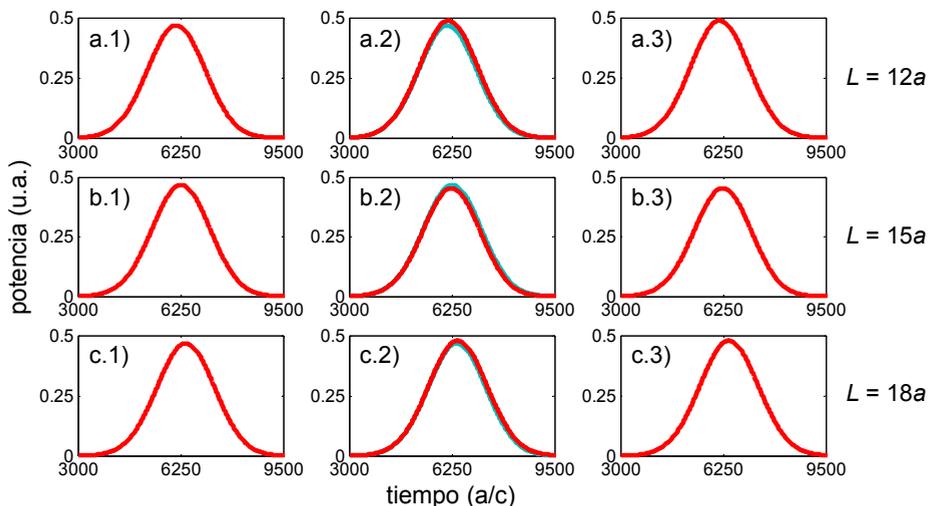


Figura 3.9. Evolución de la forma del pulso de salida al ir considerando cada una de las contribuciones generadas en la cavidad. Cada fila representa la evolución del pulso de salida para una determinada longitud de la guía de cristal fotónico: (a) $L = 12a$, (b) $L = 15a$, y $L = 18a$. Cada columna representa la variación de la forma del pulso de salida al tener en cuenta una nueva contribución de la cavidad para formarlo, esto es, la columna 1 representa la forma del pulso de salida cuando solo se considera la primera contribución, la columna 2 representa la forma del pulso cuando se tiene también en cuenta la segunda contribución, y la columna 3 representa la salida al considerar también la tercera contribución. La forma del pulso en cada caso se representa mediante color rojo, mientras que la forma para el caso anterior se representa en color azul claro (se representa el pulso anterior para poder observar mejor la variación experimentada en la forma).

Los efectos de la interacción constructiva y destructiva pueden verse también en los parámetros de los pulsos de salida indicados en la tabla 3.1 para distintas longitudes. Como se ha comentado anteriormente, se puede ver que independientemente de si se aumenta ($L = 18a$) o se reduce ($L = 12a$) la longitud de la guía de cristal fotónico, se produce un aumento en la amplitud, la anchura temporal y el retardo, así como una disminución en la velocidad de grupo medida, debido a que en ambos casos se produce una combinación constructiva de las contribuciones de la cavidad a la salida. Sin embargo, este efecto no se observa de una forma tan clara para el caso de las simulaciones FDTD, ya que como se verá más adelante, se producen ligeras discrepancias entre FDTD y el modelo analítico propuesto para longitudes pequeñas de la guía.

Para entender mejor la influencia de la longitud de la guía de cristal fotónico sobre la respuesta total de la propia guía y comprobar por qué el efecto de la interacción constructiva/destructiva no es el mismo para ambos métodos de

simulación, se ha estudiado la evolución de los cuatro parámetros estudiados (amplitud, anchura, retardo y velocidad de grupo) en función de la longitud de la guía. Esta evolución se muestra en la figura 3.10. Con línea de color rojo se representan los resultados obtenidos mediante el modelo analítico descrito por la ecuación 3.1. Se puede ver como aparece un rizado significativo para estos parámetros cuando la longitud de la guía es corta (aproximadamente hasta $L = 40a$), principalmente para el parámetro de la anchura del pulso de salida (figura 3.10.(b)). Como ya se ha comentado anteriormente, este rizado es debido al solapamiento de las contribuciones generadas en la cavidad, de forma que al variar la longitud de la guía variará el desfase acumulado por estas contribuciones, con lo que la combinación entre ellas irá pasando de constructiva a destructiva de forma cíclica, dando lugar a este comportamiento oscilatorio. Si la guía de cristal fotónico es suficientemente larga, los pulsos no se solaparán entre ellos y las contribuciones generadas en la cavidad aparecerán como pulsos de pequeña amplitud independientes a la salida de la guía. De esta forma, se considerará que la primera contribución será el pulso de salida principal y no se producirá un rizado en sus parámetros (como se puede ver en la figura 3.10 para longitudes superiores a aproximadamente $L = 40a$). También se ha representado en esta figura con línea discontinua de color negro los parámetros teóricos que tendría el pulso de salida cuando no se producen reflexiones en los interfaces entre guías y se tiene únicamente la salida directa al atravesar la guía (no se genera una cavidad Fabry-Perot). Éste sería el caso óptimo deseable (con una eficiencia de transmisión alrededor de 0.46 en lugar de 1 debido a la transmisión no perfecta a través de los interfaces entre guías), por lo que habrá que intentar mejorar la eficiencia de acoplo entre guías para evitar el rizado en los parámetros del pulso de salida debido a la combinación de las contribuciones generadas en la cavidad.

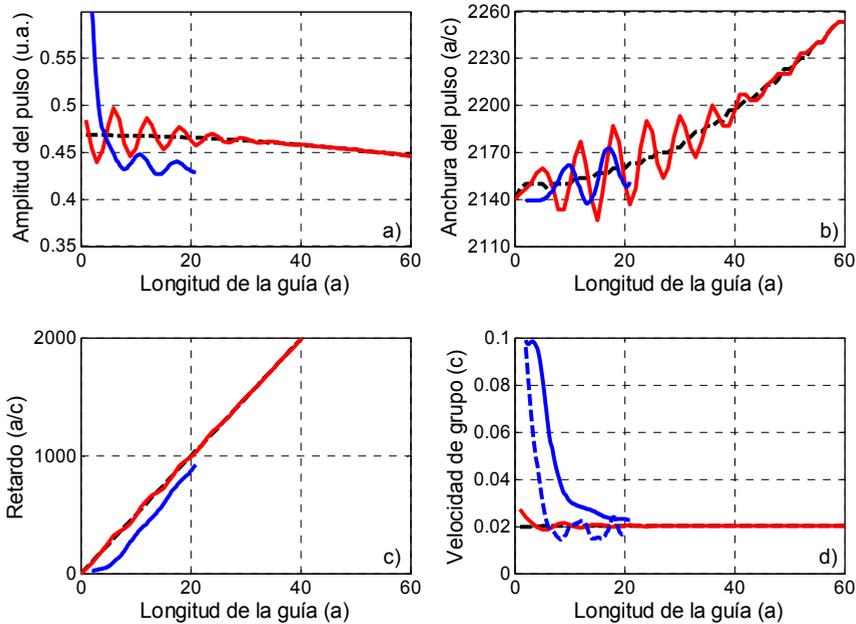


Figura 3.10. (a) Amplitud, (b) anchura temporal, (c) retardo y (d) velocidad de grupo del pulso de salida obtenido en función de la longitud de la guía de cristal fotónico. Con color rojo se representan los resultados obtenidos al propagar los pulsos mediante el método analítico propuesto. Con línea negra discontinua se representa la evolución teórica de los parámetros cuando se considera que no se producen reflexiones en los interfaces entre guías (únicamente se tiene la salida directa). Con línea azul se representan los resultados obtenidos mediante FDTD para el rango de longitudes de guía entre a y $21a$. La línea discontinua azul de la figura (d) representa la velocidad de grupo “instantánea” obtenida derivando el retardo de grupo para las simulaciones FDTD mostrado en la figura (c).

También se han llevado a cabo simulaciones FDTD para longitudes de la guía de cristal fotónico entre $L = a$ y $L = 21a$, cuyos resultados se muestran con línea de color azul en la figura 3.10. Destacar el hecho de que los cálculos realizados para cada longitud de la guía necesitaban de alrededor de 1 día para obtener el pulso de salida final, por lo que **se ha requerido de cerca de 1 mes para obtener los datos correspondientes a FDTD representados en la figura 3.10**. Queda por tanto claro el enorme ahorro conseguido al utilizar el método de propagación analítico propuesto, ya que en este caso únicamente se requiere de unos pocos segundos para obtener los resultados mostrados en la figura 3.10 (frente al mes necesario con FDTD). En cuanto a los resultados representados, se puede ver como el rizado que se obtiene para los parámetros de amplitud y de

anchura es muy similar al que se obtenía para el caso del modelo analítico propuesto. El rizado obtenido para la amplitud se encuentra en el mismo rango para ambos casos, con únicamente una ligera variación de 0.03 en el valor medio de la amplitud. En cuanto a la posición de los máximos y los mínimos del rizado y la separación entre ellos, son prácticamente los mismos para ambos métodos cuando la longitud de la guía es superior a aproximadamente $L = 7a$. La diferencia que se aprecia para longitudes menores a $7a$ es debida a que en el caso de las simulaciones FDTD, al tenerse una red periódica tan corta, no se llega a producir totalmente el efecto de cristal fotónico, un hecho que no es tenido en cuenta para el caso de los cálculos realizados mediante el modelo analítico propuesto. Es por esto que el rizado que aparece en los parámetros para el caso del método analítico (representado con línea de color rojo en la figura 3.10) cuando la longitud es pequeña no será un comportamiento real, lo que provoca la discrepancia con los resultados FDTD y motivará el desplazamiento de la posición de los máximos y los mínimos respecto al caso de FDTD.

Este efecto para pequeñas longitudes de la guía de cristal fotónico puede apreciarse de forma más clara para el caso de la variación del retardo del pulso de salida en función de la longitud, mostrada en la figura 3.10.(c). Por un lado, la curva obtenida para el caso de los cálculos analíticos (con línea de color rojo) tiene una pendiente constante desde el principio. Sin embargo, para el caso de los cálculos FDTD (línea de color azul), se obtendrán retardos muy bajos para longitudes cortas de la guía debido a que todavía no aparece el efecto de cristal fotónico y las velocidades de grupo experimentadas por el pulso son elevadas. Sin embargo, cuando la longitud de la guía es superior a $7a$, el efecto de PBG comienza a darse en la estructura, lo que provocará la aparición de bandas guiadas con baja velocidad de grupo y un aumento en el retardo experimentado por el pulso. Se puede ver en la figura 3.10.(c) como a partir de estas longitudes aumenta la pendiente de la curva y se iguala a la de la curva obtenida a partir del modelo analítico propuesto, apreciándose un desplazamiento entre ambas curvas. Además, también aparecerá un rizado en las curvas de la figura 3.10.(c), pero debido a que la pendiente de la curva es muy elevada no se puede ver bien. Este rizado puede verse de forma algo más clara en el parámetro de velocidad de grupo mostrado en la figura 3.10.(d), principalmente para el caso de los cálculos realizados mediante el modelo analítico propuesto (con línea de color rojo, aunque la amplitud del rizado es bastante pequeña). Para el caso de los cálculos FDTD (línea de color azul) se observa un comportamiento muy diferente. Debido a que la velocidad de grupo se ha calculado como el cociente entre la longitud de la guía y el retardo, los resultados para FDTD están influenciados por el cambio en la pendiente del retardo de la guía y el retardo adicional causado por este hecho que se veía en la figura 3.10.(c). Sin embargo, al aumentar la longitud de la guía, la velocidad de grupo para el caso de FDTD tiende al valor teórico de $0.02c$ (como en el resto de casos). Para conseguir reducir la influencia de estos menores retardos obtenidos para pequeñas longitudes de guía y observar más claramente la evolución de la velocidad de grupo, se ha calculado una velocidad de grupo “instantánea” derivando respecto a la longitud de la guía los resultados de retardo que se han obtenido anteriormente. Estos resultados se muestran en la figura

3.10.(d) con línea discontinua de color azul, y permiten apreciar mejor el rizado en la velocidad de grupo y también como ésta tiende a un valor de $0.02c$ para longitudes mayores a $7a$.

3.3.1.1 Número de contribuciones requeridas para los cálculos

Como se ha visto en los cálculos realizados anteriormente para el modelo analítico propuesto, será necesario poder determinar el número mínimo de contribuciones de la cavidad necesarias para obtener la salida total correctamente. Para esto se ha establecido un criterio basado en el rizado de los parámetros del pulso de salida. Se ha analizado la influencia de cada una de las contribuciones de la cavidad sobre el rizado en la amplitud del pulso de salida, considerando que estas contribuciones únicamente se verán afectadas por los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces y que se combinarán constructivamente en la misma posición temporal, de forma que el criterio definido sea lo más restrictivo posible (no se considera la diferencia de retardo experimentado por cada una de las contribuciones). Con estos criterios, la amplitud (en potencia) del pulso a la salida de la guía de cristal fotónico cuando únicamente se consideran n contribuciones vendrá dada por la siguiente expresión:

$$O_n = \left(\sum_{i=1}^n E_0 t^2 r^{2(i-1)} \right)^2, \quad (3.5)$$

donde n puede ir de 1 hasta infinito. Se considera que los coeficientes de transmisión y reflexión son los de la frecuencia central de la señal de entrada. La contribución principal al rizado de la amplitud viene determinada por el segundo pulso de la cavidad (correspondiente a E_2 en la ecuación 3.1), y la amplitud de este rizado puede aproximarse como $O_2 - O_1$ (O_n viene dado por la ecuación 3.5). Se considerará que la influencia sobre la salida de un pulso generado en la cavidad es despreciable cuando el rizado que causa es mucho menor al creado por el segundo pulso de la cavidad E_2 . Este criterio puede expresarse como:

$$Q_n = \frac{O_n - O_{n-1}}{O_2 - O_1} \times 100 < \text{umbral}. \quad (3.6)$$

Cuando este valor Q_n se encuentre por debajo de un cierto umbral (e.g., 1% o 0.1%) se podrá considerar que la influencia de esta contribución sobre la

salida total es despreciable. Por último, la expresión 3.6 se puede expresar utilizando los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces de la guía de cristal fotónico utilizando la expresión 3.5:

$$Q_n = r^{2(n-2)} \frac{r^{2(n-1)} + 2 \sum_{i=1}^{n-1} r^{2(i-1)}}{r^2 + 2} \times 100 < \text{umbral}, \quad (3.7)$$

de forma que el número de contribuciones necesarias para obtener correctamente el pulso de salida final está únicamente determinado por los coeficientes de reflexión en los interfaces de la guía.

Este criterio se ha utilizado para comprobar si el número de contribuciones utilizadas anteriormente para hacer los cálculos (5 contribuciones) es correcto. El valor del coeficiente de reflexión en ese caso era 0.1759 para la frecuencia de trabajo seleccionada. En la figura 3.11 se representa con línea de color rojo la evolución del parámetro Q_n dado por la ecuación 3.7 en función del número de contribuciones. Si se toma un valor del umbral del 1%, solo serán necesarias 3 contribuciones para hacer los cálculos, ya que $Q_3 = 3.142 (> 1)$ y $Q_4 = 0.097 (< 1)$, por lo que las 5 contribuciones utilizadas son suficientes para obtener un resultado correcto. Para el caso en el que se tuviera un coeficiente de reflexión de mayor valor, se necesitarían más contribuciones para determinar correctamente la salida. Por ejemplo, en el caso en que se tuviera un coeficiente de reflexión $r = 0.5$ se necesitarían 5 contribuciones, tal y como se muestra también en la figura 3.11.

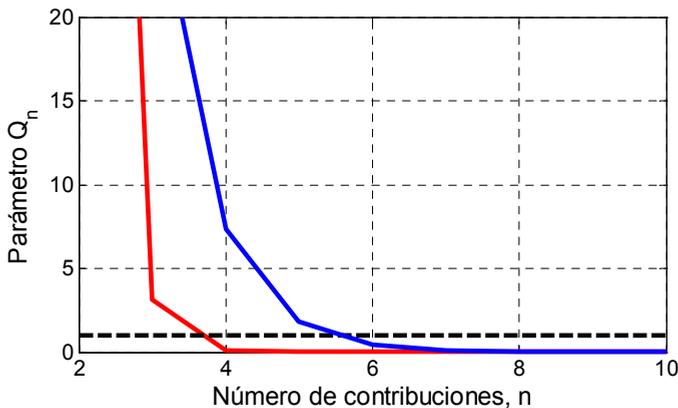


Figura 3.11. Valor del parámetro Q_n dado por la ecuación 3.7 en función del número de contribuciones tomadas para crear el pulso de salida total. La línea roja representa el caso estudiado hasta ahora ($r = 0.1759$). La línea azul representa un hipotético caso con una mayor reflexión en los interfaces ($r = 0.5$). La línea negra discontinua representa un umbral de $Q_{\text{umbral}} = 1\%$.

3.3.2. Otros estudios realizados

3.3.2.1. Influencia de la frecuencia central del pulso

Una vez se ha comprobado la validez del método propuesto para estudiar la influencia de la longitud finita de una guía de cristal fotónico, se han llevado a cabo otros estudios de propagación de pulsos en guías de este tipo. El primero de ellos ha sido el estudio de la influencia de la frecuencia central del pulso transmitido. Al variar la frecuencia central del pulso enviado y acercarnos al borde de la banda guiada se tendrá un peor acoplo entre la guía de acceso y la de cristal fotónico, por lo que el rizado producido será mayor. Se podría llegar incluso al caso en el que parte del espectro de la señal sea filtrado al quedar fuera de la banda, lo que produciría una distorsión de la señal que no se podría corregir. Este efecto se muestra en la figura 3.12, donde se representa la variación de los parámetros que definen el pulso de salida cuando se utilizan distintas frecuencias de portadora: $f = 0.2176(c/a)$, $0.218(c/a)$, $0.21823(c/a)$ y $0.2185(c/a)$. En este caso se ha hecho directamente uso de la ecuación 3.2 para obtener el pulso de salida total para cada caso. Los espectros de los pulsos enviados se muestran junto con los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces en la figura 3.13. Se puede ver claramente en la figura 3.12 como la amplitud del rizado para todos los parámetros disminuye según la frecuencia central del pulso se aleja del borde de la banda. Se observa además como para el caso del pulso de frecuencia $0.2176(c/a)$ el rizado que aparece tiene una amplitud muchísimo mayor, debido en gran medida a que parte del espectro de la señal queda fuera de la banda guiada (esto puede verse mejor en la figura 3.13). En la figura 3.12 se puede ver también como según la frecuencia central del pulso se aproxima al borde de la banda, se produce por un lado un aumento del retardo y una reducción de la velocidad de grupo de la señal propagada (ver figuras 3.12.(c) y 3.12.(d)), y por otro lado un aumento de la dispersión (se pueden ver los efectos de este hecho en el mayor ensanchamiento del pulso en la figura 3.12.(b) y en la reducción en la amplitud del pulso en la figura 3.12.(a) al aumentar la longitud de la guía).

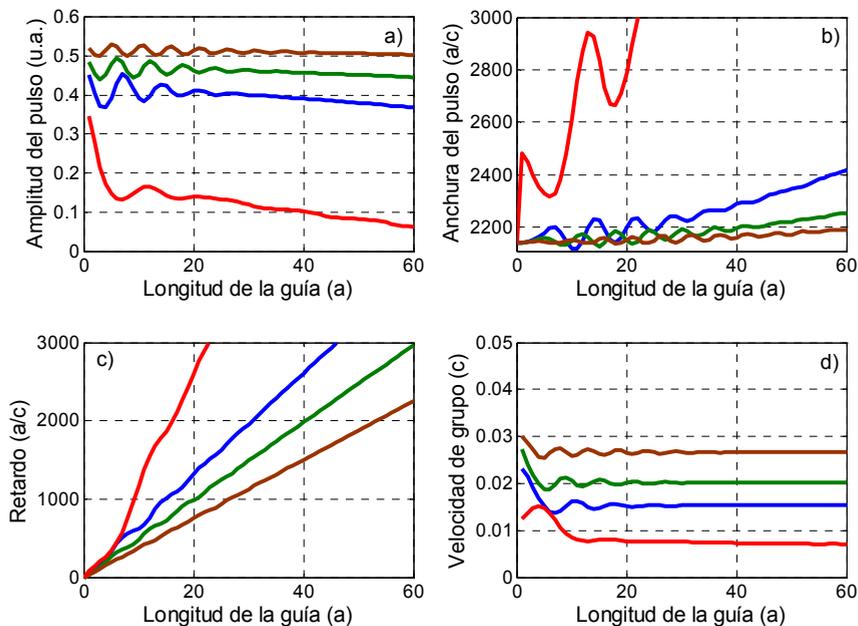


Figura 3.12. (a) Amplitud, (b) anchura temporal, (c) retardo y (d) velocidad de grupo del pulso de salida obtenido en función de la longitud de la guía de cristal fotónico para diferentes frecuencias de trabajo: $f = 0.2176(c/a)$ – color rojo; $f = 0.218(c/a)$ – color azul; $f = 0.21283(c/a)$ – color verde; $f = 0.2185(c/a)$ – color marrón.

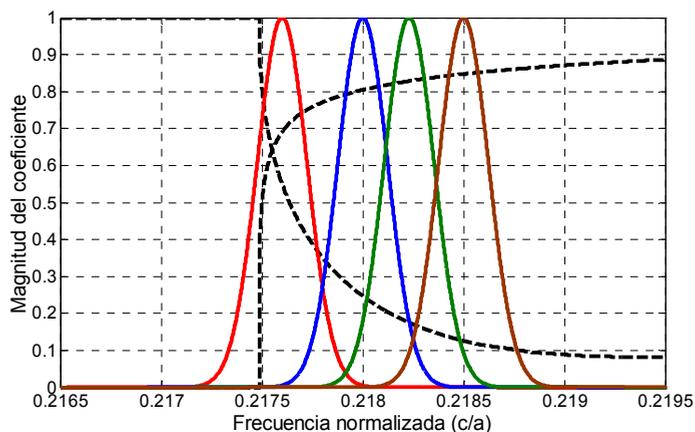


Figura 3.13. Espectro de los cuatro pulsos de entrada con diferentes frecuencias centrales: $f_n = 0.2176$ – color rojo; $f_n = 0.218$ – color azul; $f_n = 0.21283$ – color verde; $f_n = 0.2185$ – color marrón. También se muestran con línea negra discontinua los coeficientes de transmisión y reflexión.

3.3.2.2. Influencia de la anchura temporal del pulso

También se ha estudiado la influencia de la anchura del pulso sobre la propagación en el interior de la guía de cristal fotónico. En la figura 3.14 se muestra la evolución de los cuatro parámetros del pulso cuando se tienen pulsos de frecuencia central $0.218(c/a)$ y anchuras temporales FWHM $T_{FWHM} = 2138(a/c)$ (color rojo), $2T$ (color azul) y $0.5T$ (color verde). Destacar que al trabajar con pulsos de entrada de distinta anchura, en la figura 3.14.(b) se ha representado el ensanchamiento experimentado por cada pulso en lugar de representar directamente la anchura, de forma que la comparación pueda hacerse mejor. Además de los efectos conocidos relacionados con la dispersión cromática (se produce un ensanchamiento y una reducción de la amplitud más rápidas para el caso de los pulsos más estrechos ya que tienen una mayor anchura espectral), se puede ver como el rizado es mayor y se mantiene para longitudes de guías más largas para el caso de pulsos de mayor anchura temporal. Esto es debido a que el solapamiento entre las contribuciones generadas en la cavidad dejará de darse antes cuando los pulsos tengan una menor anchura temporal (rápidamente, el retardo acumulado por las contribuciones será mayor a la propia anchura del pulso). Sin embargo, cuando el pulso es más ancho, las contribuciones se seguirán solapando durante más tiempo al aumentar la longitud de la guía. Esto se puede ver de forma más clara en la figura 3.15, donde se muestra la propagación de los pulsos de anchura $2T$ (color azul) y $0.5T$ (color verde) a través de una guía de longitud $L = 20a$. Se puede ver como los pulsos generados en la cavidad aparecen prácticamente en las mismas posiciones para ambos casos (las ligeras diferencias en la posición son debidas a la dispersión y al filtrado en frecuencia), pero la menor anchura de los pulsos en el segundo caso evitará el solapamiento de las distintas contribuciones a la salida.

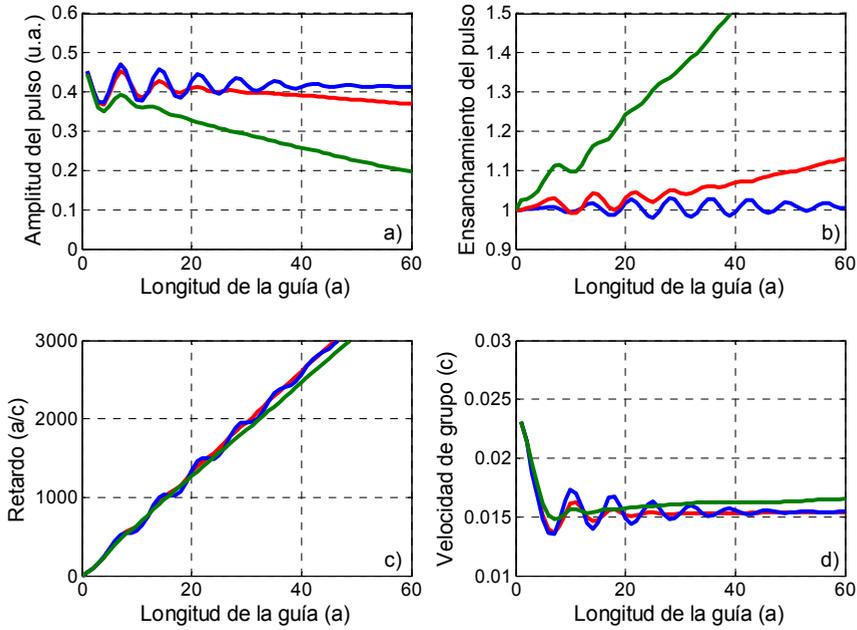


Figura 3.14. (a) Amplitud, (b) ensanchamiento temporal, (c) retardo y (d) velocidad de grupo del pulso de salida obtenido en función de la longitud de la guía de cristal fotónico para un pulso de entrada con frecuencia central $0.218(c/a)$ y diferentes anchuras temporales: $T = 2138(a/c)$ – color rojo; $2T$ – color azul; $0.5T$ – color verde.

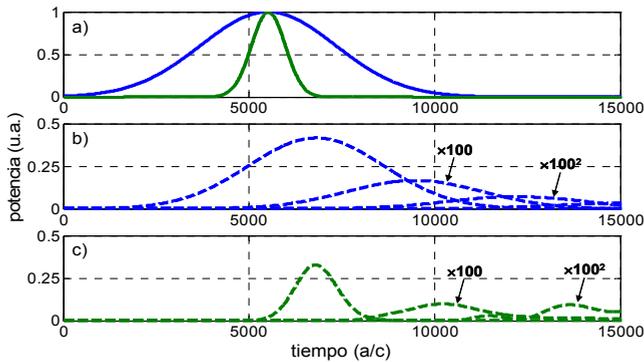


Figura 3.15. Propagación a lo largo de una guía de cristal fotónico de longitud $L = 20a$ para dos pulsos con frecuencia central $0.218(c/a)$ y diferentes anchuras: $2T$ – línea azul, y $0.5T$ – línea verde (donde $T = 2138(a/c)$). (a) Pulsos de entrada de ambas anchuras, (b) cada una de las contribuciones generadas en la cavidad para el caso del pulso de anchura $2T$, y (c) contribuciones generadas para el caso del pulso de anchura $0.5T$.

Por último, en la figura 3.16 se muestra la evolución del pulso de salida al ir considerando cada una de las contribuciones generadas en la cavidad, para el caso visto anteriormente de un pulso de entrada con frecuencia central $0.218(c/a)$ y anchura temporal $2T$. En la figura se representa la evolución de la forma del pulso para tres longitudes del cristal fotónico: $L = 11a$, $14a$ y $18a$. La figura 3.16 representa lo mismo que se veía en la figura 3.9, pero ahora se puede ver de forma más clara cómo evoluciona la forma del pulso al ir considerando más contribuciones, ya que el pulso utilizado es de mayor anchura y el coeficiente de reflexión para la frecuencia de trabajo es mayor.

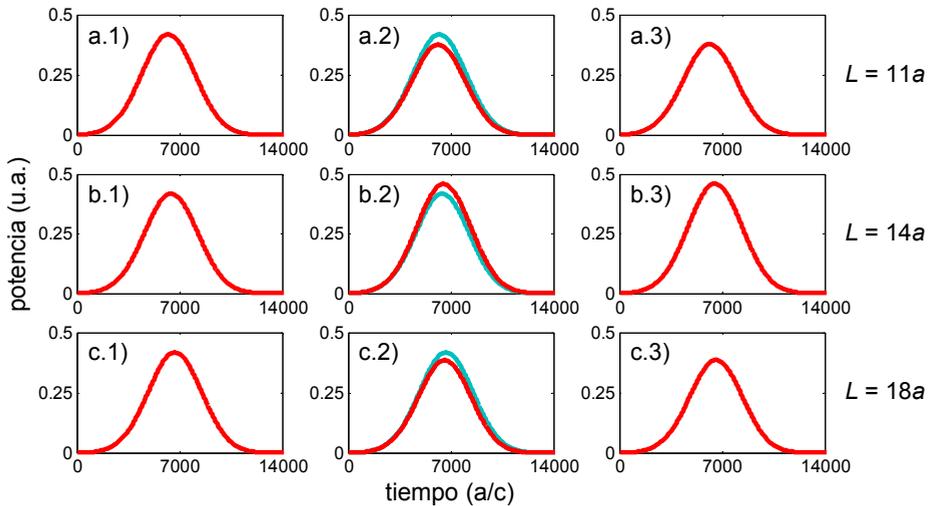


Figura 3.16. Evolución de la forma del pulso de salida al ir considerando cada una de las contribuciones generadas en la cavidad para un caso en el que coeficiente de reflexión es mayor que para el caso mostrado en la figura 3.9. En el caso mostrado ahora, el pulso de entrada tiene unos parámetros $f = 0.218(c/a)$ y $2T$. Cada fila representa la evolución del pulso de salida para una determinada longitud de la guía de cristal fotónico: (a) $L = 11a$, (b) $L = 14a$, y $L = 18a$. Cada columna representa la variación de la forma del pulso de salida al tener en cuenta una nueva contribución de la cavidad para formarlo. La forma del pulso en cada caso se representa mediante color rojo, mientras que la forma para el caso anterior se representa en color azul claro.

3.4. Compensación de dispersión en líneas de retardo basadas en guías de cristal fotónico

3.4.1. Cálculo de la velocidad de grupo y de la dispersión de una guía de cristal fotónico

Se ha comentado en numerosas ocasiones a lo largo del texto el hecho de que las guías de cristal fotónico permiten obtener bajos valores de velocidad de grupo y altos valores de dispersión debido a la curvatura que sufren sus bandas en el borde de la zona de Brillouin. Los valores de estos dos parámetros (velocidad de grupo y dispersión cromática) pueden ser obtenidos directamente a partir de la relación de dispersión del modo guiado en la estructura [Agr97]. Si se tiene una determinada guía cuya constante de propagación es β ($\beta \equiv k$), la cual depende de la frecuencia (de forma más estricta, se debería indicar esta dependencia con la frecuencia mediante $\beta(\omega)$, pero al ser conocida, únicamente se utilizará el símbolo β), se podrá calcular la velocidad de grupo, v_g , en la estructura mediante la expresión [Agr97]:

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1} = \frac{d\omega}{d\beta}. \quad (3.8)$$

Esta expresión nos proporciona el valor de la velocidad de grupo para todo el rango de frecuencias en el que el modo guiado existe. Se puede ver como este parámetro no es más que la inversa de la pendiente de la curva ω - β que caracteriza nuestra estructura.

En muchas ocasiones, en lugar de utilizarse el parámetro de velocidad de grupo para indicar la velocidad de propagación del modo guiado en la estructura, se hace uso del término denominado índice de grupo, el cual viene dado por la siguiente expresión [Agr97]:

$$n_g = c/v_g. \quad (3.9)$$

A partir de esta expresión se puede ver que lo que representa el índice de grupo es el número de veces que la velocidad de grupo es más pequeña que la

velocidad de la luz en el vacío (a mayor índice de grupo, la luz viajará más lentamente a través de la guía) [Jac05, Gom07].

Se ha visto a partir de la ecuación 3.8 como la pendiente de la relación de dispersión del modo guiado nos proporciona la velocidad de grupo de este modo en función de la frecuencia. Sin embargo, puede que el parámetro velocidad de grupo no sea constante a lo largo de todo el rango de frecuencias de trabajo, de forma que las diferentes componentes espectrales que compongan una determinada señal experimentarán distintos retardos al propagarse por este medio. De esta forma, cada componente espectral llegará en un instante de tiempo diferente, produciéndose un ensanchamiento temporal de la señal a la salida. Esta dependencia de la velocidad de grupo con la frecuencia viene determinada por el parámetro de dispersión de la velocidad de grupo GVD dado por la expresión [Agr97]:

$$\beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right). \quad (3.10)$$

De este modo, si se tiene una determinada señal con un ancho de banda $\Delta\omega$ que se propaga a través de un determinado medio dispersivo de longitud L , ésta sufrirá un ensanchamiento a la salida dado por [Agr97]:

$$\Delta T = L\beta_2\Delta\omega. \quad (3.11)$$

Cuando se trabaja a frecuencias ópticas es más común expresar los parámetros del sistema en función de la longitud de onda en lugar de en función de la frecuencia, haciendo uso de la relación $\omega \cdot \lambda = 2\pi c$. Esto determinará la aparición de un nuevo parámetro para expresar la dispersión de un determinado medio [Agr97]:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (3.12)$$

el cual recibe el nombre de parámetro de dispersión y suele expresarse en unidades de ps/(km-nm) para el caso tradicional de la fibra óptica. Sin embargo, los valores de dispersión tan altos obtenidos en longitudes pequeñas para el caso

de las guías de cristal fotónico hacen que las unidades utilizadas sean ps/(mm·nm) o ps/($\mu\text{m}\cdot\text{nm}$).

Cuando la curvatura de la relación de dispersión es muy elevada, suele ocurrir también que el parámetro de dispersión D (o en su caso, β_2) no sea constante para todo el ancho de banda del modo guiado. Cuando esto ocurre, aparecerán componentes de dispersión de orden superior: $\beta_3, \beta_4, \beta_5, \dots$ que permiten definir de forma completa la forma de la relación de dispersión del modo guiado. Generalmente, los análisis realizados suelen llegar hasta el parámetro de dispersión de tercer orden β_3 , el cual viene dado por la expresión [Agr97]:

$$\beta_3 = \frac{d^3 \beta}{d\omega^3} = \frac{d\beta_2}{d\omega}. \quad (3.13)$$

En el caso de trabajar en el dominio de la longitud de onda, este parámetro recibirá el nombre de pendiente de la dispersión S y vendrá dado por [Agr97]:

$$S = \frac{dD}{d\omega} = \left(2\pi c / \lambda^2\right)^2 \beta_3 + \left(4\pi c / \lambda^3\right) \beta_2, \quad (3.14)$$

el cual suele expresarse en unidades de ps/(km·nm²) para la fibra óptica, y que será expresado en unidades de ps/(mm·nm²) o ps/($\mu\text{m}\cdot\text{nm}^2$) para el caso de medios altamente dispersivos como es el caso de las guías de cristal fotónico.

3.4.1.1. Guía de cristal fotónico analizada

El objetivo del estudio llevado a cabo en este apartado de la tesis (3.4) es crear una línea de retardo en la cual se realizará compensación de dispersión para mantener la forma de los pulsos a la salida. Para realizar este estudio se ha hecho uso de una guía de cristal fotónico creada en el interior de un cristal fotónico 2D de columnas de alto índice (n_H) distribuidas en una red hexagonal en el interior de un material de bajo índice (n_L). Los valores de los índices de refracción tomados en el estudio realizado son $n_H = 3.21$ y $n_L = 1$, lo que correspondería a una red de columnas de alúmina en aire a frecuencias de microondas, la cual ha sido caracterizada experimentalmente [Cue03]. Cualquier otra configuración de cristal fotónico podría haber sido seleccionada para realizar este estudio (por ejemplo, de agujeros de aire en un material de alto índice), siempre y cuando se diseñará

correctamente una guía que fuera monomodo en el rango de frecuencias de trabajo seleccionado [Lon01, Not01a, Yam02, Sol03]. En el estudio realizado se ha considerado la transmisión de **pulsos ultracortos, ya que este tipo de pulsos serán los utilizados en los futuros dispositivos ópticos integrados, ya que se requiere de grandes velocidades de transmisión en tamaños extremadamente reducidos.**

Si se toma un radio de las columnas de $r = 0.174a$ para el cristal fotónico propuesto, se obtendrá un PBG para los modos TM del cristal fotónico entre $0.3196(c/a)$ y $0.5053(c/a)$, tal y como se puede observar en el diagrama de bandas de la estructura mostrado en la figura 3.17. Se creará una guía eliminando completamente una fila de columnas de la estructura a lo largo de la dirección ΓK (se vio como este tipo de defectos sí que podía crearse para el caso de cristales fotónicos 2D, ya que no existe el problema del confinamiento vertical que lo impedía para el caso de los cristales fotónicos planares), de forma que un único modo guiado aparecerá en el PBG del cristal. La estructura creada se muestra de forma esquemática en la figura 3.18.

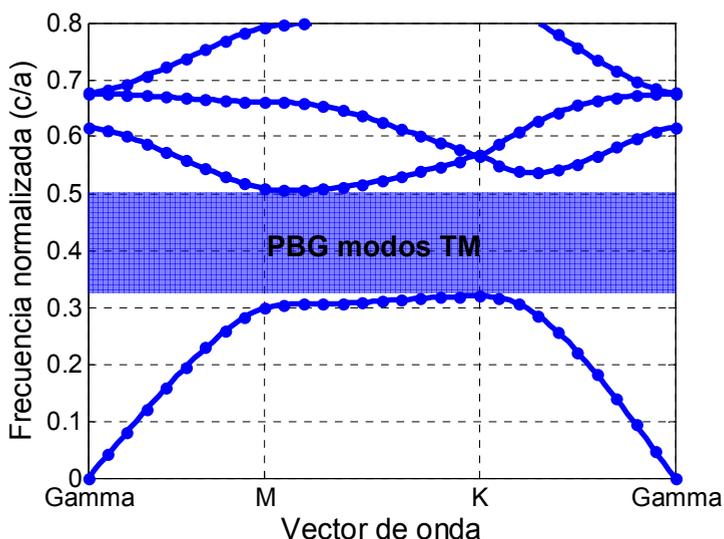


Figura 3.17. Diagrama de bandas para los modos TM del cristal fotónico de columnas de alto índice ($n_H = 3.21$) de radio $r = 0.174a$ en un medio de aire ($n_L = 1$). Se muestra con color sombreado azul el PBG que aparece para los modos con esta polarización.

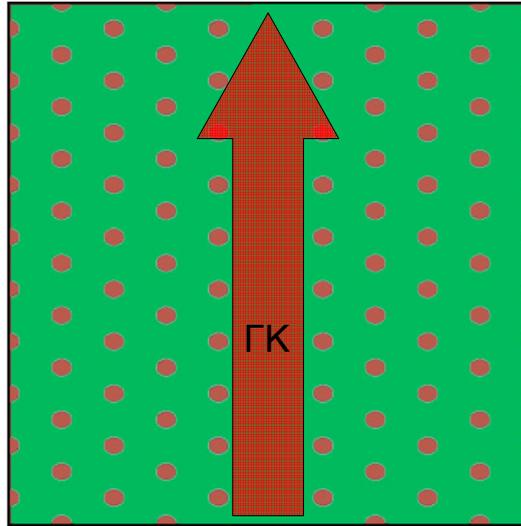


Figura 3.18. Esquema de la guía de cristal fotónico analizada, la cual ha sido creada eliminando una fila de columnas del cristal fotónico a lo largo de la dirección ΓK .

Se ha calculado mediante MPB [Joh01] la relación de dispersión del modo guiado en esta estructura, obteniéndose la banda que se muestra en la figura 3.19.(a), la cual se encuentra entre las frecuencias $0.3589(c/a)$ y $0.4881(c/a)$. Destacar que ahora se representa el vector de onda (equivalente a la constante de propagación) en función de la frecuencia normalizada, cuando generalmente se ha hecho al revés. Esto es debido a que los parámetros de velocidad de grupo y dispersión son parámetros que dependerán de la frecuencia, por lo que de esta forma podrá verse más claramente la relación de estos parámetros con la constante de propagación de la estructura, como se verá más adelante. Los parámetros de velocidad de grupo, v_g , y de dispersión GVD, β_2 , que se definieron en las ecuaciones 3.8 y 3.10 podrán extraerse a partir del diagrama de bandas calculado según las expresiones:

$$v_g = (d\beta/d\omega)^{-1} \equiv \frac{df_n}{dk_n} \cdot c = v_{gn} \cdot c \quad (3.15)$$

$$v_{gn} = \frac{df_n}{dk_n}$$

$$\beta_2 = d^2 \beta / d\omega^2 = d(1/v_g) / d\omega \equiv \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d(1/v_{gn})}{df_n} \cdot a / c^2 = \beta_{2n} \cdot a / c^2 \quad (3.16)$$

$$\beta_{2n} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d(1/v_{gn})}{df_n},$$

donde se han definido una serie de parámetros normalizados para proporcionar una mayor generalidad al análisis realizado:

- frecuencia normalizada – $f_n = f \cdot (a/c)$
- vector de onda normalizado – $k_n = k \cdot (a/2\pi)$
- velocidad de grupo normalizada – $v_{gn} = v_g \cdot (1/c)$
- parámetro de dispersión GVD normalizado – $\beta_{2n} = \beta_2 \cdot (c^2/a)$.

En las figuras 3.19.(b) y 3.19.(c) se muestran los parámetros normalizados v_{gn} y β_{2n} de la estructura calculados mediante las ecuaciones 3.15 y 3.16. Puede verse claramente en estas figuras como cuando el modo guiado se hace plano al alcanzar los límites de la zona de Brillouin ($k_n = 0$ y $k_n = 0.5$), el parámetro v_{gn} tenderá a cero (como se deduce de la ecuación 3.15) y el parámetro β_{2n} tenderá a infinito (como se deduce de la ecuación 3.16). Destacar además el hecho de que **el parámetro de GVD β_{2n} puede alcanzar valores elevados de ambos signos** dependiendo del borde de la banda en el que nos encontremos, teniéndose en este caso un β_{2n} negativo para el borde inferior de la banda guiada y un β_{2n} positivo para el borde superior. Ésta es una de las grandes ventajas de las guías en cristal fotónico, ya que si se realiza un correcto diseño de la estructura se podrá ser capaz de compensar dispersión de ambos signos haciendo uso de tramos extremadamente cortos de guía debido a los altos valores del parámetro β_{2n} de los que se dispone.

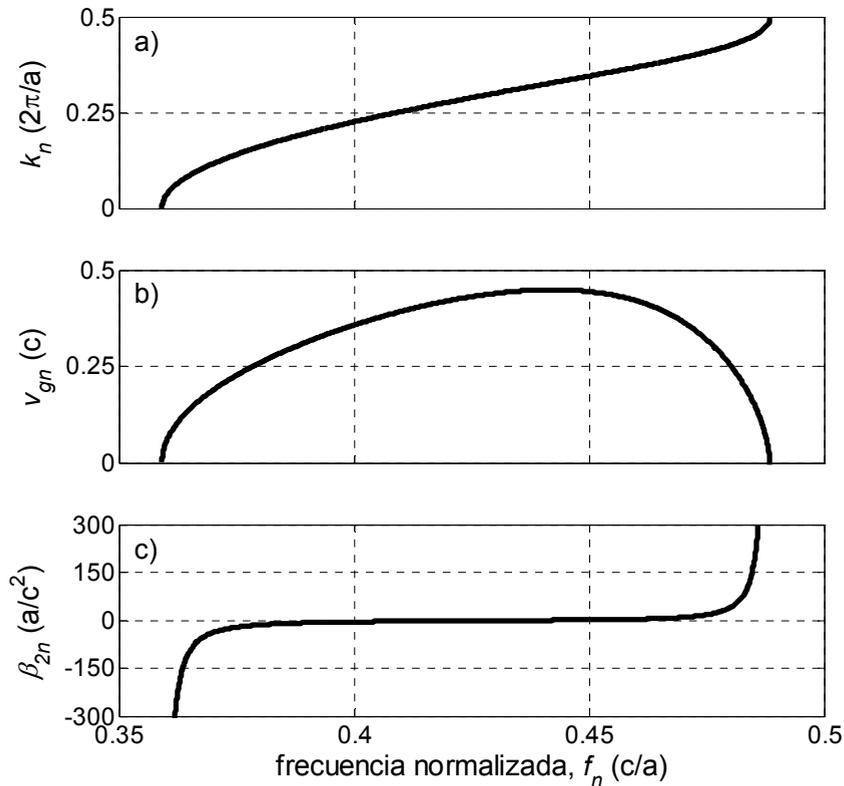


Figura 3.19. (a) Relación de dispersión, (b), velocidad de grupo normalizada, v_{gn} , y (c) parámetro de dispersión GVD normalizado, β_{2n} , para el modo guiado de la guía de cristal fotónico analizada.

3.4.2. Diseño de la línea de retardo con dispersión compensada a partir de los parámetros de dispersión de la guía de cristal fotónico

Tal y como se ha visto en el apartado anterior, se obtendrán bajos valores de velocidad de grupo cuando se trabaje con frecuencias del modo que se encuentre próximas al borde de la banda guiada, lo que permitirá introducir grandes retardos utilizando tramos de guía de tamaño reducido. El proceso de diseño se ha llevado a cabo utilizando el diagrama de bandas obtenido mediante MPB, mientras que se han realizado simulaciones FDTD (con el software FullWAVE de RSoft Inc.) para estudiar la propagación de los pulsos a través de las guías diseñadas y comprobar si la dispersión acumulada coincide con la

determinada de forma teórica en la fase de diseño. Comentar de nuevo el hecho de que existirá una cierta diferencia entre los resultados obtenidos con FDTD y los obtenidos con el método PWE debido a las particularidades de cada método [Ye03], tal y como se veía en el apartado 3.3 para el estudio de la propagación en guías de cristal fotónico de longitud finita. Sin embargo, los resultados obtenidos numéricamente a partir de las simulaciones PWE podrán ser utilizados para diseñar los tramos de compensación de dispersión de la línea de retardo de cara a realizar las simulaciones FDTD.

Se hará uso de la guía de cristal fotónico anteriormente diseñada con una longitud $L = 80a$ para introducir un determinado retardo. Se ha seleccionado una frecuencia de portadora de la señal de entrada cercana al borde inferior de la banda guiada, concretamente $f = 0.3705(c/a)$. Esta frecuencia no se encuentra excesivamente cerca al borde de la banda, ya que se desea disponer de un ancho de banda suficiente para poder propagar un pulso de corta duración (el cual tendrá un ancho de banda elevado), tal y como se ha comentado anteriormente. Para esta frecuencia se tiene un valor de velocidad de grupo de $0.194c$, lo que provocará un retardo de $412.37(a/c)$ de la señal al atravesar la guía. Esta velocidad de grupo no excesivamente baja, pero sí que permite obtener retardos alrededor de 2-2.5 veces superiores a los introducidos por una guía tradicional, donde la velocidad de grupo suele ser de aproximadamente $0.5c$. Si se toma un periodo de $a = 574.275$ nm para centrar el modo guiado en $\lambda = 1550$ nm, se tendrá un retardo “real” de 0.79 ps.

Se ha enviado un pulso óptico gaussiano de anchura temporal FWHM $95.175(a/c)$ (182.2 fs @ 1550 nm) a la entrada de la guía diseñada para obtener el retardo deseado. Se ha simulado la propagación a través de la guía de 80 periodos mediante FDTD, obteniéndose un pulso a la salida de anchura temporal FWHM $126.8(a/c)$ (242.7 fs @ 1550 nm). En la figura 3.20 se muestra tanto el pulso de entrada a la guía como el pulso ensanchado obtenido a la salida. Este gran ensanchamiento es debido a los altos valores de dispersión negativa ($\beta_2 < 0$, régimen de dispersión anómala) que se tienen cuando se trabaja en el borde inferior de la banda guiada, tal y como se podía ver en la figura 3.19. El signo negativo de la dispersión determinará que las componentes de alta frecuencia que forman el pulso se propaguen más rápidamente que las componentes de baja frecuencia, produciéndose el citado ensanchamiento a la salida de la guía. Se podrá determinar el valor del parámetro de GVD β_2 a partir del ensanchamiento sufrido por el pulso al propagarse una determinada longitud mediante la siguiente expresión (el pulso de entrada debe ser sin chirp) [Agr01]:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[1 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.17)$$

donde T_0 y T_1 es la mitad de la anchura de pulso para una intensidad de $1/e$ del pulso de entrada y del de salida, respectivamente.

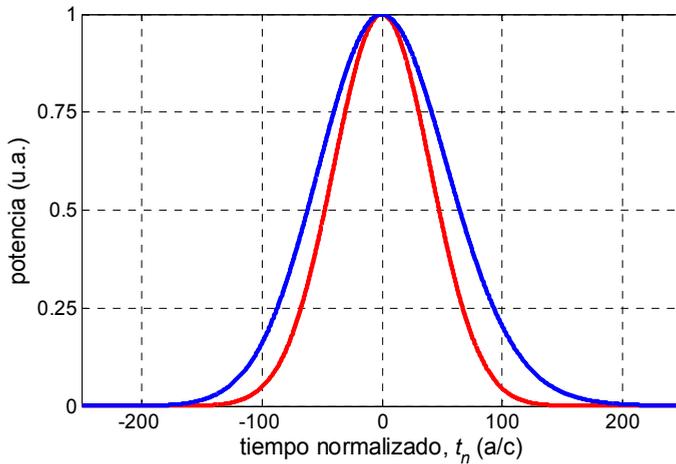


Figura 3.20. Evolución de la forma del pulso en las simulaciones FDTD. Con color rojo se representa el pulso de entrada a la guía, mientras que con color azul se representa el pulso de salida ensanchado. La amplitud de los pulsos se ha normalizado a la unidad y sus máximos se han centrado en el origen para poder compararlos mejor.

Haciendo uso de la expresión 3.17 se obtiene que el parámetro de GVD de la guía es de $\beta_2 = -35.95(a/c^2)$ para que se produzca el ensanchamiento del pulso de entrada hasta $T_{FWHM} = 126.8(a/c)$. Realmente, a partir de la expresión 3.17 únicamente se puede extraer el valor absoluto del parámetro β_2 , pero no su signo. Sin embargo, a partir del diagrama de bandas calculado sabemos que la dispersión es negativa para esta zona de la banda, por lo que el parámetro β_2 deberá ser negativo.

El valor del parámetro de GVD puede ser también extraído a partir de los cálculos PWE teóricos haciendo uso de la gráfica de la figura 3.19.(c). De aquí se obtiene un valor de $\beta_2 = -34.8(a/c^2)$ para la frecuencia de trabajo seleccionada, un valor que es prácticamente idéntico al obtenido para las simulaciones FDTD.

Los parámetros de GVD obtenidos corresponderán a valores del parámetro de dispersión D alrededor de $2 \cdot 10^5$ ps/km·nm, lo que es más de 4 órdenes de magnitud superior a los valores de dispersión obtenidos en las fibras ópticas estándar [Tal06]. Por tanto, mediante el uso de cristales fotónicos se dispondrá de altos valores de dispersión, lo cual es de gran utilidad para la creación de compensadores ópticos de dispersión ultracompactos [Hos02].

Una vez diseñado el primer tramo de guía que formará la línea de retardo se ha introducido un segundo tramo con dispersión de signo contrario para poder

compensar el ensanchamiento producido. De esta forma, el nuevo tramo de guía con β_2 de signo positivo provocará que ahora las componentes de baja frecuencia se propaguen más rápido que las de alta frecuencia ($\beta_2 > 0$, régimen de dispersión normal), con lo que se podrá recuperar la forma original del pulso si se realiza una compensación perfecta de la dispersión.

Para conseguir esto se ha aprovechado el hecho de que la estructura seleccionada permite tener dispersión de signo positivo cuando se trabaja en el borde superior de la banda, por lo que únicamente habrá que modificar la constante de red de la estructura para desplazar en frecuencia el diagrama de bandas [Son03]. Se ha elegido una frecuencia de trabajo en el borde superior de la banda de $0.4767(c/a)$, una frecuencia bastante próxima al borde de la banda que proporciona un valor alto del parámetro de dispersión GVD, pero que permite mantener todo el espectro del pulso enviado dentro de la banda guiada de la estructura, tal y como se puede ver en la figura 3.21, donde también se representa el espectro del pulso de entrada al primer tramo. Para conseguir excitar este modo situado en la parte superior de la banda guiada habrá que realizar un escalado de la constante de red de la estructura en el segundo tramo de guía por un factor $a' = (0.4767/0.3705)a = 1.2867a$, como se muestra también en la figura 3.21. La velocidad de grupo para esta frecuencia es de $0.297c$. Al igual que para el caso del primer tramo, este valor no es demasiado bajo, pero sí permite introducir un retardo superior al que se introduciría con una guía de onda tradicional.

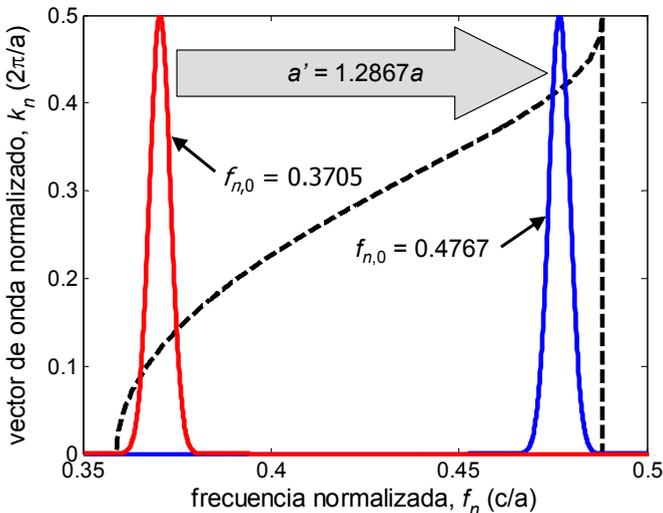


Figura 3.21. Relación de dispersión del modo guiado (representado con línea discontinua) y espectro del pulso transmitido para cada tramo de guía (color rojo – tramo 1, color azul – tramo 2). Se puede ver como se consigue desplazar la frecuencia central del pulso desde el borde inferior de la banda al borde superior al realizar un escalado de la constante de red según un factor $a' = 1.2867a$. El espectro de los pulsos se ha escalado para conseguir una representación más clara.

La estructura total diseñada para las simulaciones FDTD se muestra de forma esquemática en la figura 3.22. Se puede ver como los dos tramos de guía utilizados para conseguir una propagación del pulso con compensación de dispersión, se encuentran conectados por una sección intermedia en la que se varía el periodo de la red de forma gradual. Esta transición suave entre guías permite mejorar el acoplo entre estructuras, de forma que se reduzcan las reflexiones producidas en los interfaces. La longitud seleccionada para esta transición es de 10 periodos.

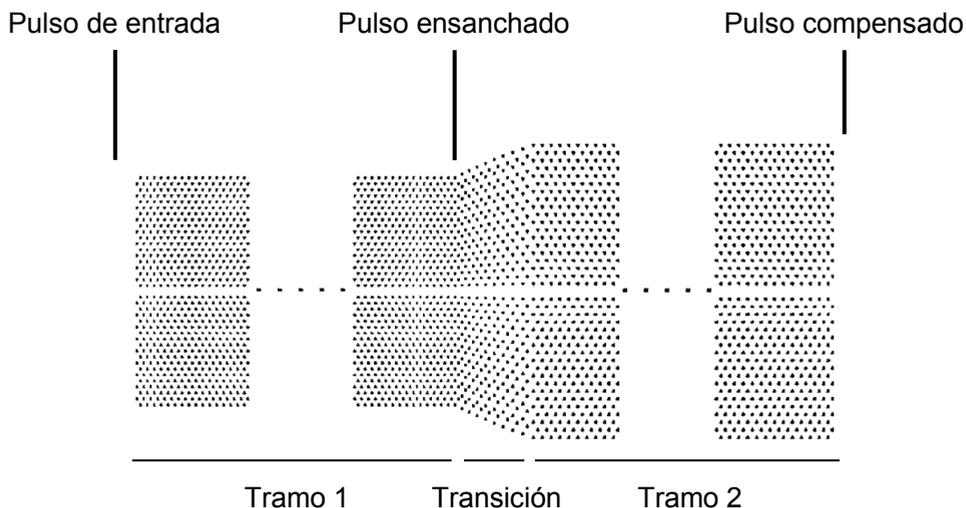


Figura 3.22. Esquema de la estructura completa utilizada para realizar las simulaciones FDTD. La estructura consiste de tres secciones: un primer tramo de guía en la que el pulso propagado sufre un determinado ensanchamiento debido a la dispersión, una sección de transición entre los dos tramos de guía diferentes, y un segundo tramo de guía de dispersión contraria que permite compensar el ensanchamiento producido por el primer tramo.

Para la frecuencia de trabajo seleccionada para el segundo tramo, se obtiene a partir del diagrama de bandas que el parámetro de GVD teórico será $\beta_2 = 22.73 \text{ (a/c}^2\text{)}$. En la figura 3.23.(a) se muestra el cambio en el punto de trabajo que se produce cuando se realiza el escalado de la constante de red de la estructura. Se puede ver como se pasa de trabajar a frecuencias con parámetros β_{2n} negativos, a regiones de frecuencia donde el parámetro β_{2n} es positivo para poder realizar la compensación.

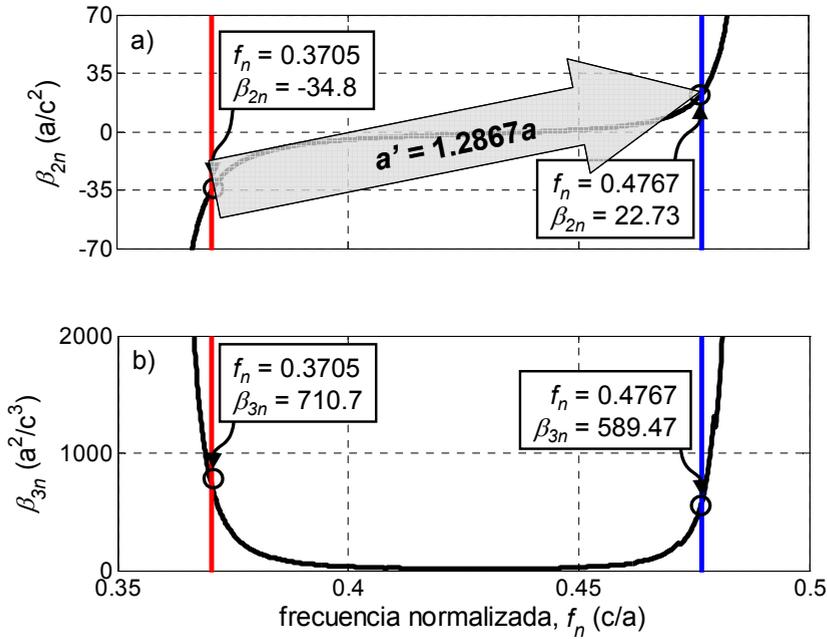


Figura 3.23. (a) Parámetro de dispersión GVD normalizado, β_{2n} , y (b) parámetro de dispersión de tercer orden normalizado, β_{3n} , para el modo guiado en la estructura seleccionada. Se indican mediante líneas de color rojo y azul los puntos de trabajo de los dos tramos de guía utilizados, junto con los valores de los parámetros β_{2n} y β_{3n} en cada caso.

Para poder recuperar la forma original del pulso, la dispersión acumulada por ambos tramos de guía deberá ser igual en magnitud pero de signo contrario, algo que viene indicado por la siguiente expresión:

$$\beta_{2,1}L_1 = -\beta_{2,2}L_2. \quad (3.18)$$

A partir de las simulaciones FDTD y de la ecuación 3.17 se vio que el parámetro de GVD del primer tramo de guía era $\beta_{2,1} = -35.95(a/c^2)$. Por tanto, para compensar la dispersión introducida será necesario un segundo tramo de guía de longitud $L_2 = (35.95 / 22.73) \cdot 80a = 126.52a \approx 98a'$, donde se ha redondeado al número de periodos entero más cercano tras hacer el escalado de la constante de red a' . Se ha simulado mediante FDTD la propagación cuando se inserta el segundo tramo de guía y se ha obtenido un pulso a la salida de anchura FWHM $112.94(a/c)$ (216.2 fs @ 1550 nm). En la figura 3.24 se muestra el pulso de salida

obtenido, junto con el pulso de entrada lanzado y el pulso ensanchado que se obtenía a la salida del primer tramo. Lo primero que se observa al obtener el pulso de salida es que sí que se ha conseguido reducir la anchura del pulso respecto a la que se tenía a la salida del primer tramo ($112.94(a/c)$ vs. $126.8(a/c)$), pero no se ha llegado a recuperar la anchura original que tenía el pulso de entrada ($112.94(a/c)$ vs. $95.175(a/c)$).

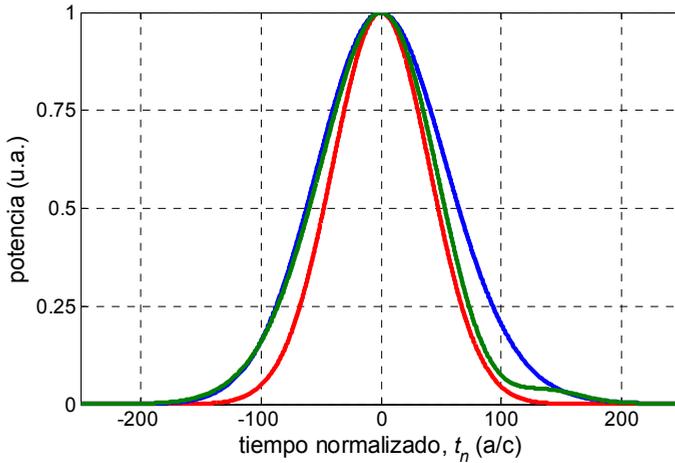


Figura 3.24. Con color verde se representa el pulso de salida obtenido tras realizar la compensación de dispersión utilizando un segundo tramo de guía de longitud $L_2 = 98a'$ (simulación FDTD). También se muestran los pulsos de entrada (color rojo) y de salida del primer tramo (color azul). De nuevo, la amplitud de los pulsos se ha normalizado a la unidad y sus máximos se han centrado en el origen para poder compararlos mejor.

Además, se puede ver en la figura 3.24 como aparte de no conseguir recuperar la anchura del pulso de entrada original, el pulso obtenido a la salida del tramo de guía compensadora (tramo 2) ha dejado de ser gaussiano. El pulso de salida compensado es ahora ligeramente asimétrico (la anchura a mitad de máximo es diferente a cada lado del centro del pulso) y aparece una cola al final del pulso. Estos dos efectos son debidos a los altos valores de la dispersión de orden superior, la cual pasa a ser de gran importancia cuando la dispersión de segundo orden β_2 es compensada. Principalmente, será de gran importancia la dispersión de tercer orden β_3 , la cual se representaba en la figura 3.23.(b) en función de la frecuencia. A partir de esta gráfica se pueden extraer los valores teóricos de este parámetro para los puntos de trabajo seleccionados: $\beta_{3,1} = 710.7(a^2/c^3)$ para el primer tramo de guía y $\beta_{3,2} = 589.4(a^2/c^3)$ para el segundo (ambos puntos se muestran en la figura 3.23.(b)). Para estructuras en las que la dispersión de segundo orden β_2 es significativa, el efecto de la dispersión de orden superior es prácticamente despreciable; se puede considerar que la dispersión de tercer orden β_3 es significativa solo cuando $T_0(\beta_2/\beta_3) < 1$. Para el primer tramo de

guía analizado ($T_{FWHM} = 95.175(a/c)$, $\beta_2 = -34.8(a/c^2)$, $\beta_3 = 710.7(a^2/c^3)$) esta condición toma un valor de 2.8 (>1), con lo que la influencia de la dispersión de tercer orden no es significativa.

Sin embargo, cuando la dispersión GVD es compensada mediante el segundo tramo de guía, la dispersión de orden superior pasará a ser más relevante y distorsionará la forma del pulso. Además, para el caso del parámetro de dispersión de tercer orden β_3 , su signo es el mismo en ambas estructuras, por lo que su efecto no se compensará entre las dos secciones. Para reducir este efecto sería necesario utilizar otro tipo de guía para el segundo tramo, la cual tenga un parámetro β_3 de signo contrario al del primer tramo (esto puede ser conseguido utilizando una guía de cristal fotónico cuya banda guiada tuviera una pendiente negativa). Destacar en este punto que el efecto sobre la señal de cada una de las componentes de dispersión ($\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \dots$) será diferente y que este efecto solo puede ser compensado con otro tramo de guía que tenga esa misma componente de dispersión pero de signo contrario (i.e., no se puede utilizar un tramo de guía con $\beta_4 < 0$ para compensar la dispersión introducida por un tramo con $\beta_3 > 0$) [Cap03].

Por tanto, la razón por la que no se ha podido recuperar la forma original del pulso de entrada tras el segundo tramo de guía es por la influencia de la dispersión de orden superior cuando el parámetro de GVD β_2 ha sido teóricamente compensado. Se podría reducir la distorsión producida por las componentes de dispersión de orden superior si se tomaran frecuencias de trabajo más alejadas del borde de la banda guiada, pero se requeriría de tramos de guía más largos para realizar la compensación de la dispersión de segundo orden. Por tanto, existirá un **compromiso entre la longitud de la guía compensadora y la máxima distorsión aceptable**.

Se puede repetir el diseño del tramo de compensación teniendo también en cuenta la dispersión de tercer orden β_3 (aunque hemos visto que no se podrá compensar, ya que son del mismo signo en ambos tramos). Para ello se hará uso de la expresión del ensanchamiento sufrido por un pulso que se propaga a través de un medio en el que existe dispersión de segundo y de tercer orden (β_2 y β_3), la cual es una generalización de la expresión 3.17 [Agr01]:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \left[1 + \left(\frac{\beta_2 z}{2\sigma_0^2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_3 z}{4\sigma_0^3} \right) \right]^{1/2}, \quad (3.19)$$

donde el parámetro σ indica la anchura RMS (*Root Mean Square*) del pulso, la cual es utilizada debido a que el pulso propagado deja de ser gaussiano por la existencia de dispersión de tercer orden (como se ha visto que ocurría para el

caso simulado con FDTD). La anchura RMS del pulso gaussiano de entrada viene dada por la expresión $\sigma_0 = T_0 / \sqrt{2}$.

Se ha minimizado el parámetro σ_1 de la ecuación 3.19 en función de la longitud del segundo tramo de guía L_2 , considerando que se tienen dos tramos de guía con diferentes parámetros de dispersión. El valor de longitud óptimo para tener la mínima anchura del pulso de salida vendrá dado por la expresión:

$$L_2 = -\frac{\beta_{2,1}\beta_{2,2}L_1 + \beta_{3,1}\beta_{3,2}L_1/4T_0^2}{\beta_{2,2}^2 + \beta_{3,2}^2/4T_0^2}. \quad (3.20)$$

Para los valores de los parámetros de dispersión que tienen los tramos de guía diseñados (se podían ver en la figura 3.23), se obtiene a partir de la ecuación 3.20 que el segundo tramo de guía deberá tener una longitud $L_2 = 116.43a \approx 90a'$ para tener un pulso de salida de anchura mínima (cuando se consideraba únicamente el parámetro β_2 se obtenía una longitud de $98a'$). Teóricamente, el pulso de salida tras realizar la compensación con una guía de esta longitud debería tener una anchura de $100.41(a/c)$ a partir de la expresión 3.19, ligeramente superior a la anchura del pulso de entrada original, $95.175(a/c)$. Ya se puede ver a partir de este resultado como **no será posible conseguir la anchura del pulso original si no se consigue compensar perfectamente TODAS las componentes de dispersión acumuladas por la señal propagada.**

Se ha simulado mediante FDTD la propagación a través de la estructura total cuando el segundo tramo de guía es de longitud $90a'$ y se ha obtenido un pulso de salida de $111.67(a/c)$. Esta anchura es ligerísimamente inferior a la que se obtenía cuando se realizaba el diseño del segundo tramo de guía utilizando únicamente el parámetro de dispersión β_2 ($L_2 = 98a' \rightarrow 112.94(a/c)$), pero no se llega a alcanzar el valor teórico de $100.41(a/c)$ que se comentaba anteriormente. Esto es de nuevo debido a la influencia de las componentes de dispersión de orden superior, las cuales son de gran importancia en el borde de la banda guiada para las estructuras de cristal fotónico [Eng06]. Ahora sí que se ha tenido en cuenta la dispersión de tercer orden β_3 a la hora de realizar el diseño del tramo compensador, con lo que se han obtenido resultados algo mejores que cuando solo se consideraba β_2 en el diseño (ligeramente mejores), pero no se han llegado a los valores teóricos calculados al no haberse considerado todos los términos de la dispersión.

3.4.3. Diseño de la línea de retardo con dispersión compensada mediante el modelo analítico de propagación propuesto

Se ha visto en el apartado anterior cómo el ensanchamiento del pulso producido en el primer tramo de guía no ha podido ser compensado completamente debido a la importancia de los parámetros de dispersión de orden superior. La influencia de estas componentes de dispersión de orden superior es difícil de modelar matemáticamente haciendo uso de expresiones cerradas, como las dadas por las ecuaciones 3.18 y 3.20. Para conseguir realizar un diseño más preciso del tramo de guía compensadora en el que se tenga en cuenta la dispersión de todos los órdenes se ha hecho uso del modelo analítico de propagación propuesto en el apartado 3.2. En este modelo se hace uso directamente de la constante de propagación del modo guiado y no de una aproximación de Taylor de ella, que es lo que representan los parámetros de dispersión de distintos órdenes $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \dots$ por lo que el diseño se realizará de una forma más correcta. En este caso, al estar considerándose guías de longitudes relativamente grandes y al no tenerse coeficientes de reflexión demasiado altos (no se está trabajando excesivamente cerca del borde de la banda guiada) no se considerará el efecto de cavidad de la guía de cristal fotónico que se estudiaba en el apartado 3.3, si no que únicamente se considerará la propagación de la onda a través de la guía mediante la siguiente expresión:

$$H(z, \omega) = \exp(i \cdot k(\omega) \cdot z) . \quad (3.21)$$

Esta expresión es la que definía el pulso directo recibido a la salida de la guía en la figura 3.1, pero en este caso no se tiene en cuenta la variación en la amplitud producida por los coeficientes de transmisión en los interfaces (no es necesario para estudiar el ensanchamiento del pulso). Como se ha dicho antes, esta expresión tendrá en cuenta todos los órdenes de dispersión sufridos por la señal propagada, lo que nos permitirá realizar un diseño más preciso.

Se ha simulado utilizando la ecuación 3.21 la propagación del pulso de entrada a través del primer tramo de guía de longitud $L = 80a$ y para diferentes longitudes L_2 del tramo de guía compensadora, de forma que se pueda determinar la relación entre la anchura del pulso de salida y la longitud L_2 . Destacar de nuevo el gran ahorro de tiempo y recursos que se consigue haciendo uso de este método para estudiar la propagación del pulso a través de la guía en comparación con lo que ocurre en las simulaciones FDTD, lo que facilita enormemente esta etapa de diseño. La relación obtenida se muestra con línea de color rojo en la figura 3.25. En esta figura se muestra también la evolución teórica de la anchura del pulso a la salida del tramo compensador cuando se hace uso de las ecuaciones 3.17 y 3.19, en las que únicamente se tienen en cuenta los parámetros de dispersión β_2 y β_3 .

Se puede ver como haciendo uso del modelo analítico de propagación dado por la expresión 3.21, el mínimo teórico de anchura del pulso compensado es de $105.1(a/c)$, el cual se obtiene para longitudes del segundo tramo de guía entre $60a'$ y $75a'$. El hecho de tener un rango tan amplio de longitudes óptimas de compensación es algo muy interesante, ya que permite tener una mayor tolerancia en el proceso de diseño. Este rango puede ser incluso ampliado a longitudes L_2 entre $35a'$ y $90a'$ si se toma como admisible una anchura del pulso compensado de $107(a/c)$. Sin embargo, en ningún caso se llega a tener la anchura del pulso de entrada original, ya que resulta imposible compensar el efecto de todas las componentes de dispersión que afectan a la señal propagada. Esta imposibilidad de compensar todas las componentes de dispersión es también la responsable de que aparezca un rango tan amplio de longitudes para las que se consigue una compensación relativamente óptima, ya que en ese rango habrá longitudes para las que se consiga compensar mejor unas componentes de dispersión y otras longitudes para las que se consiga compensar mejor otras componentes de dispersión, lo que proporcionará pulsos de salida con anchuras similares.

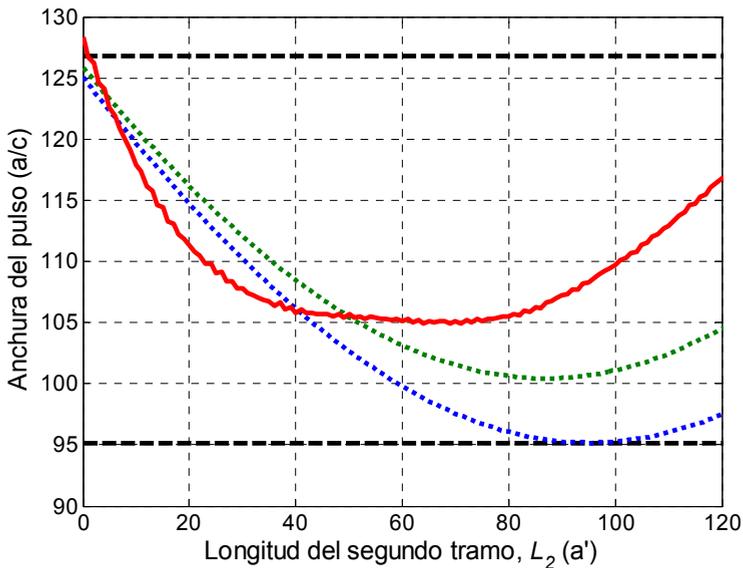


Figura 3.25. Anchura del pulso de salida para diferentes longitudes del segundo tramo de guía compensadora. Con línea de color rojo se muestra la anchura de salida cuando se hace uso del método analítico de propagación para realizar los cálculos. Las líneas punteadas de color azul y verde indican la anchura de salida cuando se hace uso de las ecuaciones 3.17 y 3.19 respectivamente para calcular la anchura, en las que solo se tienen en cuenta las componentes de dispersión β_2 y β_3 . También se muestran como referencia con líneas discontinuas de color negro la anchura del pulso de entrada a la entrada de la estructura ($T_{FWHM} = 95.175(a/c)$) y del pulso ensanchado a la salida del primer tramo de guía ($T_{FWHM} = 126.8(a/c)$).

Se ha tomado una longitud L_2 dentro del rango de longitudes óptimo, concretamente $L_2 = 65a'$, y se ha simulado la propagación a través de la estructura mediante FDTD, obteniéndose el pulso de salida que se muestra en la figura 3.26.(a). Este pulso compensado tiene una anchura FWHM de $110(a/c)$, un valor ligeramente superior al proporcionado por el modelo de propagación analítico utilizado, $105.1(a/c)$. En el pulso de salida representado en la figura 3.26.(a) se puede ver como haciendo uso de esta longitud L_2 se consigue reducir algo más la anchura de la parte derecha del pulso respecto al caso representado en 3.24, y también se consigue eliminar de forma casi total la cola que aparecía anteriormente. En la figura 3.26.(b) se muestra una comparación entre la forma de los pulsos de salida para $L_2 = 65a'$ obtenidos mediante la simulación FDTD y haciendo uso directamente del modelo de propagación analítico propuesto, pudiéndose comprobar que ambos pulsos son prácticamente idénticos.

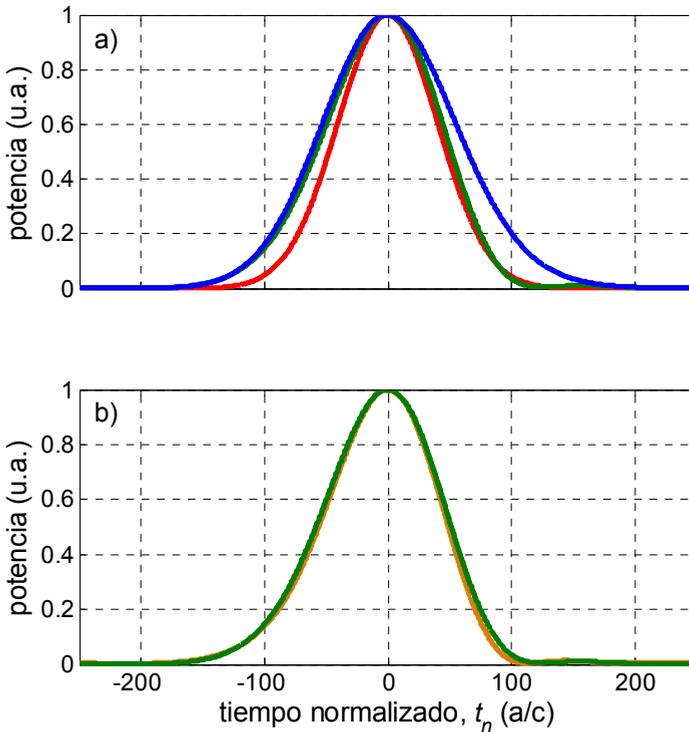


Figura 3.26. (a) Evolución de la forma del pulso para las simulaciones FDTD cuando la longitud del segundo tramo de guía compensadora es $L_2 = 65a'$ (color rojo – pulso de entrada, color azul – pulso ensanchado, color verde – pulso compensado). (b) Comparación de la forma de los pulsos obtenidos a la salida del tramo de guía compensadora de $L_2 = 65a'$ para las simulaciones FDTD (color verde) y cuando se hace uso del modelo analítico para propagar el pulso (color naranja).

Para comprobar la validez de los resultados obtenidos mediante la ecuación 3.21 y comprobar que puede ser utilizado para diseñar correctamente la longitud de una guía compensadora de dispersión, se han realizado una serie de simulaciones FDTD de la estructura de compensación en función de la longitud L_2 , obteniéndose la curva que se muestra en la figura 3.27 (donde también se representa la curva obtenida con el modelo analítico). Remarcar en este punto lo mismo que ocurría para el caso del estudio de la longitud finita de las estructuras realizado en el apartado 3.3: el cálculo de cada uno de los puntos de la curva FDTD ha requerido de aproximadamente 1 día para obtener ese resultado, mientras que con el modelo de propagación analítico propuesto toda la curva podía ser obtenida en unos pocos segundos. Se puede ver como para la curva obtenida mediante FDTD, la longitud L_2 óptima se encontrará aproximadamente entre los valores $54a'$ y $66a'$, prácticamente el mismo rango de longitudes que se obtenía haciendo uso del modelo analítico. Sin embargo, se puede ver también en este caso como la anchura mínima que se obtiene para el pulso de salida es diferente para ambos métodos. Esto es debido a las diferencias intrínsecas entre ambos métodos de simulación que ya se comentaron en el apartado 3.3, lo que provocará que no se puedan obtener exactamente los mismos resultados para los dos métodos (siempre habrá una ligera discrepancia entre ambos). Sin embargo, se ha podido comprobar como sí que puede utilizarse directamente el diagrama de bandas de la guía junto con el modelo analítico de propagación propuesto para realizar un diseño aproximado de la estructura de compensación en el que se tengan en cuenta todas las componentes de dispersión de una forma rápida y sencilla. Esto es algo tremendamente importante para el caso de guías de cristal fotónico, donde estas componentes tienen valores extremadamente altos cuando se trabaja cerca del borde de la banda.

En la figura 3.27 se puede apreciar también el efecto de la longitud finita de la guía cuando se tienen longitudes cortas del segundo tramo de guía compensadora ($L_2 < 30a'$), apareciendo un rizado en la anchura del pulso de salida debido al solapamiento de las contribuciones generadas en la cavidad, tal y como se estudió en el apartado 3.3.

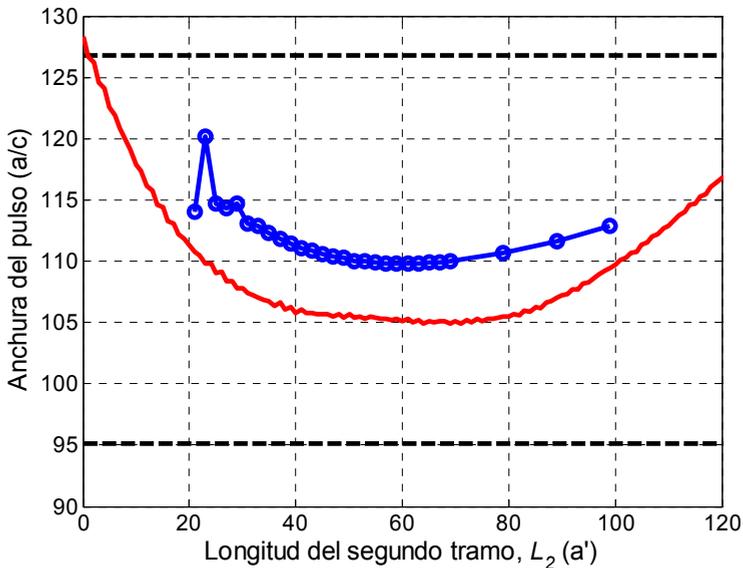


Figura 3.27. Anchura del pulso de salida para diferentes longitudes del segundo tramo de guía compensadora cuando se realizan los cálculos mediante FDTD (color azul). Los círculos de color azul representados indican los casos concretos que se han simulado para obtener la curva. Para comparar este resultado con el obtenido mediante el modelo analítico propuesto, la curva obtenida mediante este último se muestra también con color rojo (se mostraba anteriormente en la figura 3.25). Se muestran también con líneas discontinuas las anchuras de los pulsos de entrada y ensanchado.

3.4.4. Uso del modelo analítico de propagación para la selección del punto de trabajo de la guía compensadora de dispersión

En el estudio realizado en los dos apartados anteriores, lo que se ha hecho es fijar un punto de trabajo en el diagrama de bandas (i.e., una frecuencia de trabajo), para el que la guía de cristal fotónico tiene un determinado comportamiento dispersivo, y determinar la longitud necesaria de esa guía para realizar una compensación de la dispersión óptima. Éste suele ser el camino tradicional cuando se hace uso de los parámetros de dispersión para diseñar una estructura de compensación mediante las expresiones 3.18 y 3.20.

Sin embargo, para estas estructuras en las que los parámetros de dispersión de orden superior tienen valores elevados, puede ser interesante tomar una frecuencia de trabajo algo más alejada del borde de la banda, de forma que aunque se disponga de un valor menor del parámetro de GVD β_2 , el efecto de las

componentes de orden superior no sea tan perjudicial. Tener esto en cuenta es prácticamente imposible haciendo uso de expresiones matemáticas cerradas, en las que además se deba tener en cuenta la variación de los parámetros de dispersión al desplazarnos en frecuencia a lo largo de la banda guiada. Sin embargo, sí que puede ser realizado de una manera rápida y sencilla mediante el modelo analítico de propagación propuesto, de forma que se determine cuál es el punto de trabajo óptimo del diagrama de bandas de la guía para el tramo compensador. En la figura 3.28 se muestra la variación de la anchura del pulso de salida con la longitud L_2 cuando se seleccionan diferentes puntos de trabajo en el diagrama de bandas del cristal, dados por el factor de escalado a' elegido.

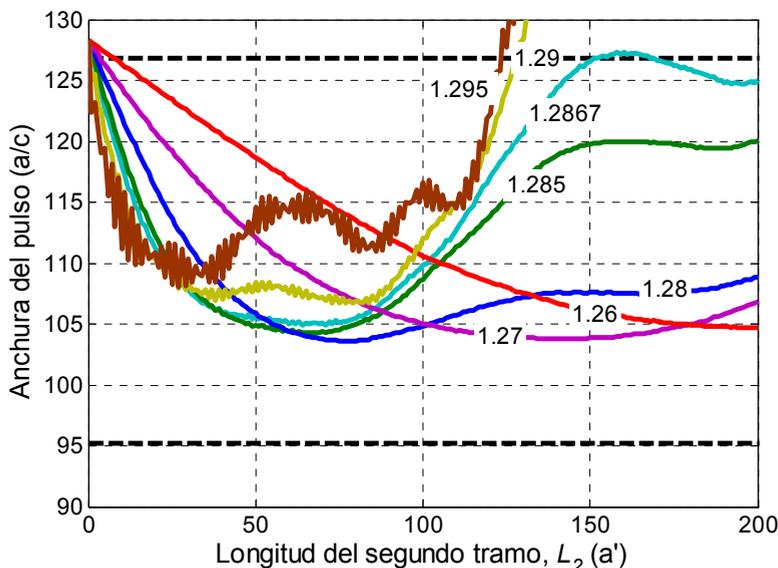


Figura 3.28. Evolución de la anchura del pulso en función de la longitud del tramo de guía compensadora para diferentes factores de escalado de la constante de red del segundo tramo.

Para factores de escalado pequeños (por ejemplo, 1.26 y 1.27), el punto de trabajo se encuentra algo alejado del borde de la banda guiada y la influencia de las componentes de dispersión de orden superior es menos significativa. Se puede ver como estas curvas presentan un comportamiento similar al mostrado en la figura 3.25 cuando se hacía uso de las ecuaciones 3.18 y 3.20 para determinar la longitud óptima de compensación teniendo únicamente en cuenta los parámetros β_2 y β_3 , obteniéndose un óptimo de compensación para altos valores de la longitud de la guía.

Cuando el factor de escalado aumenta se puede observar un comportamiento más complejo en las curvas de compensación obtenidas (por

ejemplo, 1.28, 1.285 y 1.2867) debido a la mayor influencia de la dispersión de orden superior que aparece al aproximarnos más al borde de la banda. Además, como era de esperar, al aproximarnos al borde de la banda se consigue realizar la compensación óptima para valores menores de la longitud del segundo tramo de guía. También se observa como esta compensación óptima se consigue para un amplio rango de valores de longitud L_2 .

Por último, cuando se toman factores de escalado todavía mayores (por ejemplo, 1.29 y 1.295), además de tener una mayor influencia de las componentes de dispersión de orden superior, la frecuencia portadora del pulso transmitido se encontrará tan cerca del borde de la banda que se llegará incluso al extremo de que parte de sus frecuencias queden fuera y sean filtradas. Ésta es la causa del rizado que aparece en las curvas correspondientes de la figura 3.28.

Por tanto, se podrá hacer uso del modelo analítico de propagación propuesto para determinar de forma rápida y precisa el punto de trabajo óptimo en el diagrama de bandas y la longitud de guía necesaria para llevar a cabo la compensación de la dispersión de forma adecuada.

3.5. Conclusiones

En este capítulo se ha realizado un estudio de la propagación de señales de ancho de banda limitado en el interior de guías de cristal fotónico para el desarrollo de dispositivos ópticos integrados de tamaño reducido. Habitualmente, el estudio que se realiza para estas estructuras se limita a obtener su espectro de transmisión para determinar la posición de los PBGs y de los modos guiados. Sin embargo, es de gran importancia el estudio de la propagación de señales pulsadas en su interior, ya que este tipo de señales serán las que se utilizarán para aplicaciones como conmutación, rutado, introducción de retardos, compensación de la dispersión,...

Generalmente se hace uso de técnicas de simulación con un gran coste temporal y computacional para estudiar la propagación de señales en este tipo de guías de cristal fotónico. Es por esto que se ha desarrollado un **modelo analítico de propagación de pulsos en estructuras periódicas** para poder estudiar de una forma rápida y sencilla la propagación en guías de cristal fotónico. Este modelo nos proporcionará la forma del pulso de salida de este tipo de estructuras haciendo uso únicamente del diagrama de dispersión del modo guiado en el cristal fotónico y de los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces de acceso. Se ha comprobado como este modelo nos permite obtener resultados precisos de la salida del sistema, con un enorme ahorro en el coste computacional y temporal necesario para realizar los cálculos (unos pocos segundos frente a los incluso días necesarios para llevar a cabo las simulaciones FDTD).

Este modelo analítico de propagación ha sido utilizado para estudiar dos temas fundamentales relacionados con la propagación en guías de cristal fotónico. En primer lugar, se ha estudiado la **influencia de la longitud finita de las estructuras sobre la forma del pulso de salida de la guía**. Debido a la falta de un acoplo perfecto entre las guías de acceso y la guía de cristal fotónico se producirán reflexiones en los interfaces entre ellas, provocando la aparición de infinitas contribuciones en el interior de la guía (la cual se comportará como una cavidad Fabry-Perot). Se ha podido ver como **al variar la longitud de la guía de cristal fotónico, el desfase acumulado por cada una de estas contribuciones variará, lo que provocará que la combinación de todas ellas sea diferente a la salida dependiendo de este desfase acumulado**. De esta forma, la combinación constructiva o destructiva de las contribuciones a la salida modificará la forma del pulso final respecto a la que se tendría si no se produjeran reflexiones en los interfaces (caso ideal), observándose una variación oscilatoria de los parámetros que definen el pulso al ir incrementando la longitud de la guía (amplitud, anchura del pulso, retardo, y velocidad de grupo). Además, esta variación en los parámetros del pulso de salida dependerán también de las propiedades del pulso de entrada utilizado para excitar la guía: frecuencia central, anchura temporal, coeficiente de reflexión para la frecuencia de trabajo, ... Por tanto, será de enorme importancia **tener en cuenta este efecto de cavidad de la guía de cristal fotónico cuando se quiera hacer uso de este tipo de estructuras**, ya que su respuesta podría distar enormemente de la que teóricamente se deduce a partir de su diagrama de bandas.

En segundo lugar, se ha realizado un estudio de la **creación de líneas de retardo ópticas basadas en guías de cristal fotónico con dispersión compensada**. Se ha visto como las guías de cristal fotónico son estructuras ideales para la introducción de grandes retardos haciendo uso de elementos de longitud reducida debido a los bajos valores de velocidad de grupo que se obtienen cuando se trabaja cerca del borde de las bandas guiadas. El problema es que generalmente estos bajos valores de velocidad de grupo vienen acompañados de altos valores de dispersión cromática que distorsionarán la forma del pulso tras propagarse a través de esta estructura. Sin embargo, los cristales fotónicos nos permiten disponer de dispersión cromática de ambos signos, por lo que **se podrán implementar mecanismos de compensación de la dispersión consistentes en poner en cascada dos secciones de guía de cristal fotónico con dispersión de signo contrario**. La longitud necesaria para el segundo tramo podrá ser determinada de forma cerrada haciendo uso de las expresiones adecuadas.

El problema es que no solo el parámetro de dispersión de primer orden β_2 será elevado para el caso de las guías de cristal fotónico, sino que debido a la gran curvatura de la banda guiada, los parámetros de dispersión de orden superior ($\beta_3, \beta_4, \beta_5, \dots$) adquirirán también valores considerables. Desafortunadamente, es extremadamente difícil tener una expresión cerrada que nos permita determinar la longitud necesaria del segundo tramo para conseguir una compensación óptima de la dispersión cuando los términos de orden superior son significativos. Es por esto que se ha hecho uso del modelo de propagación analítico propuesto para

simular la propagación a través del segundo tramo de guía utilizando directamente la relación de dispersión del modo guiado obtenida mediante MPB. De esta forma, se estará utilizando directamente la función $\beta(\omega)$ y se estarán teniendo en cuenta los términos de dispersión de todos los órdenes, por lo que se podrá determinar de una forma precisa tanto la frecuencia óptima de trabajo como la longitud del tramo de guía compensadora. Se han validado los resultados obtenidos comparándolos con FDTD, concluyéndose que **el método analítico propuesto puede ser utilizado para realizar este diseño del tramo compensador, obteniéndose un gran ahorro en el tiempo de cálculo necesario.**

3.6. Contribuciones científicas

El trabajo realizado en el marco de este capítulo de la tesis ha dado lugar a las siguientes contribuciones científicas:

1. J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí, "Analysis of Photonic Crystal Waveguides as Dispersion Compensators", XII International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM), Ghent, Bélgica, 2004.
2. J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco and J. Martí, "Broadening compensation for ultrashort pulses in photonic crystals", *Opt. Quant. Electron.* **37**, pp. 199-211 (2005).
3. J. García, P. Sanchis, and J. Martí, "Using dispersion relationships for finite length PhC waveguides characterisation", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures VI (PECS-VI), Aghia Pelaghia, Creta, Grecia, 2005.
4. P. Sanchis, J. García, A. Martínez and J. Martí, "Pulse propagation in adiabatically coupled photonic crystal coupled cavity waveguides", *J. Appl. Phys.* **97**, pp. 013101 (2005).
5. J. García, P. Sanchis, and J. Martí, "Detailed analysis of the influence of structure length on pulse propagation through finite-size photonic crystal waveguides", *Opt. Express* **14**, pp. 6879-6893 (2006).

3.7. Referencias del capítulo

- [Agr97] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", Wiley-Interscience, Ed., 1997.

- [Agr01] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2001.
- [Cap03] J. Capmany, D. Pastor, S. Sales, and M. A. Muriel, "Pulse distortion in optical fibers and waveguides with arbitrary chromatic dispersion", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 2523-2533, 2003.
- [Cue03] F. Cuesta, A. Griol, A. Martínez and J. Martí, "Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies", *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 455-456, 2003.
- [Eng06] R. J. P. Engelen, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, J. P. Korterik, N. Ikeda, N. F. van Hulst, K. Asakawa, and L. Kuipers, "The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1658-1672, 2006.
- [Gom07] A. Gomez-Iglesias, D. O'Brien, L. O'Faolain, A. Miller, and T. F. Krauss, "Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via Fourier transform spectral interferometry", *Appl. Phys. Lett.* 90, pp. 261107, 2007.
- [Hos02] K. Hosomi and T. Katsuyama, "A Dispersion Compensator Using Coupled Defects in a Photonic Crystal", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 825-829, 2002.
- [Ist05] E. Istrate, A.A. Green, and E.H. Sargent, "Behavior of light at photonic crystal interfaces", *Phys. Rev. B* 71, 195122, 2005.
- [Jac05] R. S. Jacobsen, A. V. Lavrinenko, L. H. Frandsen, C. Peucheret, B. Zsigri, G. Moulin, J. Fage-Pedersen, and P. I. Borel, "Direct experimental and numerical determination of extremely high group indices in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 13, no. 20, 7861-7871, 2005.
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the flow of light", Princeton, 1995.
- [Joh00] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, pp. 8212-8222, 2000.
- [Joh01] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Opt. Express* 8, no. 3, 173-190, 2001.
- [Lon01] M. Loncar, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Methods for controlling positions of guided modes of photonic-crystal waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, pp. 1362 – 1368, 2001.
- [Lon02] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T.P. Pearsall, J. Vuckovic, A. Scherer, S. Kuchinsky, and D.C. Allan, "Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 80, 1689-1691, 2002.
- [Mek96] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* 77, 3787-3790, 1996.

- [Min03] S.F. Mingaleev and K. Busch, "Scattering matrix approach to large-scale photonic crystal circuits", *Opt. Lett.* 28, 619-621, 2003.
- [Nis02] S. Nishikawa, S. Lan, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Ishikawa, and K. Asakawa, "Optical characterization of photonic crystal delay lines based on one-dimensional coupled defects", *Opt. Lett.* 27, 2079-2081, 2002.
- [Not01a] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama, "Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates", *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 293-295, 2001.
- [Not01b] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi and I. Yokohama, "Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. Lett.* vol. 87, no. 25, pp. 25392, 2001.
- [Pet05] A. Y. Petrov, and M. Eich, "Dispersion Compensation With Photonic Crystal Line-Defect Waveguides", *IEEE J. Sel. Area Comm.*, vol. 23, no. 7, pp. 1396-1401, 2005.
- [Qiu03] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling", *Appl. Phys. Lett.* 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [San04] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, and J. Marti, "Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals," *IEEE J. Quantum Electron.* 40, 541-550, 2004.
- [San05b] P. Sanchis, J. Martí, P. Bienstman, and R. Baets, "Semi-analytic approach for analyzing coupling issues in photonic crystal structures", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 203107, 2005.
- [Sol03] M. Soltani, A. Adibi, Y. Xu and R.K. Lee, "Systematic design of single-mode coupled-resonator optical waveguides in photonic crystals", *Opt. Lett.* 28, pp. 1978-1980, 2003.
- [Son03] B. Song, S. Noda and T. Asano, "Photonic Devices Based on In-Plane Hetero Photonic Crystals", *Science* 300, pp. 1537, 2003.
- [Tal06] A. Talneau, G. Aubin, A. Uddhammar, A. Berrier, M. Mulot, and S. Anand, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 88, pp. 201106, 2006.
- [Yam02] K. Yamada, M. Notomi, A. Shinya, C. Takahashi, J. Takahashi and H. Morita, "Singlemode lightwave transmission in SOI-type photonic-crystal line-defect waveguides with phase-shifted holes", *Electron. Lett.* 38 74, 2002.
- [Ye03] Y. Ye, D.-Y. Jeong, T.S. Mayer and Q.M. Zhang., "Finite-size effect on highly dispersive photonic-crystal optical components", *Appl. Phys. Lett.* 82, pp.2380-2382, 2003.
- [Yee66] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, no. 4, pp. 302-307, 1966.

Capítulo 4

Estructuras de onda lenta

4.1. Introducción

En el capítulo anterior de esta tesis se vio como una de las principales características de las guías en cristal fotónico es la posibilidad de conseguir valores extremadamente bajos de velocidad de grupo (concretamente, en el apartado 3.4). Se vio como estos bajos valores de velocidad de grupo podían ser utilizados para crear líneas de retardo de tamaño muy reducido [Sca96, Lan01, Pov05, Sun07], las cuales son fundamentales para la creación de dispositivos de procesado óptico de complejidad superior.

Pero ésta no es la única utilidad del efecto de onda lenta en el campo del procesado óptico. **La reducción de la velocidad de propagación de la onda guiada provoca que se produzca una mayor interacción entre el campo electromagnético de esta señal y el material que compone la estructura de guiado.** En el caso en que este material presente características no lineales, esta mayor interacción entre campo y material provocará un **aumento en la eficiencia**

de los procesos no lineales inducidos, por lo que se requerirán de menores longitudes y menores potencias de entrada para inducir el mismo efecto [Bha01, Sol02, Che04, Cue04]. Esto permitirá tener dispositivos finales con un menor tamaño y un menor consumo de potencia. Este efecto de mejora de la no linealidad es el que se estudiará en el apartado 4.2, donde se comparará el grado de mejora no lineal obtenido para diferentes estructuras periódicas 1D. Se verá como dependiendo de la geometría de la estructura, se conseguirá tener un mayor grado de confinamiento del campo en la guía, menores valores de dispersión o mayor ancho de banda, lo que determinará que una estructura sea mejor o peor de cara a su utilización en un dispositivo final más complejo.

Pero además, por desgracia, esta mayor interacción entre el campo electromagnético y la estructura no solo aumentará la eficiencia de los procesos positivos de la estructura (e.g., la mejora de los efectos no lineales), sino que también aumentará la eficiencia de los efectos negativos. El principal efecto negativo en las estructuras de guiado es el de las pérdidas de propagación, las cuales vienen principalmente determinadas por la rugosidad y los defectos que aparecen en las estructuras reales fabricadas. Cuando la velocidad de propagación de la onda se reduce, **el campo interactuará durante más tiempo y con amplitudes mayores con estos defectos de la estructura causantes de las pérdidas**, por lo que la energía que se radiará será aun mayor y aumentarán así las pérdidas totales de propagación [Kur05, Hug05, Ofa07]. Este aspecto ha sido estudiado en el apartado 4.3, donde se ha utilizado un método teórico basado en el tensor de Green para calcular las pérdidas de propagación en función de la velocidad de grupo para distintas estructuras periódicas 1D. Al igual que se ha comentado para el caso de la mejora de la eficiencia de los procesos no lineales, la forma en la que las pérdidas dependerán con la velocidad de grupo será muy diferente para cada estructura, viniendo determinada principalmente por la forma en la que el campo se encuentra confinado en su interior.

4.2. Mejora de la no linealidad en estructuras de onda lenta

4.2.1. Beneficios de la baja velocidad de grupo en aplicaciones no lineales

Existen estudios que han demostrado como una reducción de la velocidad de grupo con la que una onda se propaga a través de un determinado medio puede provocar una mejora en la eficiencia de los procesos no lineales producidos en el material que compone este medio [Bha01, Sol02, Che04]. Esta reducción de la velocidad de grupo provoca una mayor interacción entre el campo propagado y el propio medio no lineal debido a dos factores principales:

- para un determinado flujo de potencia propagado a través del medio, la onda sufrirá una compresión temporal al reducirse la velocidad de propagación, lo que provocará que la amplitud del campo sea mayor,
- la onda electromagnética propagada requiere de un mayor tiempo para atravesar la estructura si la velocidad de grupo se reduce, con lo que aumenta el tiempo durante el que se está excitando esta no linealidad.

Estos factores no solo provocarán un incremento de los efectos positivos producidos por un material no lineal, sino que también incrementarán cualquier otro efecto físico que se de en la estructura: amplificación, absorción, pérdidas, variaciones inducidas en la fase,... pudiendo ser algunos de ellos también perjudiciales (como las pérdidas o la absorción) [Ofa07].

En este trabajo se ha estudiado el efecto no lineal de tercer orden de un material óptico, el cual recibe el nombre de **efecto óptico Kerr** [Agr01]. La existencia del efecto óptico Kerr en un determinado material provocará una variación en el índice de refracción n del material cuando una señal óptica de bombeo de alta potencia se propaga a través de él. Además, ese efecto no lineal óptico tiene la gran ventaja de los bajos tiempos de respuesta que presenta (alrededor de los picosegundos), frente a los tiempos de respuesta más altos que presentan otros efectos no lineales (e.g., térmico [Chu06], electro-óptico [Xu07],...). Este cambio del índice de refracción será utilizado para variar el desfase inducido sobre otra señal óptica que se propague a través del mismo medio. Este mecanismo de variación de la fase acumulada por una señal mediante otra señal óptica de control recibe el nombre de **modulación de fase cruzada (Cross-Phase Modulation, XPM)**.

Si se dispone de una guía óptica de longitud L , el desfase lineal acumulado por una señal que se propague a través de ella vendrá simplemente dado por la siguiente expresión:

$$\phi = k \cdot L, \quad (4.1)$$

donde k es la constante de propagación (o vector de onda) del modo guiado.

Si el material que forma esta guía óptica presenta no linealidad Kerr, se podrá utilizar una determinada señal óptica de control para producir una variación no lineal del índice de refracción del material Δn . Esta variación del índice del material provocará un desplazamiento en la posición de la banda guiada, tal y como se muestra en la figura 4.1. Esta variación en la posición de la banda provocará a su vez un cambio de la constante de propagación del modo guiado para la frecuencia de trabajo, el cual será diferente dependiendo de la posición de la banda en la que nos encontremos. Si nos encontramos en una región de la banda con pendiente elevada (velocidades de grupo altas), la variación de la

constante de propagación sufrida será muy pequeña, como se puede ver en el caso de Δk_1 . Por el contrario, si nos encontramos en una región en la que la banda es más plana (baja velocidad de grupo), la misma variación de índice provocará un cambio mucho mayor de la constante de propagación del modo, como se puede ver en el caso de Δk_2 . Por tanto, será deseable trabajar en regiones de baja velocidad de grupo, ya que la variación de fase será mucho mayor para la misma variación no lineal de índice inducida. El desfase no lineal inducido vendrá dado por:

$$\Delta\phi = \Delta k \cdot L . \tag{4.2}$$

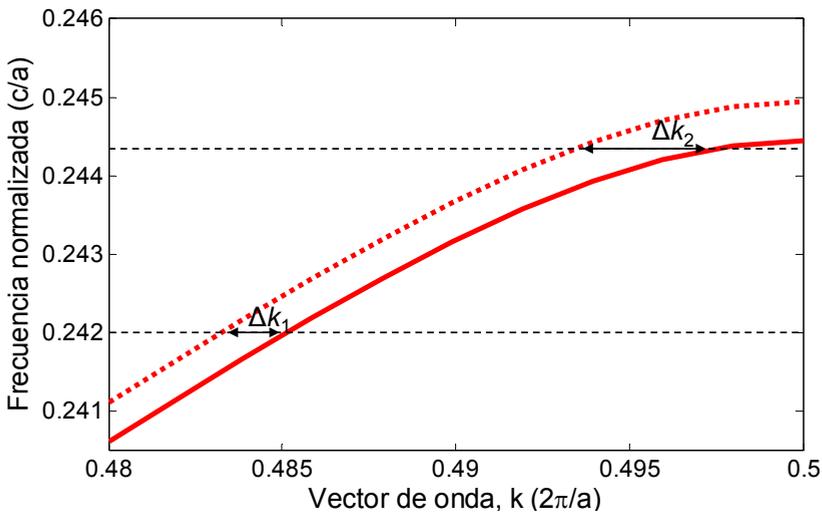


Figura 4.1. La línea roja punteada representa la banda guiada original en la estructura, mientras que la línea roja continua representa la nueva posición de la banda guiada tras producirse una variación en el índice del material que compone la estructura. Se puede ver como esta variación del índice de la estructura provocará a su vez una variación de la constante de propagación k del modo guiado, la cual será menor si se trabaja en una zona más central de la banda (Δk_1) y mucho mayor si se trabaja en una zona con baja velocidad de grupo (Δk_2).

Si se trabaja con diferenciales, la expresión anterior para el desfase no lineal se puede expresar como:

$$\delta\phi = L \cdot \delta k \approx L \cdot \frac{\delta\omega}{\delta\omega/\delta k}. \quad (4.3)$$

Las variaciones de índice causadas por no linealidades son generalmente muy bajas, del orden de alrededor 10^{-2} - 10^{-3} , por lo que los desplazamientos en frecuencia sufridos por la banda guiada serán también muy bajos. Es por esto que se podrá hacer uso de la teoría perturbacional para modelar la variación en frecuencia $\delta\omega$ que sufre la banda cuando se produce una pequeña variación del índice de refracción de la estructura δn [Sol02]:

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = -\sigma \cdot \frac{\delta n}{n}, \quad (4.4)$$

donde σ es la fracción de energía del modo guiado que se encuentra dentro del material no lineal.

Por otra parte, sabemos que la velocidad de grupo de la onda propagada viene dada por la siguiente expresión:

$$v_g = \frac{\delta\omega}{\delta k}. \quad (4.5)$$

Si se sustituyen las expresiones 4.4 y 4.5 en la expresión diferencial del desfase no lineal 4.3, se obtendrá la siguiente expresión aproximada para calcular el desfase no lineal en función de los parámetros de la estructura utilizada:

$$\Delta\phi \approx \frac{L \cdot \omega \cdot \sigma \cdot \delta n}{n \cdot v_g}. \quad (4.6)$$

En esta ecuación se indica que la variación en el desfase inducido dependerá de la cantidad de campo electromagnético que se encuentra confinada en el material no lineal de la estructura y será inversamente proporcional a la velocidad de grupo del modo guiado.

Por otro lado, al estar utilizando el efecto Kerr para provocar XPM, la variación de índice inducida δn vendrá dada por la expresión:

$$\delta n = 2n_2 I , \quad (4.7)$$

donde n_2 es el coeficiente Kerr del material no lineal e I es la intensidad óptica de la señal propagada, la cual es proporcional a $|E|^2$. Esta intensidad óptica podrá ser relacionada con la potencia óptica P transportada por la señal mediante la siguiente expresión:

$$I = \frac{P}{A_{eff}} , \quad (4.8)$$

donde A_{eff} es el parámetro de área efectiva utilizado para modelar el confinamiento de campo en estructuras con simetría traslacional continua (i.e., invariantes en la dirección de propagación), como son las guías dieléctricas tradicionales [Agr01]. Además, debido a la compresión temporal sufrida por la señal en la estructura de onda lenta, la intensidad de la señal se escalará inversamente con la velocidad de grupo, por lo que realmente vendrá dada por la siguiente expresión [Sol02]:

$$I = \frac{P}{A_{eff}} \cdot \frac{c}{v_g} . \quad (4.9)$$

Si ahora se sustituyen las expresiones 4.7 y 4.9 en la expresión del desfase no lineal 4.6, se obtendrá:

$$\Delta\phi \approx 2 \frac{L \cdot 2\pi \cdot \sigma \cdot n_2}{\lambda \cdot A_{eff} \cdot n} \cdot L \cdot P \cdot \left(\frac{c}{v_g} \right)^2 . \quad (4.10)$$

Se puede ver a partir de esta expresión como la variación de fase inducida debida a la no linealidad será inversamente proporcional al cuadrado de v_g . Por tanto, el desfase adicional inducido por una sección de onda lenta será $\left(v_{g,guía} / v_{g,ondalenta} \right)^2$ veces mayor que el inducido por una guía convencional:

$$\Delta\phi_{\text{ondalenta}} = \frac{v_{g,\text{guia}}^2}{v_{g,\text{ondalenta}}^2} \Delta\phi_{\text{guia}} \quad (4.11)$$

Como conclusión, comentar que los beneficios derivados de la mayor eficiencia de los procesos no lineales cuando se tiene una baja velocidad de grupo podrán ser explotados de dos formas diferentes:

- se podrá conseguir una **reducción en la longitud total de la estructura** necesaria para conseguir un determinado desfase. Esta reducción de tamaño es una obligación para conseguir dispositivos fotónicos con un alto nivel de integración y con un bajo coste,
- se podrá conseguir **reducir significativamente la potencia óptica de entrada necesaria** para conseguir el desfase deseado debido a esta mejora en la eficiencia del proceso no lineal, lo que proporcionará ahorros de energía y de consumo del dispositivo final.

El estudio de estructuras de onda lenta para la mejora de la no linealidad desarrollado en este apartado 4.2 se ha enmarcado dentro del proyecto europeo IST-PHOLOGIC (*Nanophotonic Logic Gates*) en el que participa el Centro de Tecnología Nanofotónica de la Universidad Politécnica de Valencia. El objetivo fundamental de este proyecto es la demostración práctica de una puerta lógica XOR todo-óptica de tamaño reducido y bajo consumo, haciendo uso de dos tecnologías de materiales con alta no linealidad (CdTe [Mar64, Cad05, Tat05] y nanocristales de Silicio [Pel05, Dal07]) que sean compatibles con la tecnología de fabricación CMOS. Los estudios realizados en este trabajo se han centrado en la obtención de estructuras de onda lenta para la tecnología de CdTe.

4.2.2. Criterios para la comparación entre estructuras de onda lenta para la mejora de los efectos no lineales

En los anteriores capítulos de esta tesis se ha visto como las estructuras fotónicas periódicas son una de las alternativas disponibles para conseguir elementos con bajas velocidades de grupo. La propagación en este tipo de estructuras se realiza en forma de modos de Bloch, lo que provoca la aparición de un pliegue de las bandas guiadas sobre la zona de Brillouin. En la región en la que este pliegue se produce (en los bordes de la zona de Brillouin), la relación de dispersión del modo guiado se curva, proporcionando bajos valores de velocidad de grupo (teóricamente cero cuando nos encontramos justo en el borde de la banda). Esto se puede ver en el ejemplo mostrado en la figura 4.2, donde se muestra el diagrama de bandas de la guía de cristal fotónico analizada en el apartado 3.3 para el estudio de la influencia de la longitud finita en la propagación.

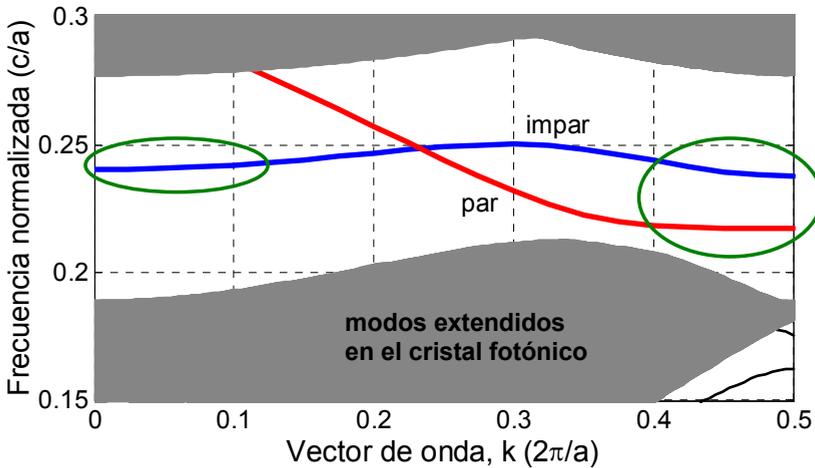


Figura 4.2. Ejemplo de diagrama de bandas para los modos TE de una guía W1 en un cristal fotónico de agujeros. Esta estructura fue utilizada en el apartado 3.3 para estudiar la propagación a través de estructuras de longitud finita. Mediante círculos de color verde se marcan las regiones de los bordes de las bandas guiadas. En estas regiones se puede apreciar la curvatura sufrida por los modos, la cual provocará la aparición de bajas velocidades de grupo.

En los capítulos anteriores se ha hecho siempre uso de cristales fotónicos bidimensionales (de agujeros o de columnas), tanto teniendo en cuenta una altura finita de la estructura (cristales fotónicos planares) como considerando que las estructuras son infinitas en la dirección vertical. Sin embargo, en el estudio realizado en este apartado acerca de la mejora de la no linealidad únicamente se han considerado estructuras que sean periódicas en una dimensión, ya que para conseguir el efecto de PBG únicamente será necesario que exista periodicidad en la dirección de propagación. Además, al reducir en una dimensión la periodicidad de la estructura, su fabricación será también más sencilla, al reducirse el número de elementos que se deben crear para formar la red. Por tanto, estas **estructuras periódicas 1D** son muy prometedoras para crear elementos que mejoren la eficiencia de las no linealidades en dispositivos integrados de procesado todo-óptico de alta velocidad como conmutadores, enrutadores, puertas lógicas,...

Debido a la propia naturaleza periódica de estas estructuras 1D, se podrán conseguir valores de v_g tan bajos como se deseen simplemente tomando frecuencias de trabajo lo más próximas que sea posible al borde de la banda guiada (ya que idealmente en el límite $v_g = 0$). Por tanto, lo que se deberá hacer para comparar las prestaciones de diversas estructuras periódicas para la mejora de la no linealidad será considerar otros aspectos de gran importancia para un

correcto funcionamiento del dispositivo, como pueden ser la distribución del campo electromagnético, el ancho de banda disponible o la dispersión inducida. Por tanto, para comparar las diversas estructuras periódicas 1D que se han elegido lo que se hará es fijar un valor de v_g razonablemente bajo y comparar otros parámetros/propiedades del modo guiado, los cuales se describen a continuación:

- **Volumen efectivo normalizado, $V_{eff,n}$ (volumen efectivo por periodo):** Este parámetro caracteriza cómo la energía del modo se concentra dentro de la región de material no lineal. Será deseable que la energía del modo guiado se encuentre altamente concentrada en esta región no lineal, de forma que se tengan altos valores de intensidad óptica I que provoquen cambios de índice inducido lo mayores posibles. Para caracterizar numéricamente esta propiedad en estructuras periódicas se ha definido el parámetro de volumen normalizado $V_{eff,n}$, de forma que cuanto menor sea el valor de este parámetro, mayor será la concentración de energía en la región no lineal de la estructura. Por tanto, se buscará tener bajos valores de este parámetro para reducir la potencia y la longitud necesarias para conseguir inducir un determinado desfase no lineal.

El volumen efectivo es una extensión del parámetro de área efectiva utilizado para las estructuras con simetría traslacional continua. En el caso de estructuras que posean simetría de traslación discreta (como son las estructuras periódicas 1D que se analizan aquí), el área efectiva será diferente para cada posición dentro del periodo, por lo que este parámetro no será válido para caracterizar el confinamiento del modo guiado en este tipo de estructuras. En su lugar, se hace uso del parámetro $V_{eff,n}$, el cual puede ser calculado a partir del perfil de campo del modo guiado mediante las siguientes expresiones:

$$V_{eff} = \frac{\left(\int_{\text{celda básica}} |E(x, y, z)|^2 \cdot dx \cdot dy \cdot dz \right)^2}{\int_{\text{región no lineal}} |E(x, y, z)|^4 \cdot dx \cdot dy \cdot dz}, \quad (4.12)$$

$$V_{eff,n} = V_{eff} / a.$$

Al normalizar el volumen efectivo por el periodo de la estructura a , el parámetro final $V_{eff,n}$ tendrá unidades de área, por lo que se podrá considerar equivalente al parámetro de área efectiva A_{eff} obtenido para guías con simetría de traslación continua. Por tanto, el parámetro $V_{eff,n}$ podrá ser utilizado directamente en la expresión del cambio de fase inducido 4.10 en sustitución del parámetro de área efectiva A_{eff} .

- **Eficiencia de acoplo:** Debido a que la no linealidad inducida es proporcional a la potencia óptica en esta región, cuanto más eficiente sea el acoplo de la luz a la estructura de onda lenta, menor será la potencia requerida a la entrada para inducir el mismo cambio de índice. Por tanto, será deseable tener altos valores de eficiencia cuando se acople luz desde las guías de acceso a la estructura de onda lenta (y al revés), de forma que se reduzcan los requerimientos de potencia del dispositivo final. El problema es que el índice de grupo n_g del modo guiado en la estructura periódica es muy elevado cuando se trabaja con frecuencias muy próximas al borde de la banda (ya que el índice de grupo es inversamente proporcional a la velocidad de grupo del modo), lo que provoca una gran desadaptación con los modos guiados en las guías de acceso y un aumento de las pérdidas de acoplo.

Se ha realizado un estudio de la eficiencia de acoplo para las estructuras analizadas mediante simulaciones 2D-FDTD haciendo uso del índice efectivo del material seleccionado para tener en cuenta el confinamiento en la dirección vertical. Las estructuras periódicas 1D diseñadas tendrán un determinada altura, por lo que realmente se debería haber hecho uso de simulaciones 3D-FDTD para estimar la eficiencia de acoplo entre estructuras. Sin embargo, como la desadaptación modal entre las guías de acceso y la estructura de onda lenta es debida principalmente a las variaciones de la geometría en el plano, los resultados obtenidos a partir de las simulaciones 2D serán similares a los que se obtendrían para las estructuras 3D (considerando la altura finita de la estructura). Además, la simulación de este tipo de estructuras mediante 3D-FDTD ha sido inabordable debido a los altos requerimientos computacionales necesarios.

Por último, también se han evaluado técnicas para la mejora del acoplo entre estructuras mediante la introducción de *apers* y transiciones graduales, como se puede ver en el ejemplo en la figura 4.3. Esta técnica para mejorar el acoplo entre estructuras ya fue utilizada en el apartado 3.4 para conectar los 2 tramos de guía entre los que se realizaba compensación de dispersión.

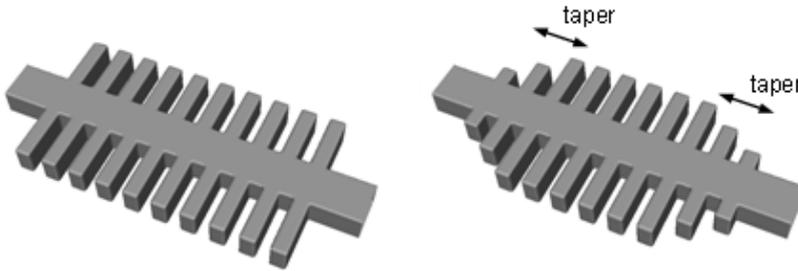


Figura 4.3. Ejemplo de cómo la eficiencia de acoplo entre estructuras puede ser mejorada mediante la introducción de un taper. En este caso se muestra una transición entre una guía dieléctrica tradicional y una guía periódica de elementos transversales, de forma que se conseguirá mejorar el acoplo incrementando gradualmente la longitud de estos elementos transversales.

- **Ancho de banda disponible, BW_{\max} :** A través de las estructuras de onda lenta diseñadas se enviarán señales limitadas en ancho de banda (i.e., pulsos), por lo que el modo guiado seleccionado deberá disponer de ancho de banda suficiente para propagar todo el espectro de estas señales, de forma que no queden frecuencias fuera de la banda guiada y sean filtradas. Se definirá el ancho de banda disponible BW_{\max} como el doble de la distancia entre el borde de la banda y la longitud de onda con la velocidad de grupo seleccionada. Éste será un parámetro limitante de las estructuras, ya que aquellas que posean un valor de BW_{\max} muy pequeño no permitirán propagar señales a determinadas tasas binarias. Por ejemplo, para una tasa binaria de 40 Gbit/s, la señal propagada tendrá una anchura espectral (para el 95% de la energía del espectro) de alrededor de 0.8 nm (100 GHz), por lo que se necesitará una estructura periódica cuyo ancho de banda disponible sea superior a este valor.
- **Parámetro de dispersión, D :** Cuando la señal atraviese la estructura de onda lenta, únicamente deberá producirse una variación de fase debido al cambio en el índice de refracción por la no linealidad del material, permaneciendo su forma invariante. Sin embargo, se pudo ver en el apartado 3.4 como al trabajar en los bordes de la banda guiada de una estructura periódica, los valores de dispersión son extremadamente elevados debido a la curvatura de la banda, lo que provocará una distorsión en la forma del pulso.

Se ha calculado el parámetro de dispersión D para la frecuencia de trabajo para cada una de las estructuras periódicas estudiadas, buscando tener valores bajos de este parámetro. Como esto será complicado debido a la curvatura de la banda en el borde de la zona de Brillouin, se podrán utilizar mecanismos de compensación de dispersión como los que se proponían

en el apartado 3.4, donde se introducía una segunda sección de guía con dispersión de signo contrario para contrarrestar el efecto producido por el primer tramo de guía. Esto puede ser conseguido fácilmente en el caso de estructuras periódicas 1D, ya que el primer y el segundo modo guiado tienen siempre dispersión de signo contrario en sus bordes de banda, tal y como se muestra esquemáticamente en la figura 4.4. En esta figura se muestra también de forma esquemática como una segunda sección de guía permite compensar la distorsión provocada por la dispersión acumulada en el primer tramo de guía.

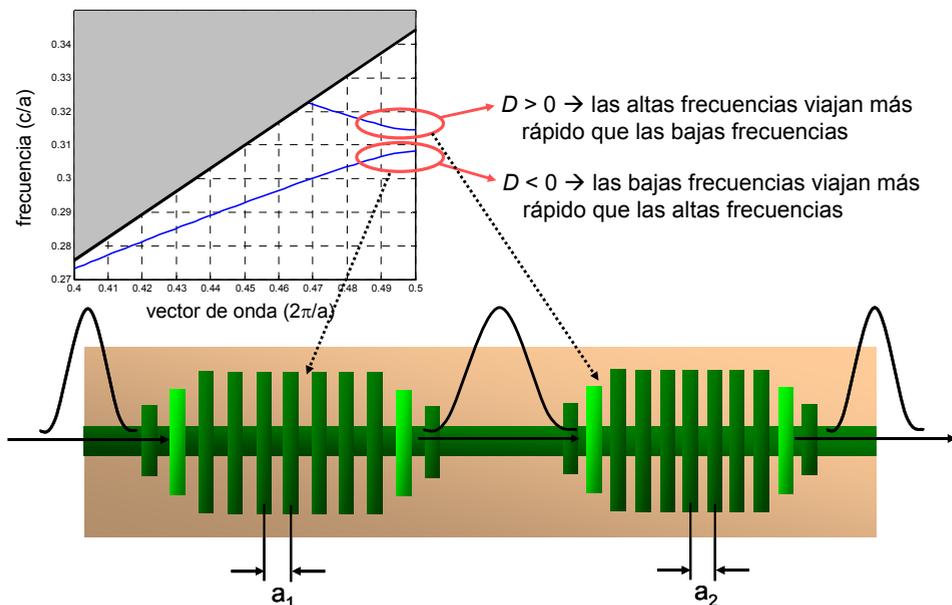


Figura 4.4. Diagrama de bandas de una estructura periódica 1D genérica. Se puede ver como la primera y la segunda banda presentan dispersión de distinto signo en el borde de la zona de Brillouin. También se muestra un ejemplo de una estructura en cascada utilizada para compensar la dispersión cromática acumulada por la primera sección de guía.

- **Facilidad de fabricación:** Éste es un parámetro más subjetivo, el cual no puede ser evaluado cuantitativamente, pero que es de gran importancia. Las pérdidas de propagación en las estructuras fotónicas son principalmente debidas a imperfecciones en el proceso de fabricación (por ejemplo, rugosidad de las paredes, imperfecciones puntuales que radian energía,...). Como se ha comentado anteriormente en la introducción y en el apartado 4.2.1 (y se verá de forma más extensa a lo largo del apartado 4.3), una reducción en la velocidad de grupo del modo también provocará una mayor interacción entre el campo del modo guiado y estas

imperfecciones de la estructura, aumentando aun más las pérdidas de propagación. Este aumento en las pérdidas de propagación provocará una disminución de la potencia óptica propagada, reduciéndose así la eficiencia de los efectos no lineales en el material.

Para disminuir las pérdidas de propagación en la estructura creada será necesario tener un proceso de fabricación de gran precisión, de forma que se reduzcan las imperfecciones que aparecen en la guía creada. Esto será aun más importante para el caso de estructuras de onda lenta, debido al considerable aumento de las pérdidas que se produce al trabajar en regiones de la banda guiada con baja velocidad de grupo. Una de las formas de conseguir una mayor precisión en la fabricación será utilizando diseños lo más sencillos posibles, en los que las limitaciones del proceso de fabricación disponible no sean tan problemáticas.

La caracterización de las estructuras estudiadas se dividirá por tanto en los siguientes pasos:

1. Se determinarán las dimensiones de la estructura para que el borde de las bandas guiadas se encuentre alrededor de 1550 nm. Se buscará tener tanto modos con parámetro de dispersión D positivo como negativo, de forma que se pueda realizar compensación de la dispersión si es necesario.
2. Una vez se han determinado las dimensiones de la estructura, se calculará su diagrama de bandas con MPB para obtener los parámetros del modo [Joh01]. Se fijará un valor de **velocidad de grupo de 0.07c** (este valor sería suficiente para aplicaciones no lineales, aunque cualquier otro valor podía haber sido elegido). El ancho de banda disponible se determinará a partir de la distancia entre el borde de la banda y la longitud de onda para la que se obtiene la velocidad de grupo indicada ($\lambda_0 = \lambda_{vg=0.07c}$). A partir de la relación de dispersión del modo guiado se obtendrá el parámetro de dispersión de la misma forma que se veía en el apartado 3.4.1, determinando su valor para la longitud de onda de trabajo.
3. Las simulaciones MPB realizadas también proporcionarán la distribución de campo eléctrico del modo guiado en la estructura, el cual será utilizado para calcular el volumen efectivo normalizado $V_{eff,n}$ mediante la expresión 4.12.
4. Por último, se determinará el índice efectivo del material que forma la guía para el modo guiado de interés y se estudiará la eficiencia de acoplo desde las guías de acceso mediante simulaciones 2D-FDTD. Se evaluarán distintas técnicas para mejorar el acoplo con las guías de acceso mediante la introducción de *tapers* y transiciones graduales.

4.2.3. Estructuras periódicas 1D analizadas y resultados

En la figura 4.5 se muestran las estructuras periódicas 1D que se han estudiado. Se ha considerado que todas las estructuras están hechas de telurio de Cadmio como material no lineal de alto índice ($n_{CdTe} = 2.74$). Las estructuras se encuentran sobre un sustrato inferior de sílice ($n_{SiO_2} = 1.45$) y estarán rodeadas por encima y por los lados de aire ($n_{aire} = 1$). Se ha elegido el **CdTe** como material no lineal debido a los **altos valores de eficiencia del efecto Kerr** en este material para longitudes de onda alrededor de 1550 nm ($n_2 = 5.23 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$), además de las **bajas pérdidas por el efecto de la absorción de dos fotones** (*Two-Photon Absorption*, TPA) que se da en este material no lineal ($\beta = 18.3 \text{ mm/GW}$) [Tat05]. El proceso de fabricación para este material se encuentra en fase de desarrollo, aunque las conclusiones obtenidas en el estudio realizado en esta tesis podrán ser trasladadas para el caso de cualquier otro material no lineal de alto índice (e.g., arseniuro de Galio – GaAs $\rightarrow n = 3.34 / n_2 = 2.93 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W} / \beta = 103 \text{ mm/GW}$) [Tat05].

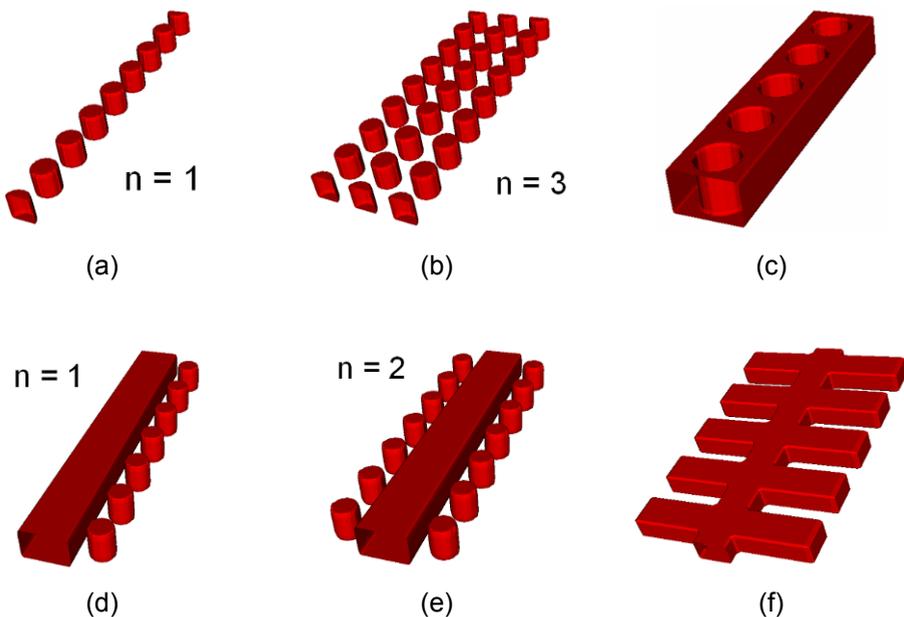


Figura 4.5. Estructuras periódicas 1D analizadas. La imagen (a) muestra una guía formada por una fila de columnas de CdTe. La imagen (b) muestra una guía formada por 3 filas paralelas de columnas de CdTe. La imagen (c) muestra una guía dieléctrica de CdTe en la que se introducen una serie de agujeros de aire de forma periódica. Las imágenes (d) y (e) muestran guías periódicas 1D creadas al situar respectivamente $n = 1$ y $n = 2$ filas de columnas de CdTe junto a una guía dieléctrica del mismo material. La imagen (f) muestra una guía corrugada de CdTe.

En primer lugar se ha diseñado la guía de acceso a las estructuras de onda lenta, la cual consiste en una simple guía dieléctrica de CdTe. El proceso de diseño ha estado dirigido a obtener una guía que fuera monomodo y con un área efectiva lo menor posible. Las dimensiones obtenidas como óptimas para conseguir esto son **una altura de $h = 350$ nm y una anchura de $w = 550$ nm**. Estos parámetros son los que se ha utilizado como punto de partida para el diseño de las estructuras periódicas estudiadas, principalmente la altura h , ya que este valor deberá ser el mismo para todos los elementos que formen la estructura final.

Los cálculos y los resultados obtenidos para cada una de las configuraciones mostradas en la figura 4.5 se presentarán en los siguientes subapartados. Se han tenido en cuenta tres consideraciones principales a la hora de realizar el diseño de las estructuras:

1. Tal y como se ha comentado anteriormente, la altura de las estructuras se ha fijado a $h = 350$ nm, la misma altura que se ha obtenido como óptima para el caso de la guía monomodo de acceso.
2. Para conseguir que los modos guiados se encuentren completamente confinados en el núcleo de CdTe y evitar así radiaciones en los substratos de sílice y aire, únicamente se tomarán los modos del diagrama de bandas que se encuentren por debajo del cono de luz de la sílice (el cono de luz de este material estará por debajo del del aire, por lo que será en el que nos tengamos que fijar). Esta condición determinará el periodo máximo que se podrá utilizar en la estructura:

$$a < (k_{n,borde} / n_{subs}) \cdot \lambda_0 = (0.5/1.45) \cdot 1550nm \rightarrow a < 535nm. \quad (4.13)$$

3. El tamaño de los elementos que forman la estructura y la separación entre ellos deberá ser superior a 100 nm, de forma que se evite tener elementos muy pequeños que puedan ser un problema en un posterior proceso de fabricación. Por ejemplo, en el caso de la guía formada por una fila de columnas mostrada en la figura 4.5.(a), el radio mínimo de las columnas deberá ser 50 nm, mientras que su radio máximo vendrá determinado por el periodo tomado según la expresión $r_{max} = a/2 - 50$ nm para que la distancia entre ellas sea superior a 100 nm.

4.2.3.1. Fila simple de columnas de CdTe

Esta estructura se muestra en la figura 4.6. En esta estructura la luz se encuentra confinada lateralmente en las columnas debido al fenómeno de

reflexión total interna y se propagará en la dirección longitudinal debido al acoplo entre las columnas de las colas del campo evanescente. Como ya se vio en los capítulos anteriores de esta tesis, este tipo de estructuras periódicas formadas por columnas de alto índice en un medio de bajo índice favorecen la creación de PBGs y una curvatura elevada de las bandas para los modos con polarización TM [Fan95, Chi04], por lo que los modos con esta polarización serán los de más interés a la hora de realizar el análisis. Sin embargo, también se analizarán los modos con polarización TE, aunque en principio sus propiedades no sean tan interesantes.

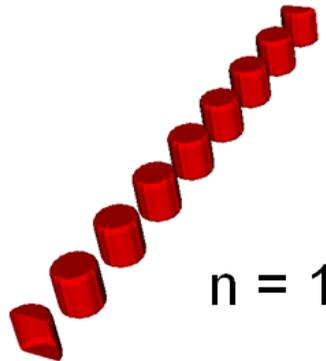


Figura 4.6. Estructura periódica 1D formada por una fila de columnas de CdTe.

El proceso de diseño realizado tiene como objetivo determinar las dimensiones de la estructura para situar el borde de sus modos guiados (región de baja velocidad de grupo) alrededor de una longitud de onda de 1550 nm. Como la altura de las columnas de CdTe ya está fijada por la altura h de la guía monomodo de acceso diseñada, se ha obtenido mediante simulaciones MPB la longitud de onda de los modos guiados en el borde de la zona de Brillouin para distintos valores de la constante de red de la estructura (a) y para distintos radios de las columnas (r). En el barrido realizado se han considerado valores de la constante de red entre 400 nm y 535 nm (recordar la consideración de diseño dada por la ecuación 4.13 para tener modos confinados en altura en el núcleo de la estructura) y radios de las columnas entre 50 nm y 210 nm, teniendo en cuenta las consideraciones de dimensiones mínimas previamente indicadas.

Tras realizar los cálculos con MPB se ha comprobado que todas las combinaciones ($a - r$) que proporcionan modos cuyo borde de banda se encuentra centrado en 1550 nm, tienen ese modo guiado por encima del cono de luz de la sílice, por lo que radiarán hacia el sustrato y tendrán pérdidas. Para desplazar los modos guiados hacia frecuencias por debajo del cono de luz se necesitaría un mayor porcentaje de material de alto índice (CdTe) en la estructura. Sin embargo, la restricción de dimensiones mínimas que se impuso para facilitar el proceso de fabricación (en este caso en concreto estaremos limitados por la separación

mínima entre columnas de CdTe), junto con la baja altura de las columnas, imposibilitará el obtener modos guiados cuyas frecuencias se encuentren por debajo del cono de luz y que estén centrados en una longitud de onda de 1550 nm. Por tanto, **este tipo de estructura periódica 1D no será válida para la creación de elementos de onda lenta en CdTe, ya que no se podrán conseguir modos sin pérdidas (por debajo del cono de luz) para ninguna combinación de parámetros.**

4.2.3.2. Fila triple de columnas de CdTe

En este caso, en lugar de tener una única fila de columnas de CdTe, se colocarán tres filas en paralelo, tal y como se muestra en la figura 4.7. De esta forma se aumenta la cantidad de material dieléctrico en la estructura, con lo que la frecuencia de los modos disminuirá y se podrían llegar a tener bandas guiadas con su borde centrado en 1550 nm y por debajo del cono de luz, evitando así la limitación que se obtuvo para el caso de la fila simple de columnas de CdTe. Además, el uso de un mayor número de filas de columnas proporcionará una mayor anchura total de la estructura, lo que facilitará el acoplo desde las guías de acceso.

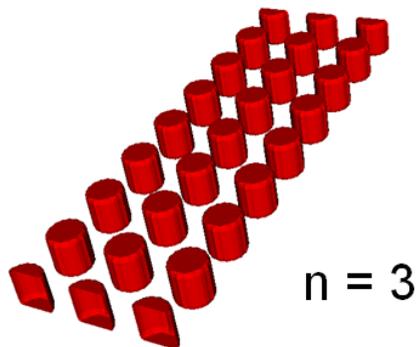


Figura 4.7. Estructura periódica 1D formada por tres filas paralelas de columnas de CdTe.

La separación lateral entre las columnas viene dada por el parámetro d , el cual se ha fijado al mismo valor que la constante de red de la estructura para simplificar el proceso de diseño ($d = a$). De nuevo, se han tenido en cuenta las limitaciones de valores máximos y mínimos de las dimensiones de la estructura a la hora de realizar el diseño.

En la figura 4.8 se muestran unos mapas de longitudes de onda obtenidos para las primeras bandas guiadas de simetría quasi-par (quasi-TE) y quasi-impar

(quasi-TM) de la estructura de tres filas de columnas. En la figura se representa con un mapa de color la longitud de onda del modo guiado en el borde de la zona de Brillouin ($k_n = 0.5$) para cada combinación de los parámetros ($a - r$) de la estructura (recordar que la separación lateral d tendrá el mismo valor que el periodo a). La región de color azul claro indica las configuraciones en las que no se cumplen las restricciones de tamaños debido a que la distancia entre columnas adyacentes es menor a 100 nm. El área sombreada en gris indica las configuraciones de la estructura cuyos modos se encuentran por encima del cono de luz del sustrato de sílice, por lo que serán con pérdidas. Con una línea de color negro se indican las combinaciones de parámetros ($a - r$) para las que el borde del modo guiado obtenido se encuentra en 1550 nm. Todos los modos guiados obtenidos por debajo del cono de luz tienen valores de velocidad de grupo positivos, lo que proporcionará valores de dispersión D negativos.

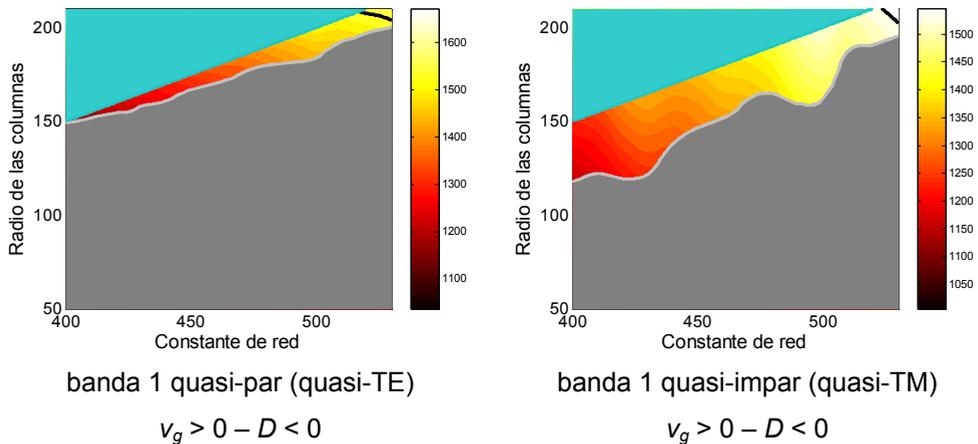


Figura 4.8. Mapas de longitudes de onda para la estructura periódica 1D formada por tres filas paralelas de columnas de CdTe. En la gráfica de la izquierda se representan las longitudes de onda del borde de la primera banda guiada para el caso de los modos con simetría quasi-par, mientras que en la gráfica de la derecha se representa el caso de la primera banda guiada con simetría quasi-impar. La zona de color azul representa las configuraciones que no cumplen con las dimensiones mínimas fijadas para la fase de diseño, mientras que la zona de color gris representa aquellos modos cuyas frecuencias se encuentran por encima del cono de luz. Mediante una línea de color negro se indican las configuraciones de la estructura que tienen su borde de banda en una longitud de onda de 1550 nm.

Como se puede ver en la figura 4.8, en este caso sí que pueden obtenerse modos guiados con su borde centrado en 1550 nm y que se encuentren por debajo del cono de luz del sustrato. Sin embargo, **las dimensiones de las estructuras para obtener estos modos están muy próximas a las limitaciones de tamaño para fabricación** que se fijaron al principio del proceso de diseño, por

lo que cualquier imperfección en la estructura fabricada haría que los modos fueran con pérdidas. Además, solo se pueden obtener modos guiados cuyo parámetro de dispersión sea negativo, por lo que no se podría hacer uso de mecanismos de compensación de la dispersión como los indicados en el apartado 4.2.2. Otro de los problemas de esta configuración es que **el campo electromagnético de los modos guiados se encontrará poco confinado en la región de material no lineal**, tal y como se puede ver en el ejemplo de distribución de campo eléctrico de la figura 4.9, lo que provocará que la variación de índice inducida sea muy baja.

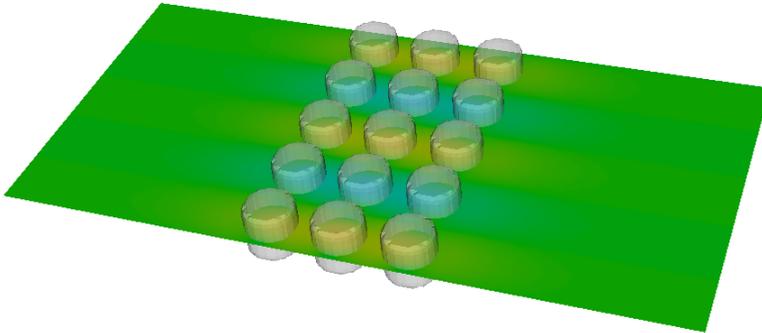


Figura 4.9. Ejemplo de distribución de campo eléctrico para la estructura periódica 1D de 3 filas de columnas de CdTe. Se representa un corte central de la componente de campo eléctrico E_z del primer modo TM para el caso de una configuración con dimensiones $a = 515$ nm, $d = 515$ nm, $h = 350$ nm, $r = 193$ nm, mediante la cual se tiene el borde de la banda guiada centrado en 1550 nm. Se puede ver como hay gran cantidad de campo eléctrico que se encuentra en la zona de aire que rodea las columnas de CdTe, por lo que la variación de índice que se inducirá será muy baja.

4.2.3.3. Guía de CdTe con agujeros de aire

Este tipo de estructura periódica 1D se crea introduciendo una serie de agujeros de aire periódicos en la guía monomodo de CdTe previamente diseñada [Nis02, Kuh07], tal y como se muestra en la figura 4.10. El mecanismo de propagación en esta estructura es muy similar al de las estructuras formadas por columnas de CdTe: el material dieléctrico que se encuentra entre los agujeros será la región en la que el campo electromagnético estará principalmente confinado, de forma que se comportarán como si fueran cavidades. Sin embargo, ahora la continuidad entre las regiones de alto índice favorecerá la aparición de PBGs y de bandas con gran curvatura para los modos con simetría quasi-par (quasi-TE) [Fan95].

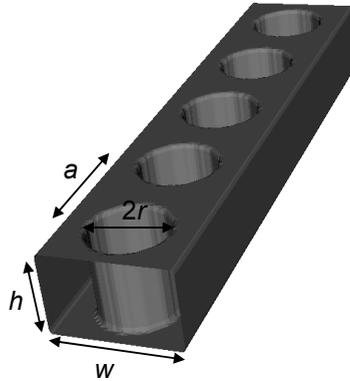


Figura 4.10. Estructura periódica 1D formada al introducir agujeros de aire de forma periódica en la guía monomodo de CdTe diseñada. En la figura se muestran los parámetros que definen la estructura, de los que la altura (h) y la anchura (w) vienen ya fijados por el diseño de la guía monomodo.

De nuevo, la periodicidad de los agujeros provocará la curvatura de la banda guiada en el borde de la zona de Brillouin, obteniéndose así bajos valores de la velocidad de grupo. Además, como esta estructura está directamente basada en la guía monomodo de CdTe que será utilizada para el acceso, se espera que la eficiencia de acoplo entre ambas estructuras sea muy elevada. Se estudiarán también mecanismos de mejora de la eficiencia para esta estructura. Comentar también que se espera que la fabricación de los agujeros en el interior de la guía de CdTe no sea algo complicado, ya que las profundidades de ataque necesarias no son demasiado elevadas (350 nm), por lo que no se requerirán de relaciones de aspecto muy limitantes.

Al igual que se hizo para el caso de la estructura de tres filas de columnas de CdTe, se ha hecho un barrido tanto para la constante de red de la estructura como para el radio de los agujeros, y se obtenido la longitud de onda del borde de la banda guiada. Los rangos entre los que se ha hecho el barrido han sido entre 400 nm y 535 nm para el caso de la constante de red, y entre 50 nm y 175 nm para el radio de los agujeros. En la figura 4.11 se muestran los mapas de longitud de onda para cada combinación de parámetros ($a - r$) para las dos primeras bandas de los modos con simetría quasi-par (quasi-TE) y quasi-impar (quasi-TM) cuando se trabaja en el borde de la zona de Brillouin. La banda 1 de ambas simetrías presentará una velocidad de grupo positiva, lo que proporciona parámetros de dispersión D de signo negativo, mientras que para la banda 2 de ambas simetrías la velocidad de grupo será negativa y se tendrán valores de D positivos. Por tanto, al tener configuraciones que proporcionan dispersión cromática de ambos signos, se podrá plantear la implementación de mecanismos de compensación de dispersión si fuera necesario. De nuevo, en los mapas de longitudes de onda se indican tanto las combinaciones para las que no se cumplen

los requisitos de dimensiones mínimas como aquellas que proporcionan modos cuyas frecuencias se encuentran por encima del cono de luz del sustrato de sílice.

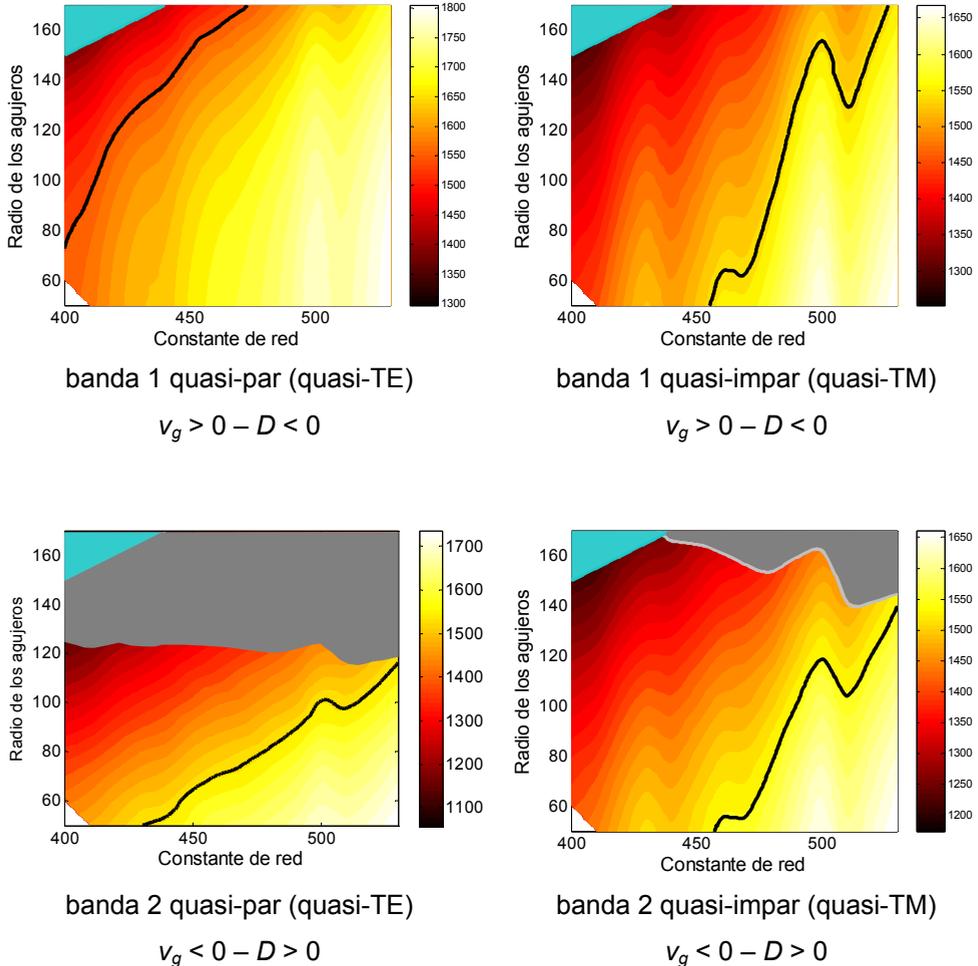


Figura 4.11. Mapas de longitudes de onda para la estructura periódica 1D de agujeros de aire en una guía de CdTe. Se representan las longitudes de onda en el borde de la zona de Brillouin de las dos primeras bandas con simetrías quasi-par y quasi-impar. De nuevo, se representan con color gris las configuraciones que no cumplen con los requerimientos de dimensiones mínimas y con color azul aquellos modos cuyas frecuencias se encuentran por encima del cono de luz del sustrato de sílice. Mediante una línea de color negro se indican las configuraciones de la estructura que tienen su borde de banda en una longitud de onda de 1550 nm.

A partir de los mapas de longitudes de onda calculados se han elegido diversas configuraciones para tener modos de ambas simetrías (quasi-par y quasi-impar) y con ambos signos de dispersión ($D > 0$ y $D < 0$) cuyos bordes de banda se encuentren centrados en 1550 nm. Las características de los modos elegidos se muestran en las tablas 4.1 y 4.2 para los modos seleccionados de ambas simetrías. Estas características mostradas son:

- los parámetros ($a - r$) seleccionados para la estructura, que proporcionan el borde de la banda guiada en 1550 nm,
- el orden de la banda para esa simetría (quasi-par o quasi-impar),
- el signo de la velocidad de grupo,
- el ancho de banda disponible cuando la longitud de onda de trabajo se toma para tener $v_g = 0.07c$,
- el parámetro de dispersión D para esta longitud de onda,
- el volumen de la región no lineal en la celda básica normalizado por la constante de red, $V_{NL,n}$. Se normaliza el parámetro de volumen no lineal para poder comparar mejor con el volumen efectivo normalizado calculado,
- el volumen efectivo normalizado $V_{eff,n}$,
- el porcentaje de energía electromagnética en la región no lineal α , el cual es calculado en las propias simulaciones con MPB.

a (nm)	r (nm)	banda	v_g	BW_{max} (nm)	D (ps/(mm·nm))	$V_{NL,n}$ (μm^2)	$V_{eff,n}$ (μm^2)	% energía, α
460	160.1	1	>0	5.72	-8.49	0.0174	0.5105	80.78
500	100.6	2	<0	4.32	10.4	0.1289	1.3923	64.51

Tabla 4.1. Propiedades de los modos con simetría quasi-par seleccionados para la guía de CdTe con agujeros periódicos de aire.

a (nm)	r (nm)	banda	v_g	BW_{max} (nm)	D (ps/(mm·nm))	$V_{NL,n}$ (μm^2)	$V_{eff,n}$ (μm^2)	% energía, α
500	155.6	1	>0	1.28	-35.81	0.0404	4.0279	46.75
500	118.9	2	<0	0.9	50.43	0.1037	2.1428	58.48

Tabla 4.2. Propiedades de los modos con simetría quasi-impar seleccionados para la guía de CdTe con agujeros periódicos de aire.

Tal y como se ha comentado al principio de este apartado, al trabajar con una estructura periódica en la que hay continuidad entre las regiones de alto

índice, **los mejores resultados se han obtenido para los modos con simetría quasi-par** [Fan95]. Para estos modos la curvatura de las bandas es mucho más suave, lo que proporciona **anchos de banda elevados (~ 5 nm) y parámetros de dispersión bajos ($|D| \sim 10$ ps/(mm·nm))**, por lo que la señal propagada solo sufrirá una leve distorsión al atravesar la estructura (si ésta no es excesivamente larga). Además, **se dispone de configuraciones de la estructura que presentan signos opuestos del parámetro de dispersión** y con un valor absoluto muy similar, lo que facilitará la compensación de la dispersión acumulada (basta con poner una segunda estructura con dispersión de signo contrario y con una longitud similar).

En cuanto a la concentración del campo en la región no lineal, los **valores del parámetro de volumen efectivo que se obtienen son muy bajos ($V_{eff,n} \sim 0.5-1.5 \mu\text{m}^2$)**. Sin embargo, **estos bajos valores obtenidos están altamente influenciados por el reducido volumen de material no lineal que se tiene en la estructura**, por lo que son algo engañosos. Se puede ver en la tabla como los valores del parámetro $V_{eff,n}$ son entre 10 y 50 veces superiores al del volumen de material no lineal $V_{NL,n}$. Esto es debido a que la introducción de agujeros de aire en la guía monomodo reduce significativamente la región de material en la que las no linealidades pueden ser inducidas. En la figura 4.12.(a) se muestra la distribución de campo eléctrico en el plano central de la estructura para el caso del primer modo TE seleccionado ($a = 460$ nm / $r = 160.1$ nm), donde se puede comprobar como la región de material no lineal en la que el campo electromagnético se encuentra confinado es muy reducida.

Para el caso de los modos con simetría quasi-impar se obtienen peores resultados si se comparan con los del caso quasi-par, aunque seguirán siendo buenos. El ancho de banda disponible es superior a 0.8 nm, lo que se vio que es suficiente para transmitir señales con tasas binarias de hasta 40 Gbps. Por el contrario, se obtiene resultados algo peores para el parámetro de dispersión ($|D| \sim 35-50$ ps/(mm·nm)) y para el volumen efectivo que mide el confinamiento del campo en la región no lineal ($V_{eff,n} \sim 2-4 \mu\text{m}^2$). En la figura 4.12.(b) se muestra también la distribución del campo eléctrico en el plano central de la estructura para el caso del primero modo TM seleccionado ($a = 500$ nm / $r = 155.6$ nm).

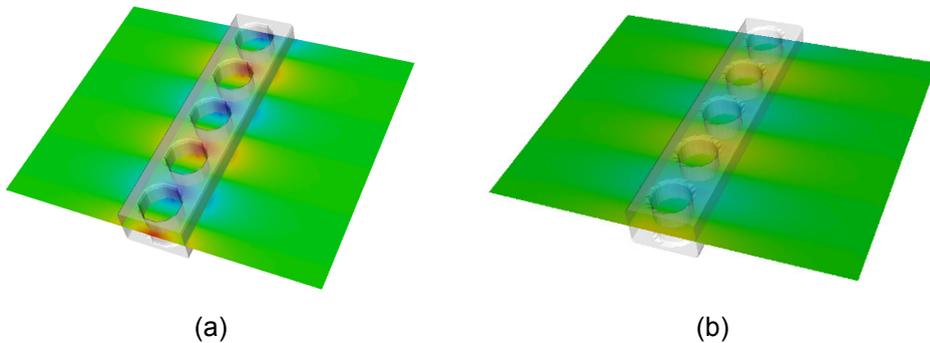


Figura 4.12. Distribución de campo electromagnético para la primera configuración seleccionada de la estructura periódica 1D de agujeros para los dos simetrías de modos (quasi-par y quasi-impar). La figura (a) representa un corte central de la componente de campo eléctrico E_y del primer modo quasi-par seleccionado ($a = 460 \text{ nm} / r = 160.1 \text{ nm}$). La figura (b) representa un corte central de la componente de campo eléctrico E_z del primer modo quasi-impar seleccionado ($a = 500 \text{ nm} / r = 155.6 \text{ nm}$). Se puede ver en ambos casos como la región de material no lineal que queda tras introducir los agujeros de aire (que es sobre la que se inducirá la no linealidad) es extremadamente reducida.

Acoplo a la estructura de agujeros

Se ha estudiado el tema del acoplo para los modos de la estructura que mejores resultados presentan, aquellos que tienen simetría vertical quasi-par. En primer lugar se ha estudiado mediante simulaciones 2D-FDTD el acoplo a la segunda banda guiada con esta simetría (dimensiones: $a = 500 \text{ nm}$, $r = 100.6 \text{ nm}$). Para ello se ha calculado el índice efectivo de este modo guiado para realizar las simulaciones 2D, obteniéndose un valor de $n_{eff} = 2.28$. Con estos valores se ha calculado el espectro de transmisión cuando la estructura periódica 1D tiene una longitud de 61 agujeros ($L = 61a$) y no se utiliza ninguna técnica de acoplo entre la guía monomodo de acceso y la estructura de agujeros, obteniéndose el resultado representado con línea azul en la figura 4.13.(a). Se puede apreciar un fuerte rizado debido a las reflexiones producidas en los interfaces entre ambas guías, lo que provoca la formación de una cavidad Fabry-Perot que es la responsable de este rizado.

Para mejorar el acoplo se ha introducido una transición gradual entre las guías de acceso y la estructura de agujeros, la cual consistirá en **variar de forma lineal el radio de los agujeros en la sección que forma la transición**, tal y como se muestra en la figura 4.13.(b). Se ha simulado la propagación a través de esta estructura haciendo uso de transiciones de 3 longitudes diferentes, $N = 3, 10$

y 20 agujeros formando la transición, obteniéndose los espectros mostrados en la figura 4.13.(a) con color negro, verde y rojo, respectivamente. Se puede ver como **al ir aumentando la longitud de la transición se producirá una reducción del rizado del espectro, debido al mejor acoplo producido en la entrada y en la salida.** Idealmente, si se utilizará una transición de longitud elevada se podría conseguir un acoplo prácticamente perfecto entre las estructuras.

Sin embargo, para crear esta transición gradual entre las guías de acceso y la estructura periódica **será necesario tener agujeros de radios extremadamente reducidos** (los que se encuentran en la parte inicial de la transición, que deberán tener tamaños muy por debajo de los 100 nm), cosa que será **muy difícil de conseguir en el proceso real de fabricación.**

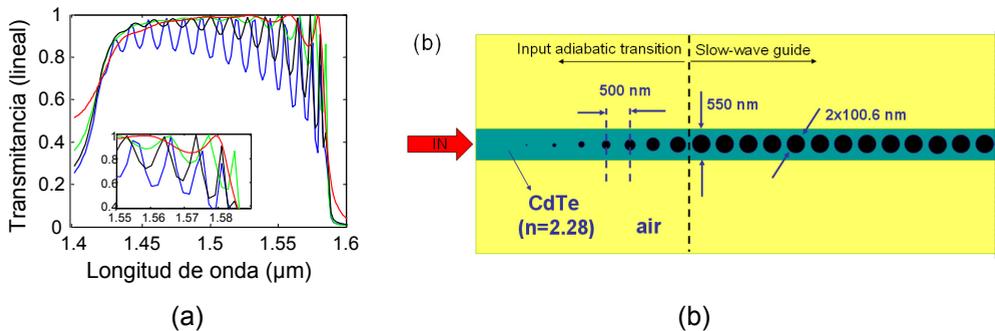


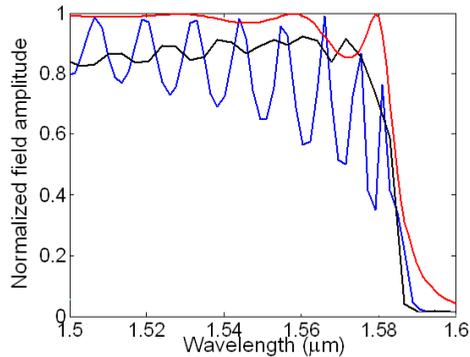
Figura 4.13. (a) Espectro de transmisión de la segunda banda guiada (la cual se ha centrado alrededor de 1550 nm) de la estructura periódica de agujeros de aire en una guía de CdTe. La curva de color azul representa el espectro de una guía periódica de $L = 61a$ cuando la luz se acopla directamente desde las guías monomodo de acceso. Mediante curvas de color negro ($N = 3$), verde ($N = 10$) y rojo ($N = 20$) se muestran los espectros obtenidos cuando se utiliza una transición gradual consistente en reducir linealmente el radio de los agujeros, para mejorar el acoplo entre estructuras. El recuadro representado muestra un detalle del espectro de transmisión en el borde de la banda. (b) Esquema de la transición gradual implementada.

Otra técnica equivalente a la de reducir de forma gradual el radio de los agujeros que forman la estructura de onda lenta para aumentar la cantidad de material de alto índice en la transición, sería la de **aumentar de forma gradual la anchura de la guía de acceso**, tal y como se muestra en la figura 4.14.(a). En los espectros de transmisión mostrados en la figura 4.14.(b) se puede ver como se consigue mejorar la respuesta haciendo uso de esta técnica, aunque **los resultados obtenidos no son tan buenos** como los que se obtenían haciendo uso de la técnica anterior (las pérdidas de inserción son algo superiores). El problema de esta técnica es que la guía de acceso debería ser más ancha que la

diseñada inicialmente, y que era la base para la creación de la estructura periódica de agujeros.



(a)



(b)

Figura 4.14. (a) Esquema de la transición gradual creada aumentando la anchura de la guía de CdTe de acceso. (b) Espectro de transmisión de la segunda banda guiada de la estructura periódica de agujeros de aire cuando su longitud es $L = 61a$. La curva de color azul representa el espectro de transmisión cuando se realiza un acople directo con las guías de acceso. La curva de color rojo representa el caso mostrado anteriormente en el que se introduce una transición consistente en la reducción del radio de los agujeros de longitud $N = 20$ (mostrado en la figura 4.13). Por último, la curva de color negro representa el caso en el que se utiliza una transición consistente en aumentar la anchura de la guía de acceso. La nueva anchura tomada para la guía de acceso es de 800 nm, y la transición se ha realizado a lo largo de una sección de 5 μm (lo que corresponde a 10 agujeros de la estructura periódica).

En cuanto a la mejora del acople para la primera banda guiada con simetría quasi-par, éste será un asunto más complicado. Ahora, en lugar de aumentar la cantidad de material de alto índice en la transición como se hacía para el caso de la segunda banda (lo que se podía conseguir reduciendo el radio de los agujeros o aumentando la anchura de la guía de acceso), se deberá reducir el porcentaje de material de alto índice. Esto podría ser conseguido tanto aumentando el radio de los agujeros como reduciendo la anchura de la guía de acceso (lo contrario de lo que se hacía para la segunda banda), pero esto tendrá el problema de que **los elementos de la estructura se encontrarán muy próximos y no se**

respetarán las limitaciones en las dimensiones previamente impuestas (el borde de los agujeros estará muy próximo al borde de la guía de CdTe).

Como conclusión general para la estructura periódica de agujeros, comentar que se obtienen muy buenos resultados en términos de ancho de banda disponible y del parámetro de dispersión, principalmente para los modos con simetría quasi-par. También se obtiene valores muy bajos de volumen efectivo, pero estos son principalmente debidos al bajo porcentaje de material no lineal que se tiene por periodo en la estructura al introducirse los agujeros de aire en el CdTe. Por tanto, el cambio de índice inducido no será tan elevado como sería deseable. En cuanto a la eficiencia de acoplo con las guías de acceso, se ha visto que será difícil conseguir una mejora significativa de este parámetro, ya que se requerirá de elementos muy pequeños o muy próximos entre sí para conseguir estos altos valores de eficiencia.

4.2.3.4. Guía de CdTe con columnas adyacentes

Tras realizar el análisis de las estructuras periódicas 1D anteriores, se ha visto como cada una de ellas tenía un problema principal. Para el caso de la estructura formada por filas de columnas de CdTe, los modos se encontraban muy próximos e incluso por encima del cono de luz de la sílice, lo que provocaba que la luz no se encuentre perfectamente confinada en el núcleo de la guía y se pudieran producir pérdidas. Por su parte, para la estructura de agujeros sí que se obtenían muy buenos resultados de confinamiento, dispersión, ancho de banda disponible,... ya que la estructura estaba directamente basada en la guía monomodo diseñada. Sin embargo, los bajos valores de volumen efectivo obtenidos se encontraban influenciados por el reducido volumen de material no lineal presente al introducir los agujeros de aire, por lo que el resultado es algo engañoso. Lo que se deseará es tener bajos valores del parámetro $V_{eff,n}$ en estructuras en las que la cantidad de material no lineal sea elevada, ya que es donde se debe inducir el cambio de índice.

Para evitar estos problemas, lo que se ha hecho es estudiar una estructura basada en la guía monomodo intacta, junto a la cual se introducirá una estructura periódica que provoque el pliegue de las bandas guiadas en el borde de la zona de Brillouin y permita tener bajos valores de velocidad de grupo. Las estructuras propuestas se muestran en la figura 4.15, donde se puede ver como lo que se ha hecho es mantener la guía monomodo diseñada (con sus dimensiones h y w originales) y poner junto a ella una o dos filas de columnas de CdTe con periodo a y separadas lateralmente una distancia d de la guía. En estas estructuras el campo estará principalmente confinado en la guía homogénea central de CdTe, de forma que será aquí donde se induzca la no linealidad.

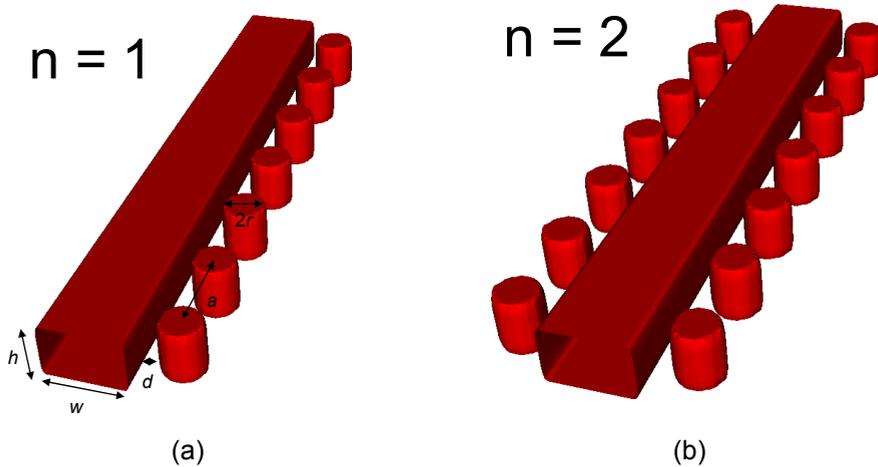


Figura 4.15. Estructuras periódicas 1D formadas al poner (a) una o (b) dos filas adyacentes de columnas de CdTe a la guía monomodo diseñada. En la figura se muestran los parámetros que definen la estructura, de los que la altura (h) y la anchura (w) vienen ya fijados por el diseño de la guía monomodo.

Sin embargo, al realizar los cálculos de bandas para esta estructura se ha visto que los modos obtenidos no serán válidos para nuestro objetivo de conseguir bajas velocidades de grupo para mejorar la eficiencia de los procesos no lineales. Tal y como se esperaba, en esta estructura el campo electromagnético está altamente confinado en la guía central, como se puede ver en la figura 4.16.(a) para el caso de la guía de CdTe con una fila de columnas adyacentes. En principio, esto era lo que se deseaba, de forma que el alto confinamiento del campo en esta región provocará una mayor eficiencia de la no linealidad. Sin embargo, **al estar el campo tan localizado en la guía central, la influencia de las filas de columnas adyacentes es prácticamente nula sobre la respuesta total de la estructura**, por lo que se comportará básicamente igual que la guía monomodo original. En la figura 4.16.(b) se muestra el diagrama de bandas cuando la estructura periódica está formada por dos filas de columnas adyacentes (la influencia sobre la estructura total es mayor cuando se tienen dos filas de columnas en lugar de una). Se puede ver como únicamente se produce una ligera separación entre las bandas plegadas (que es prácticamente inapreciable), lo que a su vez se traducirá en una curvatura de la banda prácticamente despreciable. Esta escasa curvatura provocará que los bajos valores de velocidad de grupo únicamente se obtengan para frecuencias extremadamente próximas al borde de la banda, con lo que el ancho de banda disponible será muy reducido y los valores de dispersión muy elevados. Este comportamiento se ha obtenido para **todas las posibles combinaciones de parámetros de estas estructuras**, tanto para el

caso de $n = 1$ como el de $n = 2$ filas de columnas adyacentes, por lo que **esta estructura periódica 1D deberá ser descartada para el propósito de la mejora de la eficiencia de los procesos no lineales.**

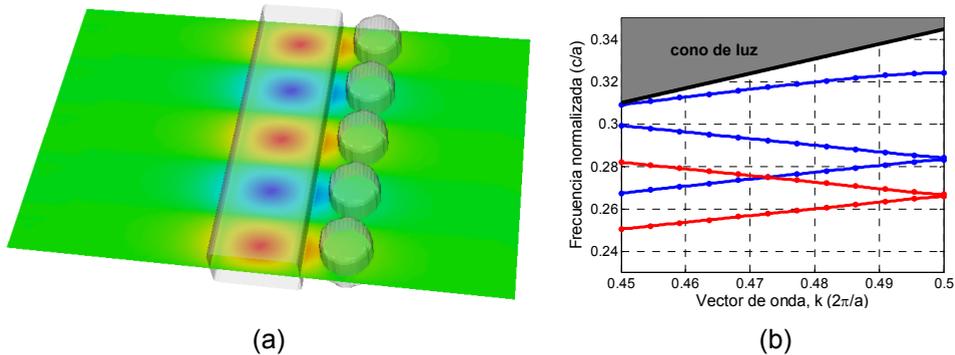


Figura 4.16. (a) Componente E_y de campo eléctrico del primer modo guiado de simetría quasi-par en la estructura periódica 1D con $n = 1$ fila de columnas adyacente. (b) Diagrama de bandas de la estructura con $n = 2$ filas de columnas adyacentes muy próximas a la guía central ($d = 100$ nm). Con color rojo se representan los modos con simetría quasi-par y con color azul se representan los modos con simetría quasi-impar.

4.2.3.5. Guía corrugada de CdTe

Esta estructura sigue también la filosofía de añadir una serie de elementos periódicos a la guía monomodo de CdTe diseñada, de una forma similar a lo que se hizo para el caso de la guía de CdTe con columnas adyacentes previamente estudiada. En este caso lo que se hace es introducir en la guía de CdTe una serie de elementos transversales (corrugaciones) separados una distancia a para crear la periodicidad en la estructura [Pov05], tal y como se muestra en la figura 4.17. Ahora la periodicidad se crea mediante elementos rectos similares a una pequeña guía de onda, por lo que se espera que sean mucho más sencillos de fabricar que las columnas o los agujeros. Además, **los elementos se encuentran totalmente unidos a la guía principal de CdTe**, por lo que su influencia sobre ella será mucho mayor que para el caso de las columnas adyacentes en el caso anterior. Las ventajas que se espera que tenga esta estructura son las mismas que se comentaban para el caso de la estructura de columnas adyacentes: un gran confinamiento del campo en la región correspondiente a la guía principal de CdTe, lo que provocará un gran cambio en el índice debido a los efectos no lineales del material, y un acoplo muy eficiente con las guías de acceso debido a la similitud entre ambas estructuras. Además, para el tema del acoplo se han propuesto mecanismos para mejorar todavía más su eficiencia. Los principales parámetros

que definen la estructura son: la anchura w y la altura h de la guía principal (los cuales vienen definidos por el diseño de la guía monomodo), la constante de red a , y la anchura w_i y la longitud w_e de los elementos transversales.

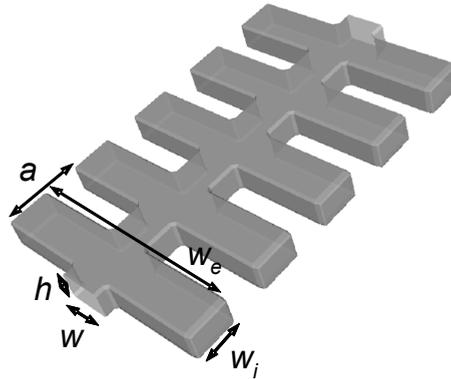


Figura 4.17. Esquema de la guía corrugada creada al introducir una serie de elementos periódicos transversales de CdTe separados una distancia a . En la figura se muestran los parámetros que definen la estructura.

Como se ha comentado anteriormente, se espera que esta estructura sea mucho más fácil de fabricar que todas las anteriores, ya que **todos los elementos que la componen son líneas rectas similares a guías**, y por tanto, cuyo proceso de fabricación está muy desarrollado. Sin embargo, podrían aparecer problemas si la anchura de los elementos transversales w_i o la distancia entre ellos ($a - w_i$) fuera demasiado pequeña. De todas formas, este problema podría ser resuelto utilizando técnicas de fabricación como *lift-off*, uso de *hard masks*, o utilización de resinas negativas, para conseguir una mayor resolución.

De cara a realizar el diseño de la estructura para tener el borde de la banda centrado alrededor de 1550 nm, en este caso se debe determinar el valor de tres parámetros de la estructura en lugar de dos como ocurría generalmente para varios de los diseños anteriores: a , w_i y w_e . Esto provoca un enorme aumento en el número de cálculos que se debe realizar en la fase de diseño, por lo que lo que se ha hecho es fijar la longitud de los elementos transversales. Concretamente, se le ha dado a este parámetro un valor de $w_e = 2 \mu\text{m}$. Como el campo se va a encontrar altamente concentrado en la región central de la guía corrugada, esta longitud (cuatro veces superior a la anchura de la guía monomodo w) será más que suficiente para que la estructura funcione correctamente y los resultados sean correctos.

Antes de obtener los mapas de longitud de onda de la estructura haciendo un barrido para los otros dos parámetros (a , w_i) se ha calculado el diagrama de bandas de una guía corrugada genérica. En la figura 4.18.(a) se muestra el diagrama de bandas para los modos de ambas simetrías en vertical (quasi-par y

quasi-impar) de una guía corrugada con $a = 450$ nm y $w_i = 150$ nm. En la figura también se indican las simetrías en el plano de los modos obtenidos. Se puede ver como se obtienen modos con distintas simetrías en la dirección vertical y en el plano, los cuales se solapan entre ellos. Sin embargo, al estar accediendo a esta estructura mediante la guía monomodo de CdTe diseñada al principio, únicamente se excitarán los **modos con simetría vertical quasi-par** (color rojo) y **con simetría par en el plano** (línea continua). Esto se pudo comprobar en el proceso de caracterización de las guías en cristal fotónico de agujeros descrito en el apartado 2.4.1.3. Por tanto, estos serán los únicos modos que se deberán tener en cuenta a la hora de hacer los cálculos, tal y como se muestra en el nuevo diagrama de bandas representado en la figura 4.18.(b). Además, se puede ver como los dos primeros modos presentan pendientes positiva y negativa respectivamente en el borde de la zona de Brillouin, por lo que se podrán llevar a cabo mecanismos de compensación de la dispersión si fuera necesario.

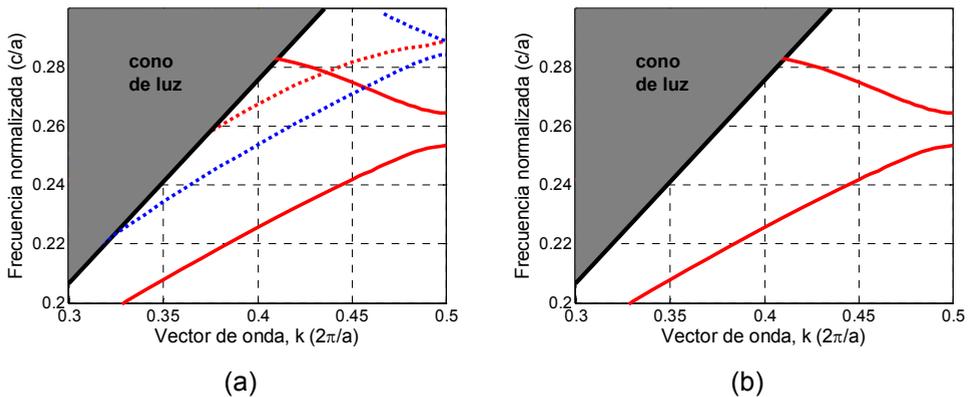


Figura 4.18. (a) Diagrama de bandas para una guía corrugada de periodo $a = 450$ nm y dimensiones de los elementos transversales $w_i = 150$ nm y $w_e = 2$ μm . El color de la línea indica la simetría del modo en la dirección vertical (rojo – quasi-par / azul – quasi-impar), mientras que el tipo de línea indica la simetría del modo en el plano (línea continua – par / línea punteada – impar). (b) Diagrama de bandas únicamente para los modos con simetría quasi-par en la dirección vertical y par en el plano.

Para reducir la cantidad de cálculos a realizar se ha fijado el valor de la anchura de los elementos transversales a $w_i = 150$ nm, ya que en la anterior figura se vio que los modos obtenidos eran válidos. De esta forma, únicamente se hará un barrido para el periodo a necesario para centrar el borde de las dos bandas guiadas mostradas en la figura 4.18.(b) alrededor de 1550 nm. Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente figura:

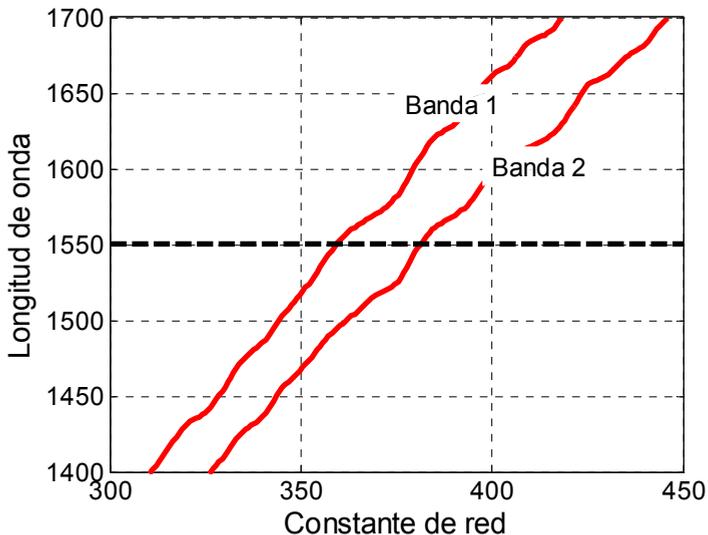


Figura 4.19. Longitud de onda del borde de las dos bandas guiadas de la guía corrugada de CdTe con las simetrías deseadas (quasi-par en vertical y par en el plano) en función de la constante de red de la estructura. Las dimensiones de los elementos transversales son $w_i = 150$ nm y $w_e = 2$ μ m. Con línea negra discontinua se representa la longitud de onda $\lambda = 1550$ nm.

A partir de la gráfica 4.19 se puede ver que las constantes de red necesarias para centrar los bordes de la primera y la segunda banda en 1550 nm serán $a = 359.2$ nm y $a = 381.2$ nm respectivamente. En la figura 4.20 se muestran los diagramas de bandas de ambas configuraciones. Se puede ver como al reducir la constante de red de la estructura respecto al caso mostrado en la figura 4.18, ahora la parte ascendente de la segunda banda queda por debajo del cono de luz y está muy cerca de solaparse con las frecuencias de trabajo en el borde de las bandas guiadas. Sin embargo, en ninguno de los dos casos mostrados en las figuras 4.20.(a) y 4.20.(b) llega a producirse ese solapamiento con los bordes de la primera y de la segunda banda respectivamente, aunque en el caso mostrado en la figura 4.20.(a) está a punto de producirse. Si se diera este solapamiento entre el tramo ascendente de la segunda banda y los bordes de ambas bandas guiadas, se produciría la excitación de dos modos en el interior de la guía, con lo que la eficiencia de acoplo de energía a nuestro modo de interés (el situado en el borde de la banda) sería inferior.

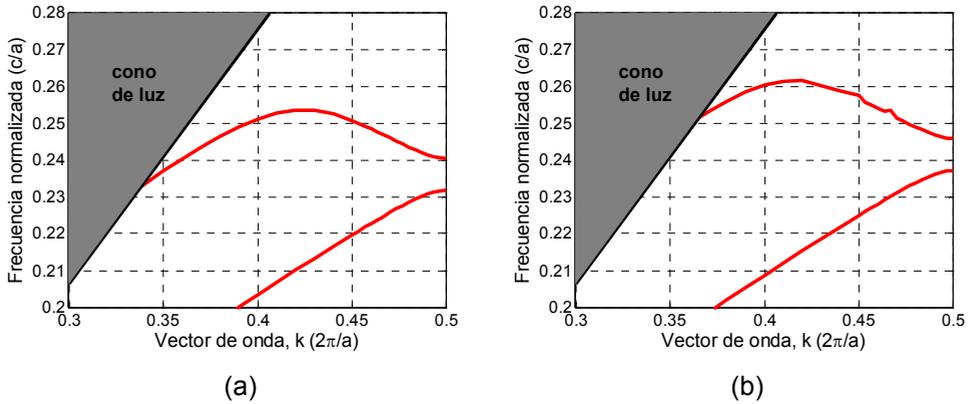


Figura 4.20. Diagramas de bandas para dos configuraciones de guía corrugada que proporcionan (a) el borde de la primera banda centrado en 1550 nm ($a = 359.2$ nm, $w_i = 150$ nm, $w_e = 2$ μm) y (b) el borde de la segunda banda centrado en 1550 nm ($a = 381.2$ nm, $w_i = 150$ nm, $w_e = 2$ μm), para los modos con simetría quasi-par en la dirección vertical y par en el plano.

En la tabla 4.3 se muestran las características de los modos seleccionados cuando se elige una longitud de onda de trabajo para tener $v_g = 0.07c$.

a (nm)	w_i (nm)	banda	v_g	BW_{max} (nm)	D (ps/(mm·nm))	$V_{NL,n}$ (μm ²)	$V_{eff,n}$ (μm ²)	% energía, α
359.2	150	1	>0	0.76	-29.67	0.4044	0.4703	89.14
381.2	150	2	<0	0.75	30.14	0.3922	0.2903	91.63

Tabla 4.3. Propiedades de los modos con simetría vertical quasi-par y simetría par en el plano seleccionados para la guía corrugada de CdTe.

Sin embargo, sería deseable evitar el caso mostrado en la figura 4.20.(a), donde la parte ascendente de la segunda banda guiada está muy cerca de solaparse con el borde de la primera banda. Si esto ocurriera, la estructura dejaría de ser monomodo en ese rango de frecuencias y no se trabajaría de forma adecuada, tal y como se ha comentado anteriormente. Para evitar esta situación, lo que se deberá hacer es desplazar hacia frecuencias superiores el diagrama de bandas de la estructura, de forma que la parte ascendente de la segunda banda quedara por encima del cono de luz, tal y como pasaba en el diagrama de banda de ejemplo que se mostró en la figura 4.18 ($a = 450$ nm, $w_i = 150$ nm, $w_e = 2$ μm). Esto se podrá conseguir reduciendo la cantidad de dieléctrico en la estructura, para lo que habrá que reducir la anchura w_i de las corrugaciones. En concreto, se tomará un valor de anchura de las corrugaciones de $w_i = 100$ nm, el valor mínimo

dato por las restricciones de tamaño fijadas al principio del estudio. Se ha obtenido que para centrar las dos primeras bandas alrededor de 1550 nm se deberán tomar unas constantes de red de $a = 371.7$ nm (1ª banda) y $a = 390.1$ nm (2ª banda). Los diagramas de bandas correspondientes a estas configuraciones se muestran en la figura 4.21, donde se puede ver como la reducción de la anchura de las corrugaciones ha permitido desplazar la parte ascendente de la segunda banda por encima del cono de luz de la sílice, evitando así la posibilidad de un comportamiento multimodo que existía anteriormente.

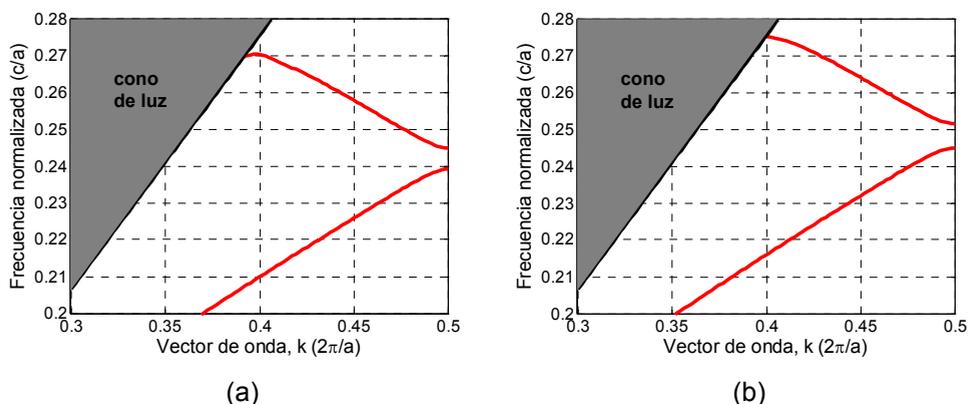


Figura 4.21. Diagramas de bandas de la guía corrugada para estructuras en las que se ha reducido la anchura de los elementos transversales a $w_i = 100$ nm. La figura (a) muestra en caso en el que el borde de la primera banda está centrado en 1550 nm ($a = 371.7$ nm, $w_i = 100$ nm, $w_e = 2$ μ m), mientras que la figura (b) muestra en caso en el que el borde de la segunda banda está centrado en 1550 nm ($a = 390.1$ nm, $w_i = 100$ nm, $w_e = 2$ μ m).

Se han calculado de nuevo las características de los nuevos modos guiados cuando se elige una longitud de onda de trabajo para tener $v_g = 0.07c$, las cuales se muestran en la siguiente tabla:

a (nm)	w_i (nm)	banda	v_g	BW_{max} (nm)	D (ps/(mm·nm))	$V_{NL,\eta}$ (μm^2)	$V_{eff,\eta}$ (μm^2)	% energía, α
371.7	100	1	>0	0.94	-48.9	0.329	0.3772	88.87
390.1	100	2	<0	1.04	42.89	0.3226	0.3063	92.65

Tabla 4.4. Propiedades de los modos con simetría vertical quasi-par y simetría par en el plano seleccionados para la guía corrugada de CdTe.

Se puede ver como los parámetros mostrados en la tabla 4.4 para el caso en el que la anchura de las corrugaciones es $w_i = 100$ nm son muy similares a los presentados anteriormente en la tabla 4.3 para el caso de las corrugaciones de anchura $w_i = 150$ nm.

En los parámetros mostrados en ambas tablas se puede ver como los dos modos guiados obtenidos tienen un **ancho de banda superior a 0.8 nm**, por lo que se podrán transmitir señales con una tasa binaria hasta 40 Gbps sin que se produzca filtrado del espectro. Por otro lado, **los parámetros de dispersión obtenidos no son tan bajos como los que se obtenían para el caso de la configuración de agujeros ($|D| \sim 30-45$ ps/(mm·nm))**. Sin embargo, los valores absolutos obtenidos para ambas configuraciones son muy similares, por lo que será **sencillo implementar mecanismos para la compensación de la dispersión** utilizando dos secciones de aproximadamente la misma longitud y con signo de la dispersión contrario.

Pero la mayor ventaja de esta configuración es la **alta concentración de campo electromagnético que se tiene en la región no lineal de la estructura**. Se puede ver como la **concentración es superior al 90%** para ambos modos, lo que proporciona **valores extremadamente bajos del parámetros de volumen efectivo normalizado ($V_{eff,n} \sim 0.3-0.45 \mu\text{m}^2$)**. Estos valores son muy cercanos al área efectiva de la propia guía monomodo de acceso de CdTe diseñada, para la cual se obtiene un valor de $0.27 \mu\text{m}^2$. Por tanto, se producirá una gran mejora de los efectos no lineales en la estructura, lo que será la principal ventaja de esta estructura. Ahora, a diferencia de lo que ocurría para la estructura de agujeros donde el volumen de material no lineal era muy reducido al haber introducido los agujeros de aire en la guía, el volumen de material no lineal es bastante alto, por lo que los bajos valores de $V_{eff,n}$ son realmente debidos a la alta concentración del campo electromagnético en esa región no lineal (comprobar en la tabla como ahora los valores de $V_{NL,n}$ y $V_{eff,n}$ son del mismo orden de magnitud y prácticamente iguales), tal y como se puede comprobar en la distribución de campo mostrada en la figura 4.22.

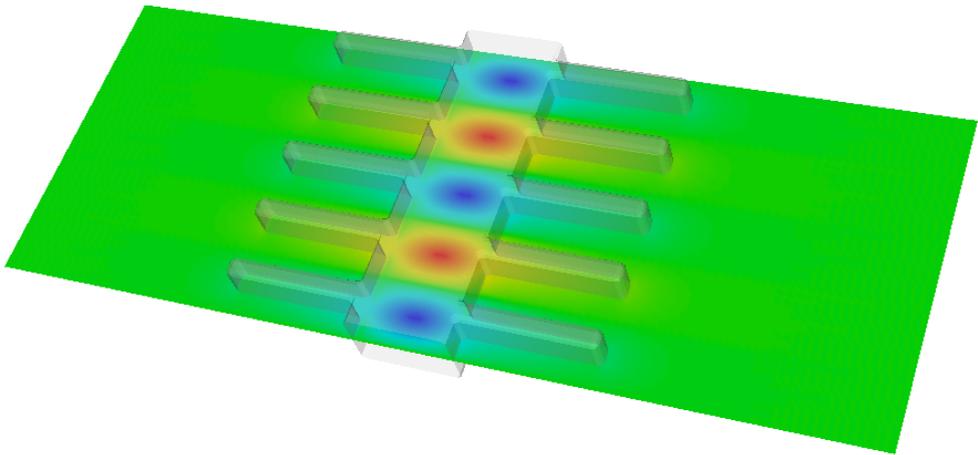


Figura 4.22. Distribución de campo eléctrico (componente E_y) para el plano central de la guía corrugada con dimensiones $a = 371.7$ nm, $w_i = 100$ nm y $w_e = 2$ μ m. Se puede ver como el campo electromagnético está enormemente concentrado en la región de material no lineal que forma el núcleo central de la guía.

Acoplo a la guía corrugada de CdTe

También se ha analizado el tema del acoplo para este tipo de estructura mediante simulaciones 2D-FDTD. Al igual que se hizo para el caso de la estructura de agujeros, se ha tenido en cuenta el confinamiento del campo en la dirección vertical tomando el índice efectivo del CdTe para cada uno de los modos guiados seleccionados. Las configuraciones seleccionadas para estudiar el acoplo han sido las que tenían una anchura de los elementos transversales de $w_i = 150$ nm.

En primer lugar se ha estudiado el acoplo a la primera banda guiada cuando se hace uso de la estructura con parámetros $a = 359.2$ nm y $w_i = 150$ nm, y una longitud de la estructura de $N = 50$ elementos transversales. El valor del índice efectivo del CdTe para este modo guiado es $n_{eff,CdTe} = 2.367$. En la figura 4.23 se muestra el espectro de transmisión cuando se accede a la estructura periódica directamente mediante la guía monomodo de CdTe diseñada al principio. Se puede ver como las eficiencias de transmisión tras realizar los acoplos de entrada y de salida a la guía corrugada directamente conectando la guía monomodo de acceso es de alrededor del 75% (unos 0.6 dB de pérdidas de acoplo en cada acceso), un valor ya bastante alto. Además, el rizado debido a la cavidad Fabry-Perot formada es mucho menor que para el caso de la guía de agujeros vista anteriormente.

Se ha introducido un simple taper lineal de 5 elementos para conectar la guía de acceso con la guía corrugada (ver el esquema del recuadro interior de la

figura 4.23), de forma que se consiga mejorar la eficiencia de acoplo. Se puede ver como ahora se obtienen eficiencias de acoplo cercanas al 100% en la zona más central de la banda, habiéndose mejorado también significativamente el acoplo para las longitudes de onda próximas al borde de la banda.

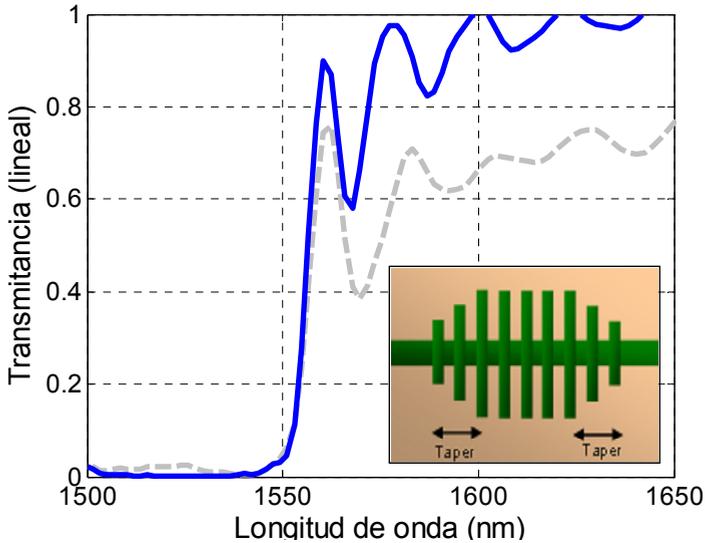


Figura 4.23. Espectro de transmisión de la primera banda de la guía corrugada de CdTe para la configuración con parámetros $a = 359.2$ nm, $w_i = 150$ nm (se tiene el borde de la primera banda alrededor de 1550 nm). Con línea gris discontinua se representa la eficiencia de acoplo cuando se accede a la guía corrugada directamente mediante las guías monomodo de CdTe. La línea azul continua representa la eficiencia de acoplo cuando la conexión entre la guía corrugada y la guía monomodo se realiza mediante un taper lineal de 5 elementos (ver el recuadro interior).

A continuación se ha estudiado el acoplo a la segunda banda guiada cuando se hace uso de la estructura con parámetros $a = 381.2$ nm y $w_i = 150$ nm, y una longitud de la estructura de $N = 50$ elementos transversales. El valor del índice efectivo del CdTe para este modo guiado es $n_{eff,CdTe} = 2.353$. Los espectros de transmisión cuando se realiza el acceso a esta estructura con y sin taper lineal se muestran en la figura 4.24. Ahora la eficiencia de acoplo es algo menor cuando el acoplo se realiza directamente desde la guía monomodo de CdTe, un 65% (unos 0.9 dB de pérdidas de acoplo en cada acceso). Además, las resonancias Fabry-Perot que se aprecian en el espectro son mucho mayores que cuando se realizaba el acoplo directo para la primera banda.

Cuando se introduce el mismo taper lineal que se utilizó para el caso de la primera banda (taper de 5 elementos), la eficiencia de acoplo aumenta hasta el 85% en la zona central de la banda (unos 0.35 dB de pérdidas de acoplo en cada

acceso) y las resonancias Fabry-Perot también se reducen bastante, aunque no llegan a desaparecer.

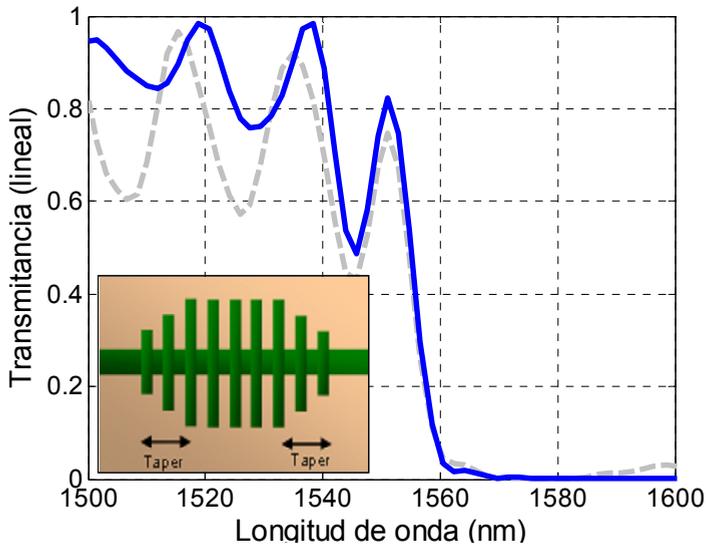


Figura 4.24. Espectro de transmisión de la segunda banda de la guía corrugada de CdTe para la configuración con parámetros $a = 381.2$ nm, $w_i = 150$ nm (se tiene el borde de la segunda banda alrededor de 1550 nm). Con línea gris discontinua se representa el caso en el que se realiza acoplamiento directo y con línea azul continua se representa el caso en el que se hace uso de un taper lineal de 5 elementos para mejorar el acoplamiento.

Podrían obtenerse eficiencias de acoplamiento superiores a las mostradas anteriormente si se hiciera uso de tapers más complejos, tal y como se propone en [Pov05]. Por ejemplo, si en lugar de hacer uso de un simple taper lineal se utilizara un taper en el que la longitud de las corrugaciones w_e viniera dada por un polinomio de orden n correctamente diseñado, se podría conseguir un acoplamiento prácticamente perfecto entre ambas estructuras.

El tema del acoplamiento es otra de las grandes ventajas de la guía corrugada frente a las otras estructuras analizadas. Por ejemplo, para el caso de la estructura periódica de agujeros, la implementación física (su fabricación) de las estructuras de acoplamiento diseñadas era muy complicada debido a los pequeños tamaños de los elementos que las componían (i.e., agujeros de radio muy pequeño, poca distancia entre los agujeros y el borde de la guía,...). Sin embargo, en el caso de la guía corrugada el taper será muy sencillo de fabricar, ya que simplemente habrá que reducir la longitud de los elementos transversales que componen la estructura, lo que no será complicado y siempre se cumplirán los requerimientos de fabricación fijados.

Como conclusión general para la guía corrugada de CdTe se puede decir que esta estructura será **la mejor alternativa para la creación de estructuras de onda lenta para la mejora de los efectos no lineales de los materiales**. La guía corrugada proporciona concentraciones muy elevadas del campo electromagnético en la región no lineal de la estructura, lo que se traduce en bajos valores del parámetro de volumen efectivo $V_{eff,n}$. Además el acoplo con las guías monomodo de acceso es muy eficiente si se hace uso de tapers sencillos para conectar ambas estructuras, lo que permitirá reducir los requisitos de potencia de entrada necesaria para inducir el desfase no lineal deseado.

En cuanto a las propiedades de propagación de los modos guiados, el ancho de banda disponible es suficiente para trabajar con señales de tasas binarias hasta 40 Gbps. Además, aunque los valores de dispersión no son demasiado reducidos, el signo del parámetro D es diferente para la primera y la segunda banda y su valor absoluto es prácticamente el mismo, lo que permite implementar fácilmente técnicas de compensación para reducir el efecto de la dispersión acumulada.

4.2.3.6. Conclusiones de las estructuras periódicas 1D analizadas

A lo largo de los apartados anteriores se han evaluado las prestaciones de diferentes estructuras periódicas 1D para la mejora de los efectos no lineales de los materiales, en concreto, para estructuras basadas en CdTe. Algunas de las estructuras estudiadas han sido descartadas directamente debido a sus malas propiedades para la transmisión. La configuración basada en filas de columnas periódicas de CdTe proporcionaban modos guiados que se encontraban muy cerca e incluso encima del cono de luz de sustrato de sílice, lo que hará que los modos no se encuentren perfectamente confinados en el núcleo de CdTe y puedan radiar energía hacia el sustrato. En cuanto a la estructura formada por la guía monomodo de CdTe a la que se añaden filas adyacentes de columnas, se vio como el campo se encuentra extremadamente confinado en la guía central, con lo que la influencia de las columnas periódicas sobre la estructura total es prácticamente despreciable. Se pudo ver como únicamente se producía una ligera separación de los modos en el pliegue de las bandas en el borde de la zona de Brillouin, de forma que los modos obtenidos tenían anchos de banda muy reducidos y parámetros de dispersión extremadamente elevados, lo que no los hacía aptos para su aplicación para la mejora de efectos no lineales.

Para la estructura de agujeros de aire en la guía monomodo de CdTe se obtenían muy buenos resultados en lo que se refiere a ancho de banda disponible, parámetro de dispersión D y volumen efectivo, principalmente para los modos con simetría vertical quasi-par. Sin embargo, los bajos valores obtenidos para el parámetro de volumen efectivo eran debidos al bajo porcentaje de material no lineal presente en la estructura al introducir los agujeros de aire, algo que no es

deseable (es deseable tener grandes volúmenes de material no lineal en la estructura, en los que se induzca el desfase no lineal). La eficiencia de acoplo entre la guía monomodo de acceso y la estructura de agujeros podía ser mejorada haciendo uso de transiciones adiabáticas, mediante las cuales también se conseguía reducir la amplitud de las resonancias Fabry-Perot del espectro de transmisión. Sin embargo, se vio como la fabricación de estas transiciones es bastante complicada debido a que se requiere de elementos muy pequeños en la estructura (agujeros de radio muy pequeño y poca distancia entre los agujeros y las paredes de la guía).

Por último, **la guía corrugada de CdTe estudiada parece ser la mejor opción para la mejora de los efectos no lineales del material**. Aunque los anchos de banda y los parámetros de dispersión obtenidos no son tan buenos como para el caso de la estructura de agujeros, sí que son suficientes para transmitir correctamente señales con altas tasas binarias (hasta 40 Gbps). Además, la dispersión acumulada en este tipo de estructuras podrá ser fácilmente compensada combinando una segunda sección de guía corrugada con dispersión de signo contrario, ya que se dispone de dispersión de ambos signos cuando se trabaja con la primera y la segunda banda guiada. Pero las principales características de esta estructura son: 1) la alta concentración del campo electromagnético en la región no lineal de CdTe, lo que proporciona valores muy reducidos de volumen efectivo, y 2) la gran eficiencia del acoplo con las guías de acceso, la cual puede ser tremendamente mejorada mediante el uso de tapers sencillos, los cuales podrán ser fabricados sin problemas debido a su simplicidad. Por tanto, la energía será utilizada de una forma tremendamente eficiente en esta configuración, disminuyendo los requerimientos totales de potencia y de longitud para inducir un determinado incremento de fase no lineal.

4.2.4. Ejemplo de aplicación de la mejora no lineal para la realización de dispositivos de procesado todo-óptico

En la figura 4.25 se muestra un ejemplo de una estructura para la realización de procesado de señal todo-óptico en la que se hace uso de elementos de onda lenta para mejorar la eficiencia de los efectos no lineales del material. El dispositivo mostrado es una **puerta lógica XOR todo-óptica basada en un interferómetro Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder Interferometer, MZI*)**, donde se incluyen dos elementos de onda lenta en los brazos del interferómetro para mejorar la eficiencia de la no linealidad. Todos elementos de guiado de la estructura estarán formados por material no lineal. La señal de control será una señal continua (no pulsada), de forma que cuando se tenga señal de datos en una de las dos entradas correspondientes, se inducirá una variación de fase no lineal sobre la señal de control en ese brazo del MZI debido a la modulación de fase cruzada XPM. Esta variación de fase se incrementará debido a la presencia de la estructura de onda lenta, la cual reduce la velocidad de grupo de la señal e

incrementa la amplitud de campo electromagnético en esa zona, con lo que se requerirá de secciones más cortas para inducir el desfase deseado.

Como se comentó al principio del apartado 4.2, ésta es la estructura propuesta en el proyecto IST-PHOLOGIC para la demostración práctica de una puerta lógica todo-óptica de tamaño reducido y bajo consumo, en materiales compatibles con la tecnología CMOS.

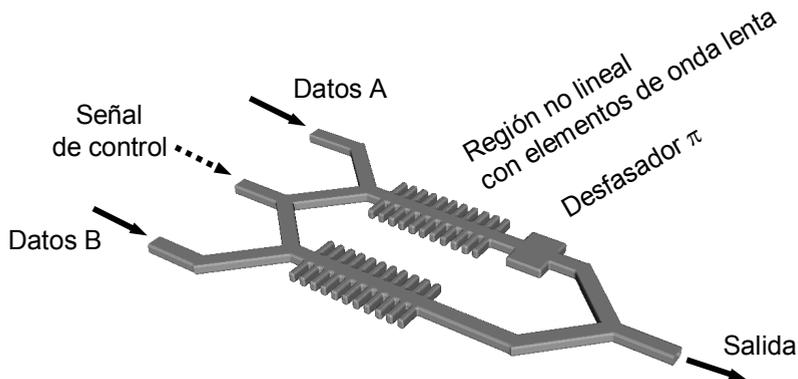


Figura 4.25. Esquema de una puerta lógica XOR todo-óptica basada en un interferómetro Mach-Zehnder.

A continuación se describirá de forma breve el funcionamiento de la puerta lógica XOR propuesta dependiendo de las señales que se tengan a la entrada. Como ya se comentó anteriormente, la señal de control será una señal no pulsada, de forma que tras ser dividida, siempre estará presente en ambos brazos del MZI. Se podrán distinguir 3 casos fundamentales de funcionamiento dependiendo del valor de las señales de datos A y B:

1. **No hay presencia de señal en ambas entradas de datos, lo que equivale a que en ambas entradas se tiene un 0 binario:** en este caso únicamente se tiene la señal de control con igual intensidad en ambos brazos del MZI tras realizar la división. Al no haber señal de datos, no se inducirá un desfase no lineal adicional sobre la señal de control propagada en los brazos del MZI, de forma que únicamente se acumulará el desfase lineal inducido por la propia propagación, el cual será el mismo en ambos brazos, ya que son idénticos. De esta forma, al combinarse ambas señales (que son iguales) a la salida del MZI se tendrá una señal con la misma amplitud que la señal de control de entrada (en el caso ideal de que no se produjeran pérdidas). Sin embargo, cuando en una puerta lógica XOR se tienen 2 entradas de datos con el mismo valor (como es este caso, donde ambos bits de entrada son 0), la salida deberá ser 0 (la salida es únicamente 1 cuando las entradas son diferentes), mientras que

en el caso descrito se está obteniendo un 1. Es por esto que en uno de los brazos del MZI se añadirá una estructura que introduzca un desfase adicional de π sobre la señal propagada en ese brazo (en la figura 4.25 se representa de forma esquemática este elemento, que podría ser implementado simplemente haciendo un brazo más largo que otro para que se induzca este desfase adicional). De esta forma, cuando se tenga un 0 binario en ambas entradas, la señal propagada a través del brazo con el desfasador acumulará un desfase adicional de π respecto al otro brazo, por lo que se combinará destructivamente con la otra señal y se tendrá una señal nula a la salida del MZI, lo que corresponderá a un 0 binario.

2. **Hay presencia de señal en ambas entradas de datos, lo que equivale a que en ambas entradas se tiene un 1 binario:** este caso es similar al anterior. Ahora además del desfase lineal acumulado por la propagación en los brazos del MZI, sí que se inducirá sobre la señal de control un desfase no lineal adicional debido a la presencia de la señal de datos (que será la que provocará la variación del índice del material no lineal de la estructura). Pero al ser el MZI simétrico, el desfase no lineal inducido en ambos brazos será también el mismo, con lo que se tendrá la misma situación que para el caso de tener dos 0s a la entrada: la diferencia entre las fases acumuladas por la señal de control en ambos brazos es de π (debido a la presencia del desfasador), por lo que la salida será nula, teniéndose un 0 binario.
3. **Solo hay presencia de señal en una de las entradas de datos, lo que equivale a una situación en que una entrada es un 0 binario y la otra un 1 binario:** en este caso el desfase no lineal inducido sobre la señal de control será diferente en cada uno de los brazos del MZI, siendo este desfase inducido mayor en el brazo en el que sí se tenga señal de datos. Al ocurrir esto, las señales en ambos brazos ya no llegarán en oposición de fase al final del MZI, con lo que la salida no será nula y tendrá un determinado valor que corresponderá a un 1 binario. En el caso ideal, el desfase no lineal adicional acumulado debería ser π , de forma que la interacción de la señal de ambos brazos será totalmente constructiva y se tendrá una amplitud de salida máxima.

Se han llevado a cabo demostraciones experimentales de este tipo de puerta lógica XOR para la realización de funciones de correlación óptica haciendo uso de elementos ópticos discretos y de amplificadores ópticos de semiconductor (*Semiconductor Optical Amplifier*, SOA) como elementos no lineales [Mar06]. Sin embargo, este tipo de montajes tienen el problema de sus grandes tamaños, pudiendo llegar a ocupar áreas superiores a 1 m^2 . Este problema del tamaño es el que se espera solucionar mediante el trabajo realizado en el proyecto PHOLOGIC, de forma que se puedan desarrollar este tipo de dispositivos lógicos fotónicos haciendo uso de estructuras de onda lenta y de materiales no lineales compatibles con fabricación CMOS.

Además de las estructuras periódicas 1D que se han estudiado en esta tesis, otros trabajos proponen la utilización de otros tipos de elementos para la mejora de la eficiencia de los procesos no lineales de los materiales. Uno de ellos son los anillos resonantes [Hee99, Che04], los cuales presentan una serie de desventajas cuando se los compara con las estructuras periódicas 1D:

- la mejora no lineal únicamente se consigue para la longitud de onda de resonancia del anillo, cuyo ancho de banda es muy reducido. Esto es un problema, ya que por un lado se dispone de muy poco ancho de banda para las señales que se desean transmitir, y por otro, la posición de esta resonancia es muy sensible a cualquier desviación que se produzca en el proceso de fabricación, por lo que será difícil determinar exactamente su posición real,
- la puerta XOR basada en el interferómetro MZI será mucho más ancha que cuando se hace uso de las estructuras periódicas 1D aquí propuestas. Generalmente, para el caso de anillos realizados en materiales de alto índice se requerirán radios de trabajo de entre 5 μm y 10 μm . Esto proporcionaría una anchura del brazo del MZI de unos 10-20 μm , lo que es mucho mayor a los 2 μm de anchura de la guía corrugada propuesta. Por tanto, haciendo uso de anillos para la mejora de la no linealidad, la capacidad de integración de la estructura se vería reducida significativamente.

4.3. Estudio del incremento de las pérdidas de propagación en estructuras de onda lenta

4.3.1. Introducción

A lo largo del estudio realizado en el apartado 4.2 se ha visto como una reducción en la velocidad de grupo puede proporcionar efectos beneficiosos como la mejora de la eficiencia de los efectos no lineales de los materiales. Esta mejora era debida a la mayor interacción entre el campo electromagnético del modo guiado y el material no lineal de la estructura, lo que permitía tener estructuras más cortas y con menores consumos de potencia para inducir un determinado cambio de fase no lineal. Sin embargo, también se comentó el hecho de que esta reducción en la velocidad de grupo del modo no solo mejorará la eficiencia de los efectos no lineales del material, sino que también aumentará el efecto de cualquier otro fenómeno físico que se de en la estructura, incluyendo los negativos: absorción, pérdidas por rugosidad, calentamiento del material,...

En este apartado de la tesis nos centraremos en estudiar de forma teórica cómo influye esta reducción en la velocidad de grupo de la señal sobre las pérdidas de propagación debidas a rugosidad e imperfecciones de la estructura [Khu07]. Pese a que los procesos de fabricación de dispositivos nanofotónicos integrados han experimentado un enorme desarrollo en los últimos años, existe una limitación en la rugosidad mínima que se puede conseguir. Los procesos de deposición de resinas, exposición, ataque, etc. utilizados tienen una determinada resolución, lo que provoca la aparición de defectos en las estructuras fabricadas, principalmente de rugosidad en las paredes. La figura 4.26 muestra un ejemplo de una guía fabricada en nitruro de Silicio cuyas paredes presentan una determinada rugosidad. La evolución en todos estos procesos hace que esta rugosidad sea cada día menor, aunque es difícil conseguir eliminarla totalmente.

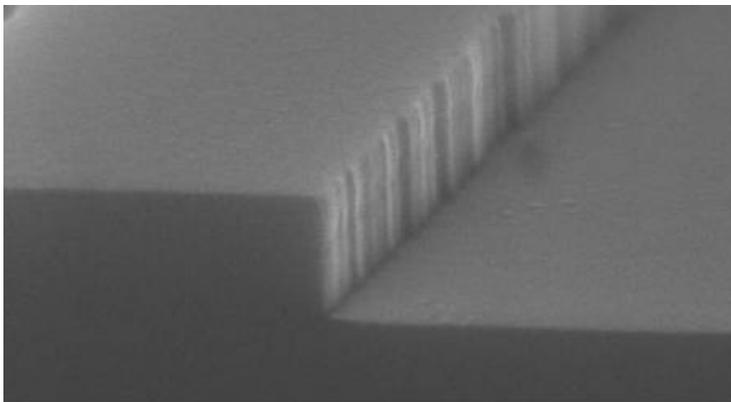


Figura 4.26. Imagen SEM de una guía de nitruro de Silicio. Se puede apreciar como aparece una determinada rugosidad en las paredes laterales, la cual provocará pérdidas por radiación.

Esta rugosidad es la principal responsable de las pérdidas de propagación de las estructuras fotónicas fabricadas. Estos defectos actuarán como radiadores, de forma que emitirán hacia el medio exterior parte de la energía transportada por la guía, dando lugar a las pérdidas de transmisión. Cuanto mayor sea la rugosidad obtenida en el proceso de fabricación (mayor tamaño y mayor cantidad de defectos), mayores serán las pérdidas de propagación totales de la estructura.

Para el caso de la mejora en la eficiencia de los efectos no lineales de un material, se vio que la relación que describe esta mejora es inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad de grupo, $(1/v_g)^2$ [Sol02]. Sin embargo, esta relación con la velocidad de grupo no está tan clara para el caso del aumento de las pérdidas de propagación por rugosidad. Algunos autores han indicado que las pérdidas de propagación tienen una relación proporcional a $(1/v_g)$ para el caso de guías de cristal fotónico [Kur05]. Sin embargo, estudios más recientes

concluyen que esta relación no es tan simple y que las pérdidas se escalan aproximadamente por un factor $(1/v_g)^2$ [Huh05] cuando se trabaja cerca del borde de la banda guiada de una guía de cristal fotónico. E incluso otros estudios más recientes indican que estas pérdidas son proporcionales a $(1/v_g)^{1/2}$ [Ofa07].

Como se puede ver, no es fácil determinar la relación exacta que determina el incremento de las pérdidas debido a la reducción en la velocidad de grupo. Además, éstas son relaciones muy generales obtenidas para la propagación a través de cualquier tipo de estructura periódica con rugosidad, por lo que no nos permitirán determinar si una estructura es más o menos tolerante a este escalado de las pérdidas con la velocidad de grupo (ya sea $(1/v_g)$, $(1/v_g)^2$, $(1/v_g)^{1/2}$, o cualquier otra posible relación más extraña como por ejemplo $(1/v_g)^{2 \cdot \ln(v_g) + \pi}$). En la figura 4.27 se muestra un ejemplo para 3 hipotéticas estructuras en las que las pérdidas se escalan con $(1/v_g)^2$, pero en las que las características propias de cada estructura hacen que esta relación de las pérdidas esté multiplicada por un factor diferente. En este caso concreto se han tomado unos valores de este factor de 0.1, 1, y 10. A partir de esta figura se podrá deducir claramente que será deseable trabajar con aquella estructura que presente un factor de multiplicación lo más bajo posible (en el caso representado, sería el factor 0.1), ya que en ese caso no se producirá un aumento significativo de las pérdidas hasta que no se tengan valores de velocidad de grupo muy bajos. Esta diferencia en el escalado de las pérdidas para cada estructura es debida principalmente a la forma en la que el campo electromagnético se encuentra distribuido en la estructura, lo que hará que sea más o menos sensible a la rugosidad de las paredes y a las imperfecciones.

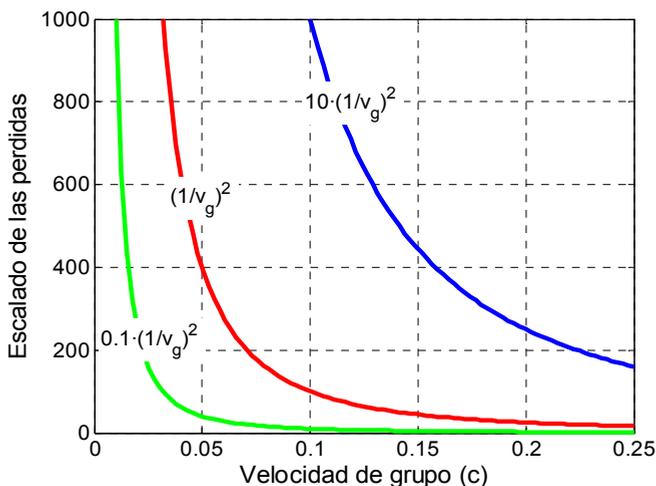


Figura 4.27. Ejemplo del escalado de las pérdidas según el factor $(1/v_g)^2$. En la figura se representan 3 hipotéticos casos en los que las pérdidas se escalan según este factor, pero en cada uno de ellos esta relación está multiplicada por una constante determinada por el comportamiento concreto de esa estructura: 0.1 (verde), 1 (rojo) y 10 (azul).

El trabajo realizado en este apartado ha consistido en calcular de forma numérica las pérdidas de propagación en función de la velocidad de grupo para distintas estructuras periódicas 1D (algunas de ellas ya se utilizaron en el apartado 4.2 para el caso de la mejora de no linealidades) cuando se introducen de forma artificial perturbaciones del dieléctrico en ellas. De esta forma, se podrá determinar **qué estructura es mejor desde el punto de vista de las pérdidas para trabajar en las regiones de onda lenta de la banda guiada**. También se utilizarán los cálculos realizados para determinar qué estructura es más tolerante a un aumento de las imperfecciones de fabricación.

4.3.2. Método de cálculo de las pérdidas de propagación a partir del tensor de Green

El método de cálculo utilizado para obtener las pérdidas por rugosidad está basado en el tensor de Green de cada estructura [Kur05, Hug05]. En electromagnetismo, generalmente se hace uso de la función de Green para la resolución de problemas complejos. Lo que indica la función de Green es la distribución de campo que se obtiene en una determinada distribución dieléctrica cuando se tiene un dipolo (una fuente puntual) en una determinada posición del espacio \mathbf{r}' . Para obtenerla habrá que calcular la solución de la ecuación de onda cuando ésta se iguala a una delta, correspondiente a la fuente puntual situada en esa posición espacial:

$$\nabla^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}) = -\delta(\mathbf{r}') . \quad (4.14)$$

Sin embargo, la función de Green únicamente proporciona la solución de la ecuación de onda cuando se tiene un dipolo con una determinada orientación, o lo que es lo mismo, únicamente proporciona el campo en el espacio para una fuente puntual con una única polarización.

La generalización de la función de Green cuando se considera que en la posición \mathbf{r}' se tienen 3 dipolos ortogonales, lo que nos dará la solución de campo en el espacio para las 3 polarizaciones, es lo que se conoce como el **tensor de Green**.

$$\nabla^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}) = -\left(\delta_x(\mathbf{r}') \cdot \hat{x} + \delta_y(\mathbf{r}') \cdot \hat{y} + \delta_z(\mathbf{r}') \cdot \hat{z}\right) . \quad (4.15)$$

Lo que se hará en el método numérico utilizado para calcular las pérdidas es **considerar que se tiene un dipolo puntual en cada una de las posiciones en las que haya una perturbación del dieléctrico** (i.e., rugosidad, imperfecciones, defectos,...), de forma que se utilizará el tensor de Green para obtener el campo radiado por ese defecto hacia modos no guiados, lo que será el origen de las pérdidas.

Este método será válido para cualquier estructura que sea periódica a lo largo de la dirección de propagación, como es el caso de las guías en cristal fotónico o de las estructuras periódicas 1D previamente estudiadas. **Para realizar el cálculo tanto de las pérdidas de propagación como del tensor de Green de las estructuras únicamente habrá que utilizar algunas de las propiedades del modo guiado seleccionado, en concreto, su frecuencia, su velocidad de grupo, su vector de onda y su distribución del campo eléctrico en la estructura.**

A la hora de hacer los cálculos se partirá de una determinada guía que sea periódica a lo largo de la dirección de propagación y cuya distribución dieléctrica vendrá dada por $\varepsilon_I(\mathbf{r})$. La letra “I” será utilizada para indicar que ese parámetro corresponde al caso de la estructura dieléctrica ideal (no tiene ningún defecto ni imperfección). Para esta estructura se calculará el diagrama de bandas mediante MPB, a partir del cual se obtendrá para cada vector de onda k del modo guiado seleccionado, la frecuencia ω y la velocidad de grupo v_g . A partir de los cálculos con MPB también se obtendrá la distribución vectorial de campo eléctrico para el vector de onda seleccionado, \mathbf{E}_k . Con estos parámetros, podrá obtenerse el tensor de Green de la estructura dieléctrica ideal para el vector de onda k seleccionado mediante la siguiente expresión [Hug05]:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{G}}_k^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = i \cdot \frac{0.5 \cdot a \cdot \omega}{|v_g|} \cdot \left[\mathbf{e}_k(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{e}_k^*(\mathbf{r}') \cdot e^{i \cdot k \cdot (x-x')} \cdot \Theta(x-x') + \right. \\ \left. + \mathbf{e}_k^*(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{e}_k(\mathbf{r}') \cdot e^{-i \cdot k \cdot (x-x')} \cdot \Theta(x'-x) \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

donde a es el periodo de la estructura, \otimes indica el producto vectorial, x es la posición espacial a lo largo de la dirección de propagación, $\Theta(x)$ es la función escalón en la dirección de propagación, y \mathbf{e}_k es el perfil del campo eléctrico dado por MPB según la siguiente expresión:

$$\mathbf{E}_k \propto \mathbf{e}_k \cdot e^{i \cdot k \cdot x}, \quad (4.17)$$

y sobre el que se ha llevado a cabo la siguiente normalización:

$$\int_{\text{celda básica}} |\mathbf{e}_k(\mathbf{r})|^2 \cdot \varepsilon(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = 1. \quad (4.18)$$

Comentar también la notación utilizada para el tensor de Green:

- el símbolo \leftrightarrow indica que el parámetro es un tensor,
- el subíndice k indica que el cálculo se realiza únicamente para el vector de onda k seleccionado,
- el superíndice I indica que el cálculo se realiza para la estructura ideal,
- el vector \mathbf{r}' indica la posición de los 3 dipolos ortogonales para la que se ha obtenido el tensor
- el vector \mathbf{r} indica todas las posiciones del espacio en las que se ha obtenido el campo generado por esos 3 dipolos ortogonales,
- ω indica la frecuencia para el vector de onda k del modo guiado seleccionado.

Por tanto, a partir del tensor de Green calculado en 4.16 se podrá conocer el campo generado por un dipolo (con las 3 polarizaciones) situado en cada posición en la que haya una irregularidad respecto a la distribución dieléctrica ideal. Si llamamos $\varepsilon_R(\mathbf{r})$ a la distribución dieléctrica que se tiene cuando se introducen defectos en la estructura ideal (el sufijo “R” indica que se está hablando de la estructura real con defectos), las posiciones en las que se tienen los defectos vendrán dadas por la diferencia entre ambas distribuciones dieléctricas:

$$\Delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_R(\mathbf{r}) - \varepsilon_I(\mathbf{r}), \quad (4.19)$$

A partir del tensor de Green calculado para la estructura ideal y de la posición en la que se encuentran los defectos, se podrán calcular las pérdidas totales de la estructura mediante la siguiente expresión [Hug05]:

$$\alpha_{total}(\omega) = \frac{a \cdot \omega}{|v_g|} \cdot \iint d\mathbf{r} \cdot d\mathbf{r}' \cdot \Delta\varepsilon(\mathbf{r}) \cdot \Delta\varepsilon(\mathbf{r}') \cdot \text{Im} \left\{ \mathbf{e}_k^*(\mathbf{r}) \cdot \tilde{\mathbf{G}}^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \cdot \mathbf{e}_k(\mathbf{r}') \cdot e^{ik(x-x')} \right\}. \quad (4.20)$$

Las expresiones del tensor de Green 4.16 y de las pérdidas 4.20 para cada una de las estructuras analizadas han sido evaluadas numéricamente utilizando Matlab.

Por tanto, el proceso a seguir para calcular teóricamente las pérdidas de propagación de una guía periódica es:

1. Se calcula en diagrama de bandas de la guía, y para el modo guiado elegido se obtendrá la frecuencia, la velocidad de grupo y el campo eléctrico del modo para cada uno de los vectores de onda seleccionados. Destacar que el campo eléctrico deberá ser calculado para un número grande de periodos de la estructura, ya que hay que considerar que se van a estudiar las pérdidas de propagación de la onda al viajar por la guía (no basta con coger un solo periodo de la estructura).
2. Se crearán de forma artificial defectos en la estructura periódica de trabajo. Se introducirán defectos en los bordes de la estructura (e.g., bordes de los agujeros, de las corrugaciones, de la guía central,...) introduciendo o quitando dieléctrico de forma aleatoria con una cierta probabilidad p . A mayor probabilidad p , mayor número de defectos introducidos, lo que provocará mayores pérdidas de propagación. La introducción de defectos en la estructura se ha hecho de esta forma porque se considera que ésta es la mejor manera para comparar correctamente estructuras de diferente naturaleza (por ejemplo, una guía de agujeros con una guía corrugada).
3. Como se ha comentado anteriormente, para calcular las pérdidas se considera que se tiene un dipolo (con las 3 polarizaciones) en las posiciones en las que haya un defecto. Estas posiciones vienen dadas por los puntos en los que $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ es distinto de cero. Según esto, únicamente se deberá calcular el integrando de 4.20 cuando $\Delta\epsilon(\mathbf{r}) \neq 0$. Por tanto, solo se calculará el tensor de Green indicado en el integrando para estos puntos en los que se tenga un defecto, evitando así el tener que calcular el tensor de Green para un dipolo situado en cualquier posición del espacio (solo calculamos los tensores de Green necesarios, con lo que se consigue un gran ahorro en el tiempo de cálculo). Para calcular el tensor de Green y las pérdidas generadas por ese dipolo se hará uso de los parámetros de la guía calculados con MPB.
4. La suma de todas las contribuciones de los dipolos situados en los defectos proporcionará las pérdidas totales.

Por último, destacar que para realizar el cálculo de las pérdidas de forma correcta se deberán considerar las 3 dimensiones del espacio (x , y , z). Sin embargo, el coste tanto computacional como de tiempo para llevar a cabo estos cálculos es prácticamente inabordable (el cálculo de un único tensor de Green podría necesitar de varios días). Lo que se ha hecho en su lugar es realizar únicamente los cálculos 2D para el plano central (en altura) de la estructura. Como

se podía apreciar en la figura 4.26 y se comentó al hablar en el capítulo 2 acerca de los procesos de fabricación, la rugosidad es prácticamente invariante en altura, ya que lo que se hace es transferir mediante el ataque los defectos producidos en la fase de grabado. Por lo tanto, si se realiza el estudio únicamente para el plano central de la guía (que también presenta esa rugosidad), se podrá obtener una estimación correcta de las pérdidas reales de la estructura, permitiendo realizar una comparación entre distintos tipos de guías periódicas.

4.3.3. Cálculo de las pérdidas de propagación en estructuras de guiado periódicas

En este caso se han estudiado estructuras de guiado basadas en Silicio ($n_{Si} = 3.4$) y rodeadas completamente por aire ($n_{aire} = 1$). La elección del Silicio como material de las estructuras estudiadas ha sido debido a que ésta es la tecnología de fabricación disponible en el Centro de Tecnología Nanofotónica, lo que permitiría la fabricación de diversos prototipos para confirmar experimentalmente los resultados obtenidos de forma teórica. Las estructuras de guiado analizadas se muestran en la figura 4.28. Estas estructuras ya han sido utilizadas en otras ocasiones a lo largo de esta tesis, por lo que no se volverán a describir en profundidad sus propiedades, sino que nos limitaremos a realizar los cálculos de las pérdidas para cada una de ellas.

La figura 4.28.(a) muestra una guía W1 creada eliminando una fila de agujeros en un cristal fotónico 2D de agujeros de aire en Silicio. El cristal fotónico del que se parte tiene una periodicidad bidimensional, pero al introducir la guía la estructura solo posee periodicidad en la dirección de propagación, por lo que podrá ser analizada mediante el método propuesto. Las dimensiones que describen esta estructura son: $h = 220$ nm, $a = 430$ nm, y $r = 110$ nm.

La figura 4.28.(b) muestra una guía corrugada creada introduciendo elementos transversales en una guía monomodo de Silicio. Las dimensiones que describen esta estructura son: $h = 205$ nm, $a = 325$ nm, $w = 500$ nm, $w_i = 100$ nm, y $w_e = 2$ μ m.

La figura 4.28.(c) muestra una guía de agujeros periódicos de aire creados en una guía monomodo de Silicio. Las dimensiones que describen esta estructura son: $h = 205$ nm, $a = 450$ nm, $w = 500$ nm, y $r = 125$ nm.

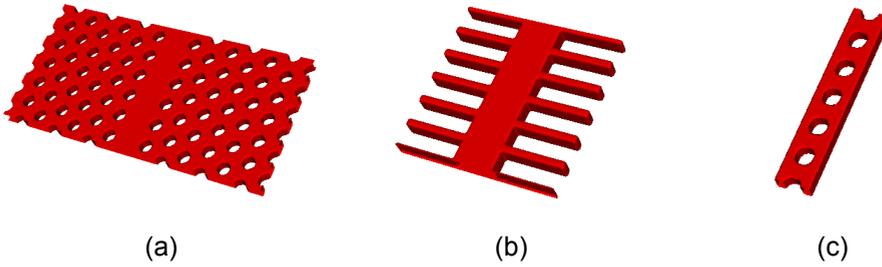


Figura 4.28. Estructuras periódicas de guiado analizadas. (a) Guía W1 creada en un cristal fotónico 2D de agujeros de aire en Silicio. (b) Guía corrugada en Silicio. (c) Guía periódica de agujeros de aire en una guía monomodo de Silicio.

Mediante cálculos MPB se han obtenido los diagramas de bandas para los modos con simetría vertical par (TE) de estas tres estructuras, los cuales se muestran en la figura 4.29. Únicamente se han considerado los modos con simetría par en los tres casos porque ésta la simetría para la que se obtiene el PBG para el cristal fotónico de agujeros a partir del cual se crea la guía W1 de la figura 4.28.(a), y porque también ésta era la simetría del modo fundamental de la guía monomodo de Silicio que es el origen para la creación de las estructuras 4.28.(b) y 4.28.(c).

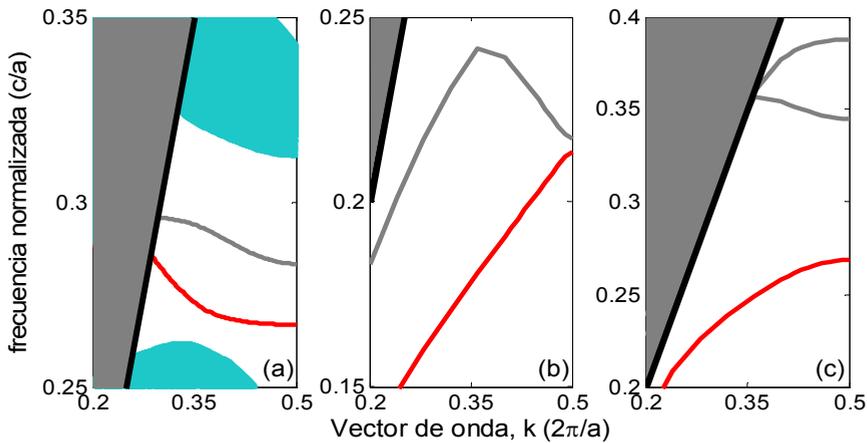


Figura 4.29. Diagramas de bandas de los modos con simetría par en la dirección vertical para las guías periódicas mostradas en la figura 4.28: (a) guía de W1 de cristal fotónico, (b) guía corrugada, y (c) guía de agujeros. El modo para el que se han realizado los cálculos de las pérdidas para cada una de las estructuras se representa con línea de color rojo. La región de color gris representa el cono de luz del sustrato de aire que rodea la estructura. Las regiones de color azul claro de la figura (a) indican los modos extendidos en el cristal fotónico de agujeros que rodea la guía.

Los cálculos de las pérdidas mediante el método numérico propuesto se han realizado para el modo fundamental de cada una de las estructuras, el cual se representa con color rojo en la figura 4.29. Además, como lo que nos interesa es ver la evolución de las pérdidas con la baja velocidad de grupo del modo guiado, únicamente se ha tenido en cuenta la parte de la banda que se encuentra próxima al borde de la zona de Brillouin (que es donde se obtienen los bajos valores de v_g). Como se comentó previamente, todos los parámetros necesarios para los cálculos del tensor de Green y de las pérdidas han sido obtenidos a partir de los cálculos realizados mediante MPB para la obtención del diagrama de bandas de las estructuras. Destacar el hecho de que el campo proporcionado por MPB es únicamente el de la celda básica, por lo que se ha tenido que replicar apropiadamente este campo eléctrico a lo largo de 30 periodos para tener una guía de longitud suficiente. En las figuras 4.30, 4.31 y 4.32 se muestran las distribuciones del módulo del campo eléctrico en el plano central para cada una de las estructuras estudiadas.

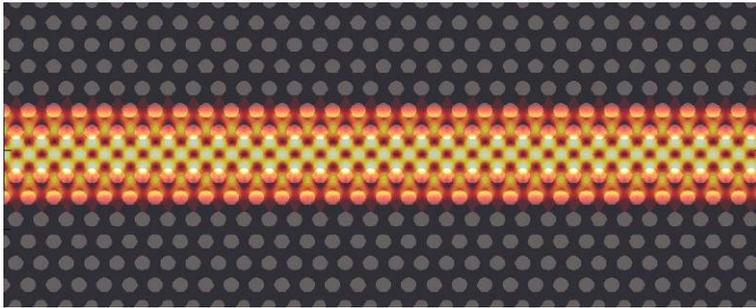


Figura 4.30. Modulo de la distribución del campo eléctrico en el plano central de la guía W1 de cristal fotónico. Se muestra también con un sombreado la distribución dieléctrica de la estructura para el plano central.

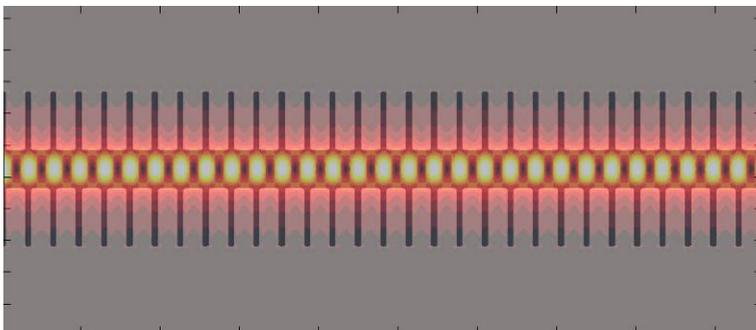


Figura 4.31. Modulo de la distribución del campo eléctrico en el plano central de la guía corrugada. Se muestra también con un sombreado la distribución dieléctrica de la estructura para el plano central.

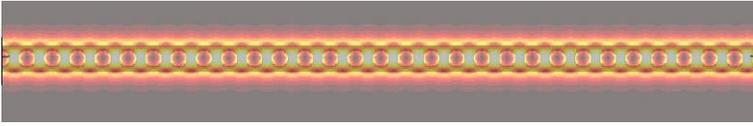


Figura 4.32. Modulo de la distribución del campo eléctrico en el plano central de la guía de agujeros. Se muestra también con un sombreado la distribución dieléctrica de la estructura para el plano central.

En la figura 4.33 se muestran los resultados de los cálculos de las pérdidas realizadas para las tres estructuras consideradas. Los distintos colores de línea utilizados representan diferentes niveles de rugosidad considerados en las estructuras, obtenidos al variar el parámetro p que definía la probabilidad de tener un defecto en los bordes. Se puede ver como las pérdidas aumentan enormemente cuando la velocidad de grupo se reduce, aunque la forma en que lo hace es tremendamente diferente dependiendo de la estructura. Esta relación podría ser proporcional a $(1/v_g)^2$ en algunas regiones de las curvas obtenidas, pero resulta difícil modelar la totalidad de estas curvas con una relación tan simple.

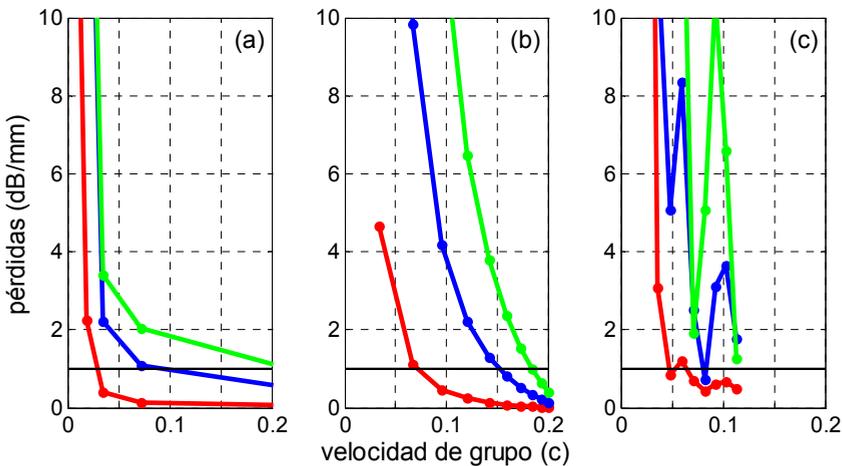


Figura 4.33. Pérdidas de propagación por rugosidad en la región de onda lenta para las tres estructuras de guiado analizadas: (a) guía de W1 de cristal fotónico, (b) guía corrugada, y (c) guía de agujeros. Se han realizado los cálculos de pérdidas para distintos niveles de rugosidad introducida en la estructura perfecta: $p = 0.1$ – color rojo, $p = 0.3$ – color azul, y $p = 0.5$ – color verde. También se ha representado como referencia en las figuras una línea de color negro que indica unas pérdidas de 1 dB/mm.

En cuanto a los resultados obtenidos se pueden comentar varias cosas para cada una de las estructuras:

- Guía W1 en cristal fotónico: Ésta es la estructura que **proporciona los valores más bajos de pérdidas para cualquier nivel de rugosidad**. Además, estas pérdidas se mantienen prácticamente constantes hasta llegar a valores muy bajos de v_g . El comportamiento mostrado es muy similar al que se mostraba como ejemplo en la figura 4.27 para un escalado de las pérdidas con $0.1 \cdot (1/v_g)^2$. Cuando la rugosidad es baja ($p = 0.1$), se pueden llegar a tener pérdidas por debajo de 1 dB/mm para velocidades de grupo hasta $\sim 0.03c$. Cuando aumenta algo la rugosidad ($p = 0.3$), las pérdidas por debajo de 1 dB/mm se pueden conseguir hasta velocidades de grupo de $\sim 0.1c$.
- Guía corrugada: **Las pérdidas crecen muy rápidamente al disminuir la velocidad de grupo** del modo guiado. La forma de las curvas obtenidas es similar a los casos de $(1/v_g)^2$ y $10 \cdot (1/v_g)^2$ que se mostraban como ejemplo en la figura 4.27. En este caso, las velocidades de grupo que se pueden tener para trabajar con pérdidas por debajo de 1 dB/mm son bastante más altas que para el caso de la guía W1: $\sim 0.07c$ cuando $p = 0.1$ y $\sim 0.15c$ cuando $p = 0.3$.
- Guía de agujeros: La curva de pérdidas obtenida cuando la rugosidad es baja ($p = 0.1$) es muy similar a las que se obtenían para el caso de la guía W1: se tiene una zona aproximadamente plana, y un incremento muy rápido de las pérdidas al llegar a un cierto valor de la velocidad de grupo. Sin embargo, a diferencia de lo que ocurría para el caso de la guía W1, las pérdidas correspondientes a la zona plana son ahora mayores (aproximadamente de 0.6 dB/mm frente a 0.1 dB/mm), y la velocidad de grupo para la que se produce el aumento de las pérdidas es ahora también mayor (aproximadamente $0.05c$ frente a $0.03c$). Lo que se puede observar también ahora es que **aparece un fuerte rizado en la relación entre v_g y pérdidas al aumentar la rugosidad de la estructura**. Esto es debido a que, al estar la guía formada por una serie de cavidades de Silicio definidas por las regiones entre los agujeros de aire, para determinados vectores de onda del modo guiado (y su correspondiente velocidad de grupo) se producirá una mayor interacción del campo en la cavidad, produciéndose un incremento de las pérdidas.

A partir de las relaciones de las pérdidas representadas en la figura 4.33 se puede ver la gran importancia de tener un buen proceso de fabricación que proporcione estructuras con una baja rugosidad. Esto es importante para cualquier tipo de estructura, pero sobre todo para el caso de trabajar con estructuras de baja velocidad de grupo, en las que las pérdidas aumentan dramáticamente al disminuir v_g . Sin embargo, en la figura 4.33 también se puede ver como habrá estructuras que serán más tolerantes a los defectos de fabricación que otras. Por ejemplo, para el caso de la guía W1 de cristal fotónico, un aumento en la rugosidad de la

estructura únicamente provoca un ligero desplazamiento de las curvas hacia valores de pérdidas algo superiores y un ligero aumento de la mínima velocidad de grupo de trabajo. Por tanto, esta estructura será muy tolerante a un bajo control en la rugosidad obtenida en nuestro proceso de fabricación. Por ejemplo, para una velocidad de grupo de $0.1c$, pasar de una probabilidad de rugosidad de $p = 0.1$ a $p = 0.3$ y $p = 0.5$ únicamente provoca un cambio en las pérdidas de 0.1 dB/mm a 1 dB/mm y a 2 dB/mm.

Por el contrario, para los casos de la guía corrugada y de la guía de agujeros, esta tolerancia a la rugosidad en el proceso de fabricación es bastante menor. Se puede ver como las curvas de pérdidas se desplazan enormemente al aumentar el número de defectos presentes en la estructura. Por ejemplo, para el caso de la guía corrugada, cuando se tiene también una velocidad de grupo de $0.1c$ y la probabilidad de tener defectos aumenta (de $p = 0.1$ a $p = 0.3$ y $p = 0.5$), las pérdidas pasan de 0.4 dB/mm a 4 dB/mm y a 12 dB/mm, respectivamente.

Como conclusión del estudio realizado, se ha podido ver que **los mejores resultados se han obtenido para el caso de la guía W1 de cristal fotónico**. Además de presentar pérdidas de propagación muy bajas para valores de velocidad de grupo extremadamente bajos (alrededor de $0.03c$), la estructura será **muy tolerante a un bajo control en los defectos introducidos en el proceso de fabricación**, ya que las pérdidas aumentan ligeramente al aumentar la rugosidad en la estructura.

4.4. Fabricación y caracterización de una guía corrugada de Silicio para la creación de elementos de onda lenta

Se ha podido ver en los estudios teóricos realizados en los apartados 4.2 y 4.3 como la guía corrugada es una estructura de gran interés para la creación de elementos de onda lenta. Además de permitir introducir grandes retardos mediante pequeños tramos de guía (debido a la reducción de la velocidad de grupo en el borde de las bandas guiadas), se ha visto como esta estructura es ideal para la mejora de la eficiencia de los procesos no lineales debido principalmente a la gran concentración del campo electromagnético en su interior. Pero también, la simplicidad estructural de la guía corrugada, debida a que se encuentra directamente basada en una guía monomodo a la que se le añaden segmentos transversales rectos, hace que su fabricación sea relativamente sencilla y que el acoplo desde/hacia las propias guías monomodo de acceso sea muy eficiente.

Se han realizado varias pruebas de **fabricación y caracterización experimental de guías corrugadas en Silicio** para comprobar que algunas de sus propiedades físicas reales se corresponden con las que se han podido predecir a partir de los análisis teóricos realizados. Básicamente las medidas

realizadas se han centrado en determinar la posición de los modos guiados y los PBGs de las diversas estructuras fabricadas.

Se han creado diversas muestras de guía corrugada haciendo uso del proceso de fabricación descrito en el apartado 2.4.1.1, el cual fue ya utilizado para la creación de las estructuras de cristal fotónico de agujeros en Silicio. En este caso, las obleas SOI utilizadas tenían una capa de Silicio de 205 nm (que actuará como núcleo de la estructura) situada sobre una capa de óxido, por lo que se tendrá una estructura asimétrica, aunque ya se vio como los modos obtenidos pueden clasificarse en quasi-pares y quasi-impares debido al gran contraste de índices entre el núcleo de Silicio y ambos substratos (aire y óxido, con un índice de refracción bastante similar). El diseño será expuesto mediante litografía de haz de electrones sobre una capa de resina PMMA, y posteriormente transferido a la capa de Silicio mediante ataque seco ICP. En la figura 2.20 se podía ver un esquema completo de todo el proceso de fabricación.

Se ha realizado el diseño de la guía corrugada para esta combinación de materiales para conseguir que el borde de la primera banda guiada con simetría vertical quasi-par y simetría par en el plano (se vio como las bandas con estas simetrías serán las excitadas mediante la guía monomodo de Silicio de acceso) se encuentre alrededor de 1550 nm. Al igual que se hizo en los apartados 4.2 y 4.3, se ha partido de las dimensiones de la guía monomodo SOI que se utilizará para el acceso, en este caso $h = 205$ nm y $w = 500$ nm, y se ha considerado una longitud de los elementos transversales de $w_e = 2$ μm , ya que se ha visto que esta longitud es suficiente para tener un buen comportamiento de la estructura. Para obtener los valores óptimos de periodo a y de anchura de las corrugaciones w_i se ha realizado un barrido de estos dos parámetros para obtener la longitud de onda del borde de la primera banda guiada, cuyo resultado se muestra en la figura 4.34.

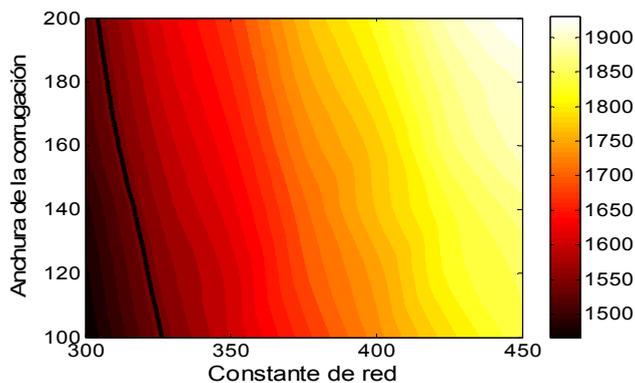


Figura 4.34. Mapa de longitudes de onda para la primera banda de simetría vertical quasi-par y par en el plano para la guía corrugada SOI de dimensiones $h = 205$ nm, $w = 500$ nm, y $w_e = 2$ μm . Se representan las longitudes de onda en el borde de la zona de Brillouin en función del periodo de la estructura y de la anchura de las corrugaciones. La línea de color negro indica las configuraciones que tienen su borde de banda en 1550 nm.

En la figura 4.35 se muestran los diagramas de bandas de la guía corrugada para dos puntos de trabajo seleccionados a partir del mapa de longitudes de onda mostrado en la figura 4.34. En el diagrama de bandas mostrado en la figura 4.35.(a), correspondiente al caso de $w_i = 150$ nm y $a = 316$ nm, se puede ver como el borde de la banda guiada de interés se encuentra centrado en 1550 nm, pero esta región frecuencial no será monomodo debido a que se solapa con parte de la segunda banda. Este problema ya ocurrió para el caso del diseño de la guía corrugada de CdTe, y se vio como se podía solucionar tomando corrugaciones de una menor anchura para reducir la cantidad de material de alto índice y empujar así la parte ascendente de la segunda banda guiada por encima del cono de luz del sustrato de sílice. En la figura 4.35.(b) se muestra el diagrama de bandas para el caso en el que las corrugaciones tienen una anchura de $w_i = 100$ nm y el periodo es $a = 325$ nm. Se puede ver como ahora sí, la región del borde del modo guiado de interés será monomodo, ya que la parte ascendente de la segunda banda se encuentra por encima del cono de luz del sustrato.

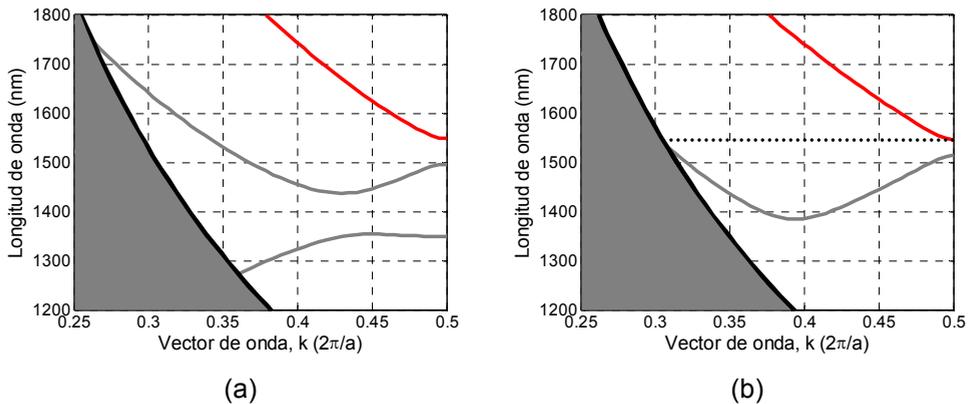
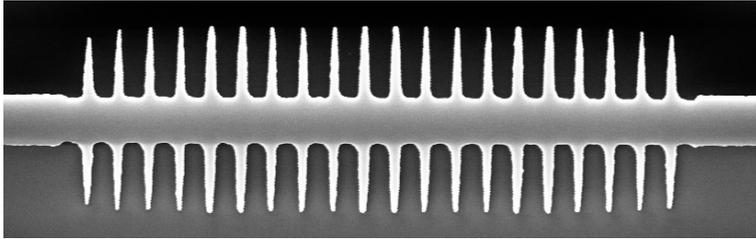


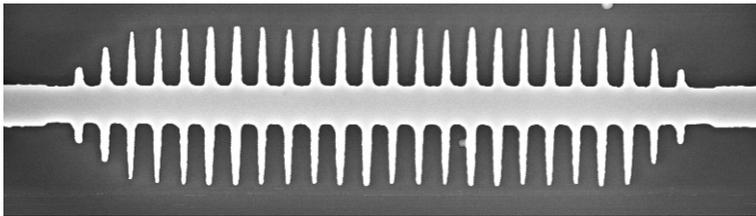
Figura 4.35. Diagrama de bandas para la guía corrugada SOI de dimensiones (a) $a = 316$ nm, $w_i = 150$ nm y $w_e = 2$ μ m, y (b) $a = 325$ nm, $w_i = 100$ nm y $w_e = 2$ μ m. En ambos casos, se muestra con color rojo el primer modo guiado de la estructura (modo de interés). En la figura (b) se representa además la proyección del borde de la banda guiada de interés sobre el cono de luz del sustrato de sílice.

Se han fabricado diversas guías corrugadas con las dimensiones obtenidas anteriormente ($a = 325$ nm, $w_i = 100$ nm, $w_e = 2$ μ m), dos de las cuales se muestran en la figura 4.36 para el caso de guías corrugadas sin y con taper de entrada. Lo que se observa en estas imágenes SEM es que los elementos transversales obtenidos no son rectos, tal y como se consideraba en la fase de diseño, sino que tienen una forma triangular, siendo la base más ancha que la punta. Esto es debido a la utilización de PMMA para realizar la exposición del diseño. Como se comentó en el apartado 2.4.1.1, la utilización de este tipo de

resina positiva hace que las zonas a eliminar sean las que se deben exponer, por lo que se ha tenido que exponer toda la región que no forma la guía corrugada (i.e., el negativo del diseño de la guía corrugada). Esto, junto con la aparición de efectos de proximidad, hace que no se pueda conseguir una forma totalmente recta de los elementos transversales que forman la estructura.



(a)



(b)

Figura 4.36. Imágenes SEM de la guía corrugada fabricada en SOI. (a) Guía corrugada sin taper. (b) Guía corrugada con un taper lineal de 2 elementos en los accesos.

Se han medido las dimensiones reales de estas corrugaciones, obteniendo unos valores de $a = 312$ nm, $w_e = 1.836$ μm , $w_{i,base} = 130$ nm, y $w_{i,punta} = 44$ nm. Se han utilizado estos valores para calcular el diagrama de bandas de la estructura cuando los elementos tienen esta forma, el cual se muestra en la figura 4.37. Se puede ver como al no haberse obtenido ni la forma original de las corrugaciones, ni el periodo inicialmente diseñado, el diagrama de bandas de la estructura no será monomodo en la zona del borde de la primera banda guiada (notar que el diagrama de bandas obtenido es muy similar al que se mostraba en la figura 4.35.(a)). Se ha medido el espectro de transmisión para distintas de las guías corrugadas fabricadas, haciendo uso del set-up fibra-objetivo descrito en el apartado 2.4.1.2 utilizando 1 mW (0 dBm) de potencia a la entrada. En la figura 4.37 se muestra, junto al diagrama de bandas teórico calculado, el espectro medido para una guía corrugada de longitud $L = 50a$ para los casos en que se realiza el acoplo directamente desde las guías monomodo de acceso y en que se

utiliza un taper lineal de 2 elementos para realizar el acoplo. Se puede ver como se consigue un alto nivel de potencia transmitida para los rangos de longitudes de onda para los que se tienen modos guiados, mientras que el nivel de potencia detectada disminuirá considerablemente (unos 10 dB) para el margen de longitudes de onda en el que aparece un *gap* entre la segunda y la tercera banda (entre 1285 nm y 1340 nm, a partir del diagrama de bandas). Se puede ver por tanto la correspondencia total entre los cálculos teóricos y las medidas experimentales realizadas. Además, se puede ver como al hacer uso de un taper lineal de tan solo 2 elementos se consigue una mejora de 3 dB en la potencia transmitida por la estructura.

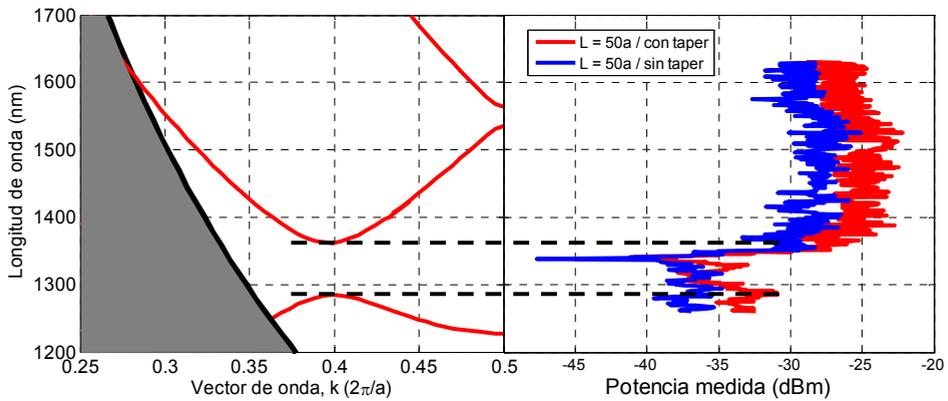


Figura 4.37. Comparación entre el diagrama de bandas teórico calculado para la guía corrugada de elementos transversales triangulares (con las dimensiones medidas de la estructura fabricada) y el espectro de potencia medido para una guía corrugada de longitud $L = 50a$. Se muestran los espectros para los casos de acceder a la guía corrugada directamente desde la guía monomodo de Silicio (color azul) y cuando se accede mediante un taper lineal de 2 elementos (color rojo). Se muestran también 2 líneas discontinuas que delimitan el *gap* entre la segunda y la tercera banda obtenido para el cálculo teórico de bandas.

Se ha medido también el espectro de transmisión para guías corrugadas de distintas longitudes. En concreto, en la figura 4.38 se muestran los espectros medidos para los casos de guías corrugadas de longitudes $L = 20a$ ($6.24 \mu\text{m}$) y $L = 50a$ ($15.6 \mu\text{m}$) cuando el acoplo se realiza mediante el taper lineal de 2 elementos mostrado anteriormente. Se puede ver como apenas se produce una disminución de la potencia recibida al haber multiplicado la longitud de la guía por 2.5, lo que da una idea de las reducidas pérdidas de transmisión de la guía corrugada. Las pérdidas medidas en el espectro de transmisión serán principalmente debidas a la baja eficiencia de acoplo entre la fibra utilizada para inyectar luz al chip y el propio chip (como ya se vio al caracterizar las guías en cristal fotónico de agujeros), por lo que será tremendamente importante encontrar técnicas de acoplo fibra-chip adecuadas que permitan aumentar esta eficiencia.

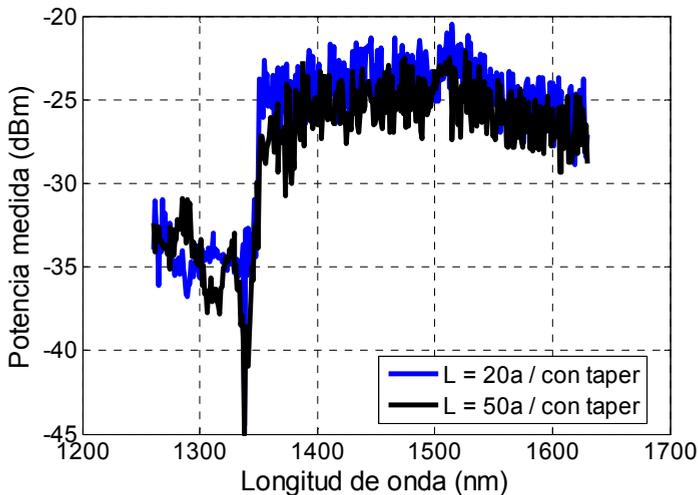


Figura 4.38. Comparación entre el espectro de transmisión medido para una guía corrugada de longitud $L = 20a$ ($6.24 \mu\text{m}$ – color azul) y otra de longitud $L = 50a$ ($15.6 \mu\text{m}$ – color negro). El acoplo entre la guía monomodo de acceso y la guía corrugada se realiza mediante un taper lineal de 2 elementos.

Para intentar mejorar la estructura fabricada se realizó una modificación del proceso de fabricación consistente en pasar de utilizar una resina positiva (como era la PMMA) a una resina negativa. El uso de una resina negativa a la hora de grabar los motivos facilita enormemente el proceso litográfico, ya que en este caso únicamente habrá que exponer las regiones de resina que corresponderán a la guía y sus corrugaciones, evitando así la exposición de las grandes áreas que la delimitaban, como ocurría con la PMMA. En concreto, se ha utilizado la resina negativa FOx-12 de la compañía Dow Corning. El resto de proceso de fabricación será exactamente el mismo que para el caso de utilizar PMMA.

En la figura 4.39 se muestra una imagen SEM de una guía corrugada creada haciendo uso de la resina negativa FOx-12 para la realización de la exposición litográfica. Se puede ver como ahora los elementos transversales sí son completamente rectos, a diferencia de lo que ocurría cuando se utilizaba PMMA para realizar la exposición. Además, la calidad de la estructura fabricada es también muy superior al caso anterior, ya que se puede observar una considerable reducción de la rugosidad y de los defectos en la estructura final (comparar con las imágenes mostradas en la figura 4.36).

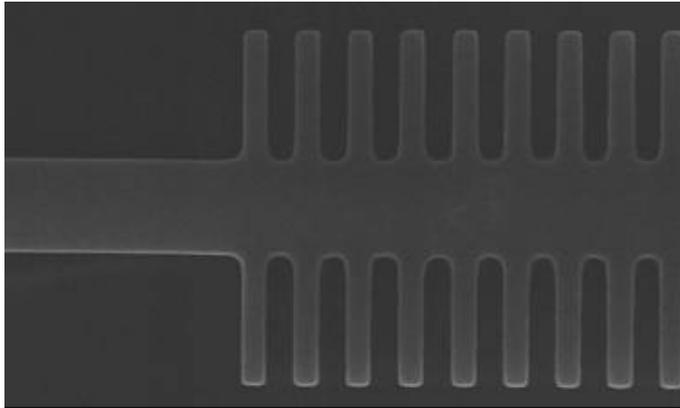


Figura 4.39. Imagen SEM de la guía corrugada fabricada en SOI haciendo uso de una resina negativa (FOX-12) para el proceso litográfico.

Se han medido las dimensiones de las corrugaciones, obteniéndose una anchura de las corrugaciones de $w_i = 115 \text{ nm}$ y un periodo de $a = 305 \text{ nm}$. El diagrama de bandas teórico calculado para estas dimensiones de la estructura se muestra en la figura 4.40, donde se puede ver como vuelve a aparecer un gap entre la primera y la segunda banda, pero esta región volverá a no ser monomodo debido al solapamiento con el tramo ascendente de la segunda banda. El espectro de transmisión medido mediante el set-up fibra-objetivo para la estructura fabricada de longitud $L = 50a$ se muestra también en la figura 4.40. En este caso, en lugar de representar directamente el espectro de transmisión medido, éste ha sido normalizado por el espectro de transmisión de la guía monomodo de anchura $w = 500 \text{ nm}$ utilizada para realizar el acceso a la estructura. De esta forma, se elimina de la representación las pérdidas derivadas del acoplo al chip y únicamente se presenta la respuesta de la propia guía corrugada. Se puede ver como en las medidas realizadas aparece el gap predicho a partir del diagrama de bandas calculado. La posición medida experimentalmente para el gap es aproximadamente entre 1525 nm y 1545 nm . Sin embargo, la profundidad de este gap es bastante reducida (de unos 5 dB) debido a que para este rango de longitudes se seguirá excitando el tramo ascendente del segundo modo. Además, se vuelven a comprobar las bajas pérdidas de propagación de la guía corrugada, ya que las pérdidas adicionales respecto a la guía monomodo en la región en la que existe el modo guiado son de prácticamente 0 dB .

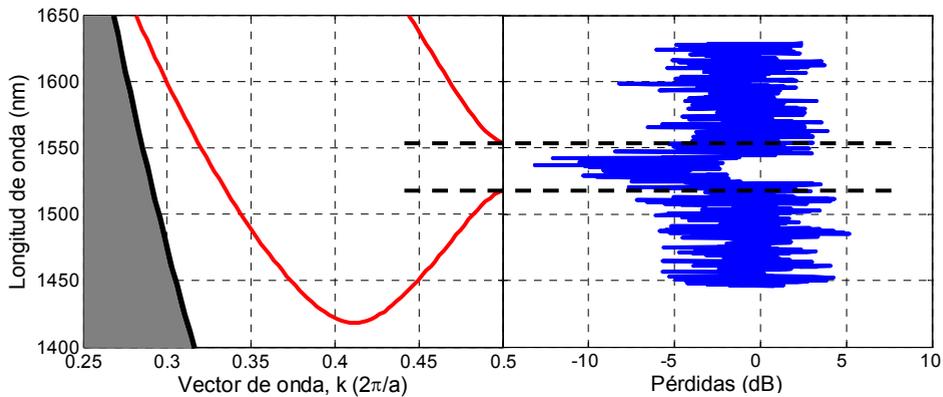


Figura 4.40. Comparación entre el diagrama de bandas teórico calculado para la guía corrugada con las dimensiones medidas a partir de las imágenes SEM y el espectro de transmisión medido de la guía corrugada fabricada de longitud $L = 50a$ (normalizado respecto al espectro de la guía monomodo de anchura $w = 500$ nm). Se muestran también 2 líneas discontinuas que delimitan el *gap* entre la primera y la segunda banda obtenido para el cálculo teórico de bandas

Una vez se ha determinado experimentalmente la posición del *gap* de la guía corrugada fabricada y se ha comprobado que el borde de la primera banda guiada se encuentra cerca de 1550 nm, se ha pasado a medir de una forma más precisa el espectro de transmisión de la estructura para este rango de longitudes de onda mediante el set-up fibra-fibra descrito en el apartado 2.4.1.2. Tal y como se comentó en este apartado, se hará uso de una fuente de ruido ASE como entrada al chip y se visualizará el espectro de salida de la estructura mediante un analizador de espectro óptico. La medida realizada mediante este método se muestra en la figura 4.41, junto con la presentada anteriormente correspondiente a la medida fibra-objetivo. Se puede ver como ahora se obtiene una mayor resolución espectral, observándose de una forma más precisa la aparición de las resonancias Fabry-Perot provocadas por las reflexiones en los interfaces entre el chip y la fibra óptica de acceso. Además de la mayor resolución espectral obtenida, la gran ventaja de realizar la caracterización mediante el set-up fibra-fibra es la gran rapidez de las medidas, ya que solo se requiere de varios segundos frente a los varios minutos (que pueden ser muchos si se selecciona un paso de longitud de onda pequeño para el barrido) para el caso del set-up fibra-objetivo.

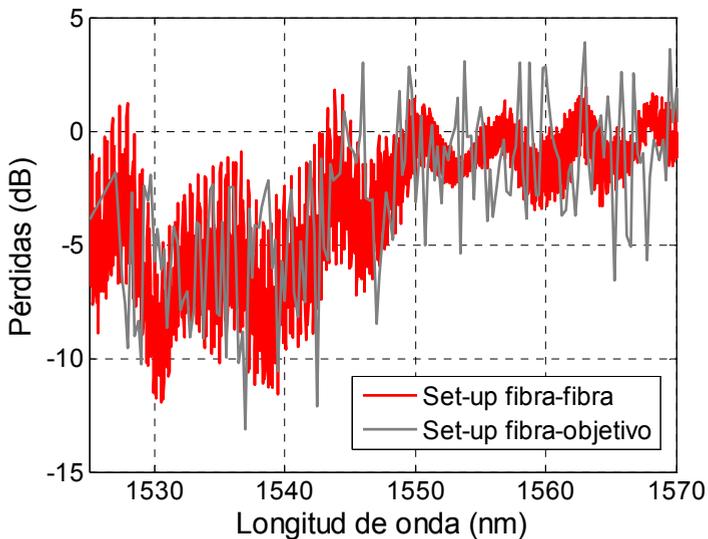


Figura 4.41. Mediante línea de color rojo se muestra el espectro medido en la región alrededor de 1550 nm cuando se hace uso del set-up fibra-fibra. Se muestra también en color gris claro el espectro que se obtenía anteriormente haciendo uso del set-up fibra-objetivo.

4.5. Conclusiones

La posibilidad de obtener bajos valores de velocidad de grupo es uno de los aspectos más atractivos de las estructuras que poseen periodicidad traslacional discreta en la dirección de propagación. La aplicación directa de esta baja velocidad de grupo es la creación de líneas de retardo de tamaño compacto [Lan01, Pov05, Sca96], un elemento fundamental para la creación de dispositivos ópticos de mayor complejidad, debido a la imposibilidad de disponer de memorias ópticas de funcionamiento similar a las que se tienen en el campo de la electrónica.

Pero además del incremento en el retardo experimentado por la señal al propagarse por la estructura, la reducción de la velocidad de grupo del modo guiado provoca también una **mayor interacción entre la energía electromagnética del modo guiado y la propia estructura**. Esta mayor interacción campo-materia **aumentará la eficiencia de cualquier efecto que se produzca en la estructura, ya sea de carácter positivo** como los efectos no lineales del material, amplificación, variaciones de fase, etc., **o negativo** como el calentamiento de la estructura, absorción del material, pérdidas por rugosidad, etc. El trabajo llevado a cabo en este capítulo de la tesis ha estado centrado en el

estudio de uno de los efectos positivos derivados de la reducción de la velocidad de grupo, como es la **mejora de la eficiencia de los efectos no lineales del material que compone la estructura de guiado**, y de otro negativo como es el **aumento de las pérdidas de propagación por rugosidad cuando la velocidad de grupo del modo guiado es baja**.

El uso de materiales no lineales es fundamental para la creación de dispositivos ópticos activos que permitan implementar funcionalidad lógicas complejas. Sin embargo, habitualmente los materiales no lineales disponibles para trabajar en el dominio óptico presentan coeficientes no lineales bastante reducidos, por lo que los requerimientos de tamaño y consumo de potencia de los dispositivos finales serán bastante elevados. Mediante la utilización de elementos de onda lenta que mejoren la eficiencia de estos procesos no lineales se puede conseguir **reducir estos requerimientos de tamaño y de potencia del dispositivo final**, algo fundamental para el desarrollo comercial de este tipo de dispositivos [Bha01, Sol02, Che04, Cue04]. Estudios previos realizados determinan que la mejora del efecto no lineal Kerr, el cual provoca una variación del índice del material de la estructura en función de una señal óptica de control de alta potencia, es proporcional a $(1/v_g)^2$ [Sol02]. Pero además de esta relación, la mejora producida dependerá en gran medida de la estructura concreta con la que se trabaje, de forma que habrá estructuras de onda lenta más eficientes que otras de cara a mejorar la no linealidad de los materiales. En el trabajo realizado **se han comparado diversas estructuras periódicas 1D de CdTe como material no lineal para comprobar cuál de ellas es la más adecuada para su utilización como elemento de mejora no lineal**, en base a parámetros adicionales como son el ancho de banda disponible, la dispersión introducida,... y sobre todo, la concentración de campo electromagnético en la región de material no lineal. Este aspecto será fundamental, ya que será deseable tener el mayor porcentaje del campo electromagnético concentrado en la región no lineal, de forma que se aproveche de una forma eficiente toda la energía del modo guiado para inducir la no linealidad sobre el material. De entre las estructuras comparadas se ha visto como **los mejores resultados se obtienen para la guía corrugada de CdTe**, debido principalmente a la gran concentración del campo electromagnético en la región de material no lineal. Buenos resultados de concentración del campo se han obtenido también para el caso de una guía de CdTe en la que se introducen una serie de agujeros de aire para crear la periodicidad; sin embargo, los bajos valores de volumen efectivo obtenidos son principalmente debidos al reducido volumen de material no lineal que queda en la estructura tras introducir los agujeros, cosa que no es deseable (se querrá disponer de la mayor cantidad de material no lineal posible sobre el que inducir la no linealidad).

Además, se ha presentado una posible aplicación de los elementos de onda lenta para la mejora de la no linealidad para la creación de una **puerta lógica XOR todo-óptica de tamaño reducido**, la cual es el objetivo del proyecto PHOLOGIC en el que se ha integrado el trabajo realizado en esta parte de la tesis.

Por otro lado, se ha estudiado el efecto negativo derivado de la mayor interacción entre el campo electromagnético propagado y los defectos

estructurales producidos en un hipotético proceso de fabricación [Kur05, Hug05], en concreto la aparición de rugosidad en las paredes y de defectos en los bordes de la estructura. **Cada uno de estos defectos se comportará como una fuente puntual que radiará energía hacia modos no guiados de la estructura**, lo que provocará una disminución de la potencia de señal propagada (i.e., pérdidas). Para estudiar este aumento de las pérdidas por la baja velocidad de grupo se ha hecho uso de un modelo teórico basado en el cálculo del tensor de Green de la estructura [Hug05]. El tensor de Green proporciona el campo radiado por un dipolo (con las tres polarizaciones) situado en una determinada posición espacial, de forma que será utilizado para determinar la contribución de cada uno de los defectos de la estructura fabricada sobre las pérdidas totales. Se han comparado tres estructuras en Silicio que poseen periodicidad en la dirección de propagación (guía W1 de cristal fotónico, guía corrugada, y guía de agujeros en una guía monomodo), concluyendo que **los mejores resultados son los obtenidos para el caso de la guía W1 de cristal fotónico**. Para esta guía, las pérdidas de propagación por rugosidad tienen un valor muy bajo para un gran rango de valores de velocidad de grupo, hasta llegar a un valor mínimo de v_g (bastante bajo) a partir del cual se produce un rápido aumento de las pérdidas. Para el resto de estructuras estudiadas, este aumento de las pérdidas con la velocidad de grupo es mucho mayor y se produce a partir de valores de v_g no tan bajos. Además, **la guía W1 de cristal fotónico es también la más tolerante al aumento de los defectos introducidos en el proceso de fabricación**, ya que al incrementarse el número de defectos en la estructura, el aumento de las pérdidas que se produce es relativamente bajo.

Por último, se han presentado también los resultados obtenidos al caracterizar experimentalmente diversas guías corrugadas fabricadas en tecnología SOI. Se ha podido comprobar como **los modos guiados y los gaps entre ellos medidos experimentalmente aparecen en las posiciones predichas a partir de los diagramas de bandas teóricos calculados**. Sin embargo, se ha tenido el problema de la dificultad de conseguir en las muestras fabricadas que la región correspondiente al borde de la primera banda guiada sea monomodo (siempre se solapaba con el tramo ascendente de la segunda banda). Para conseguir que esta región sea monomodo, habrá que reducir todavía más (y de una forma controlada) la anchura de las corrugaciones. Además, se ha podido ver la enorme mejora de la estructura fabricada que se ha obtenido al pasar de realizar el proceso litográfico utilizando una resina positiva (PMMA) a utilizar una resina negativa para el proceso de exposición (FOX-12).

4.6. Contribuciones científicas

El trabajo realizado en el marco de este capítulo de la tesis ha dado lugar a las siguientes contribuciones científicas:

1. J. García, P. Sanchis, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, A. Griol, and J. Martí, "Corrugated SOI waveguide for optimal slow-light elements", 3rd International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, Canadá, 2006.
2. J. García, P. Sanchis, A. Martínez, and J. Martí, "Study of 1D Periodic Structures for Slow-Wave induced Non-Linearity Enhancement", European Optical Society Annual Meeting 2006, Paris, Francia, 2006.
3. J. García, A. Martínez and J. Martí, "Influence of Group Velocity on Roughness Losses for 1D Periodic Structures", Slow and Fast Light 2007, Salt Lake City, Utah, Estados Unidos, 2007.
4. J. García, J. Martí, P. Sanchis, "Group velocity measurements in 1D periodic corrugated SOI waveguide", 4th International Conference on Group IV Photonics, Tokio, Japón, 2007.
5. J. García, P. Sanchis, A. Martínez and J. Martí, "1D periodic structures for slow-wave induced non-linearity enhancement", *Opt. Express* **16**, pp. 3146-3160, 2008.

4.7. Referencias del capítulo

- [Agr01] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2001.
- [Bha01] N. A. R. Bhat and J. E. Sipe, "Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals", *Phys. Rev. E*, vol. 64, pp. 056604, 2001.
- [Cad05] M. Cada, "Switching mirror in the CdTe-based photonic crystal", *Appl. Phys. Lett.* **87**, pp. 011102, 2005.
- [Che04] Y. Chen and S. Blair, "Nonlinearity enhancement in finite coupled-resonator slow-light waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, no. 15, pp. 3353-3366, 2004.
- [Chi04] D. N. Chigrin, A. V. Lavrinenko, C. M. Sotomayor Torres, "Nanopillars photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, pp. 617-622, 2004.
- [Chu06] T. Chu, H. Yamada, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Tunable Optical Add-Drop Multiplexer Based on Silicon Photonic Wire Waveguides", *IEEE Photonic Tech. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1409-1411, 2006.
- [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", *Opt. Express*, vol. 12, no. 1, pp. 161-167, 2004.
- [Dal07] P. Pellegrino, B. Garrido, C. Garcia, J. Arbiol, J. R. Morante, M. Melchiorri, N. Daldosso, L. Pavesi, E. Scheid, and G. Sarrabayrouse, "Low-loss rib waveguides containing Si nanocrystals embedded in SiO₂", *J. Appl. Phys.*, vol. 97, No. 7, pp. 074312, 2007.

- [Fan95] S. Fan, J. Winn, A. Devenyi, J. C. Chen, R. D. Meade, and J. D. Joannopoulos, "Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 1267-1272, 1995.
- [Hee99] J. E. Heebner and R. W. Boyd, "Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator", *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 847-849, 1999.
- [Hug05] S. Hughes, L. Ramunno, J. F. Young, and J. E. Sipe, "Extrinsic optical scattering loss in photonic crystal waveguides: role of the fabrication disorder and photon group velocity", *Phys.Rev. Lett.*, vol. 94, pp. 033903, 2005.
- [Joh01] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Opt. Express* 8, no. 3, 173-190, 2001.
- [Khu07] J. B. Khurgin, "Dispersion and loss limitations on the performance of optical delay lines based on coupled resonant structures", *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 2, pp. 133-135, 2007.
- [Kuh07] B. Kuhlow, G. Przyrembel, S. Schlüter, W. Fürst, R. Steingrüber, and C. Weimann, "Photonic Crystal Microcavities in SOI Photonic Wires for WDM Filter Applications", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 421-431, 2007.
- [Kur05] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe, and L. Ramunno, "Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 72, pp. 161318(R), 2005.
- [Lan01] S. Lan, S. Nishikawa, H. Ishikawa, and O. Wada, "Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses", *J. Appl. Phys.* 90, 4321, 2001.
- [Mar64] D. T. F. Marple, "Refractive index of ZnSe, ZnTe, and CdTe", *J. Appl. Phys.*, vol. 35, No. 3, pp. 539-542, 1964.
- [Mar06] J.M. Martinez, J. Herrera, F. Ramos, and J. Marti, "All-optical correlation employing single logic XOR gate with feedback", *Electron. Lett.*, vol. 42, pp. 1170-1171, 2006.
- [Nis02] S. Nishikawa, S. Lan, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Ishikawa, and K. Asakawa, "Optical characterization of photonic crystal delay lines based on one-dimensional coupled defects", *Opt. Lett.*, vol. 27 no. 23, pp. 2079-2081, 2002.
- [Ofa07] L. O'Faolain, T. P. White, D. O'Brien, X. Yuan, M. D. Settle, and T. F. Krauss, "Dependence of extrinsic loss on group velocity in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 15, no. 20, 13129-13138, 2007.
- [Pel05] N. Daldosso, G. Das, S. Larcheri, G. Mariotto, G. Dalba, L. Pavesi, A. Irrera, F. Priolo, F. Iacona, and F. Rocca, "Silicon nanocrystal formation in annealed silicon-rich silicon oxide films prepared by plasma enhanced chemical vapor deposition", *J. Appl. Phys.*, vol. 101, No. 11, pp. 113510, 2005.
- [Pov05] M.L. Povinelli, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, "Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays", *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7145-7159, 2005.

- [Sca96] M. Scalora, R.J. Flynn, S.B. Reinhardt, R.L. Fork, M.J. Bloemer, M.D. Tocci, C.M. Bowden, H.S. Ledbetter, J.M. Bendickson, J.P. Dowling and R.P. Leavitt, "Ultrashort pulse propagation at the photonic band edge: Large tunable group delay with minimal distortion and loss", *Phys. Rev. E*, vol. 54, pp. R1078-R1081, 1996.
- [Sol02] M. Soljacic, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, "Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity", *J. Opt. soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2052-2059, 2002.
- [Sun07] T. Sünner, M. Gellner, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 90, pp. 151117, 2007.
- [Tat05] S. Tatsuura, T. Matsubara, H. Mitsu, Y. Sato, I. Iwasa, M. Tian, and M. Furuki, "Cadmium telluride bulk crystal as an ultrafast nonlinear optical switch," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 251110, 2005.
- [Xu07] Q. Xu, and M. Lipson, "All-optical logic based on silicon micro-ring resonators", *Opt. Express*, vol. 15, no. 3, pp. 924-929, 2007.

Capítulo 5

Conclusiones y Líneas Futuras

5.1. Conclusiones del trabajo realizado

Hoy en día está clara la ventaja de trabajar en el dominio óptico para realizar tareas de transmisión de información. El uso de fibra óptica como medio de transmisión permite disponer de grandes anchos de banda y velocidades de transmisión elevadas, lo que junto a otras técnicas y protocolos como DWDM o MPLS, permite dar servicio cada vez a un mayor número de usuarios y con un mayor nivel de calidad. Sin embargo, actualmente existe un cuello de botella debido a que prácticamente toda la inteligencia y el procesado en este tipo de redes únicamente pueden realizarse en el dominio eléctrico, por lo que la velocidad final de transmisión estará limitada.

Será por tanto necesario el desarrollo de dispositivos fotónicos que permitan realizar estas funciones de procesado directamente en el dominio óptico, manteniéndose así la ventaja de los grandes anchos de banda disponibles. Una de las alternativas para conseguir realizar tareas de procesado en el dominio óptico es la utilización de cristales fotónicos y estructuras periódicas en la dirección de propagación, las cuales han sido objeto de estudio en esta tesis. Además, este tipo de estructuras presentan la ventaja de su reducido tamaño (del

orden del centenar de micras) y su bajo consumo de potencia, lo que permitiría dar el paso hacia la integración de dispositivos fotónicos de una forma similar a lo ocurrido en el campo de la microelectrónica. Este campo recibe el nombre de nanofotónica, la cual no tendría únicamente aplicación en el desarrollo de los dispositivos de procesamiento de las redes ópticas actuales, sino que también podría permitir el desarrollo de nuevas tecnologías de computación óptica, con velocidades de procesamiento enormemente superiores a las disponibles actualmente.

Como se ha comentado, el trabajo realizado en esta tesis ha estado centrado en el estudio de una de las alternativas para conseguir realizar estas funciones de procesamiento directamente en el dominio óptico: los cristales fotónicos y las estructuras periódicas en la dirección de propagación. Se ha considerado que las estructuras estudiadas están basadas en materiales compatibles con la tecnología de fabricación CMOS (principalmente Silicio, óxido de Silicio y telurio de Cadmio), de forma que sea posible una posterior fabricación a gran escala de los dispositivos estudiados. Las principales conclusiones y resultados derivados del trabajo realizado son:

- Se ha estudiado una nueva tecnología de cristal fotónico planar basado en una red de columnas de Silicio creada en un núcleo de sílice. Se ha visto como esta configuración tiene dos ventajas principales respecto a la configuración de cristal fotónico planar de agujeros de aire en un núcleo de material de alto índice:
 1. la altura de la estructura será en este caso entre 4 y 5 veces mayor al caso de los cristales fotónicos de agujeros ($\sim 1\mu\text{m}$ vs. 200-250nm), por lo que el acoplo de luz desde fuentes externas como la fibra óptica será más eficiente, y
 2. las guías creadas en el cristal fotónico de columnas de Silicio serán estrictamente monomodo, al contrario de lo que ocurre para la configuración de agujeros de aire.

Se han creado dos tipos de guías en el cristal fotónico planar de columnas de Silicio, consistentes en reducir la cantidad de material de alto índice a lo largo de un defecto lineal.

1. El primer tipo de guía consiste en reducir el radio de las columnas de Silicio que forman el defecto lineal. El modo guiado que aparece para esta configuración de guía es bastante plano, por lo que el ancho de banda disponible es reducido. Sin embargo, el modo guiado también presentará bajos valores de velocidad de grupo y altos valores de dispersión cromática, por lo que este tipo de guía podrá ser utilizado para crear líneas de retardo, elementos de mejora de no linealidades, compensadores de dispersión,...
2. El segundo tipo de guía consiste en sustituir una fila de columnas por una línea *strip* de Silicio. En este caso aparecerán dos modos

guiados en el interior del PBG del cristal fotónico, pero cuyas frecuencias no se solapanán, por lo que se podrá seguir considerando la estructura como monomodo. En este caso, los modos guiados no tienen una relación de dispersión plana, por lo que se dispondrá de un ancho de banda elevado y serán ideales para ser utilizados en funciones de interconexión (*Optical Interconnects*).

- Se ha desarrollado el proceso de fabricación necesario para la creación de cristales fotónicos planares de columnas de Silicio en sílice. Se han fabricado diversos prototipos de cristal fotónico y de guías en cristal fotónico, obteniendo muy buenos resultados desde el punto de vista estructural (forma de los agujeros, relación de aspecto, rugosidad, relleno de los agujeros con Silicio,...). Sin embargo, los prototipos fabricados no han podido ser caracterizados de forma experimental debido a la falta de confinamiento vertical en las guías de acceso de bajo contraste.
- Se han fabricado también algunos prototipos de cristal fotónico de agujeros de aire en Silicio para su caracterización experimental, observándose una correspondencia total entre los resultados medidos y los obtenidos teóricamente a partir de los diagramas de bandas calculados. Se ha comprobado también la baja eficiencia de acoplo de luz desde la fibra óptica utilizada para realizar la caracterización, obteniéndose unas pérdidas de acoplo aproximadas de 10-15 dB. Por último, se ha podido observar como el confinamiento en la dirección vertical para este tipo de estructuras es muy alto, lo que hace que las pérdidas de radiación hacia los substratos sean muy bajas incluso cuando el modo guiado se encuentre por encima del cono de luz.
- Se ha implementado un modelo analítico de propagación de señales en guías de cristal fotónico, el cual únicamente requiere de la relación de dispersión del modo guiado y de los coeficientes de transmisión y reflexión en los interfaces de la guía para realizar los cálculos. Se ha comprobado como este modelo permite obtener resultados precisos de la salida del sistema, con un enorme ahorro en el coste computacional y temporal de los cálculos en comparación con otros métodos comúnmente utilizados, como por ejemplo FDTD. Además, el coste será siempre el mismo independientemente de la señal de entrada y de la longitud de la estructura.
- Se ha comprobado la influencia de la longitud finita de las guías de cristal fotónico sobre la respuesta total de la estructura. Si el acoplo entre las

guías de acceso y la guía de cristal fotónico no es perfecto, la guía se comportará realmente como una cavidad Fabry-Perot, de forma que se generarán infinitas reflexiones en su interior que conformarán la salida total de la estructura. Se ha comprobado como para longitudes pequeñas de la guía de cristal fotónico, estas reflexiones se combinarán a la salida con un desfase entre ellas determinado por la propia longitud de la guía, provocándose una deformación en la forma de la señal de salida total. Además, el desfase relativo entre las contribuciones variará de forma cíclica al aumentar la longitud de la guía de cristal fotónico, lo que provoca una variación oscilatoria de los parámetros que definen el pulso de salida (amplitud, anchura, retardo, y velocidad de grupo). El efecto de longitud finita dejará de tener importancia cuando la guía sea lo suficientemente larga, ya que las contribuciones generadas en la cavidad no se solaparán y no se producirá esa deformación de la señal de salida total. Este estudio ha sido realizado utilizando el modelo analítico de propagación propuesto anteriormente.

- Se ha estudiado el efecto de la dispersión cromática cuando se hace uso de guías de cristal fotónico para crear líneas de retardo de tamaño reducido. Se ha visto como una de las principales ventajas de las guías de cristal fotónico es la baja velocidad de grupo que se tiene en los bordes de las bandas guiadas, lo que permite introducir grandes retardos mediante estructuras de pequeño tamaño. Sin embargo, la gran curvatura de las bandas guiadas también provoca que la dispersión cromática introducida sea muy elevada, lo que produce un ensanchamiento y una deformación del pulso transmitido. Algunos cristales fotónicos permiten disponer de parámetros de dispersión D de ambos signos, lo que ha sido aprovechado para implementar un mecanismo de compensación de dispersión consistente en encadenar dos tramos de guía de cristal fotónico con dispersión contraria. Generalmente, el diseño del tramo compensador se lleva a cabo utilizando expresiones que modelan el ensanchamiento experimentado por el pulso en función de los parámetros de dispersión de primer y segundo orden, β_2 y β_3 . Sin embargo, se ha visto como este procedimiento no será válido cuando se trabaja con guías de cristal fotónico, ya que las componentes de dispersión de órdenes superiores tendrán también valores elevados y no será posible tenerlas todas en cuenta mediante expresiones cerradas. Para poder considerar todas las componentes de dispersión a la hora de hacer el diseño del tramo compensador, se ha hecho uso del modelo analítico de propagación propuesto anteriormente. De esta forma, se ha visto como se podrá calcular de una forma rápida, sencilla y precisa tanto el punto de trabajo como la longitud óptima del tramo de guía compensadora.

- Se ha visto como una reducción en la velocidad de grupo de la señal transmitida a través de una estructura de guiado provoca una mayor interacción entre la energía electromagnética propagada y la propia estructura. Esto puede ser utilizado para mejorar la eficiencia de los efectos no lineales de los materiales, mejora que sigue una relación de $(1/v_g)^2$, lo que permitiría reducir de forma significativa el tamaño y el requerimiento de potencia de los dispositivos creados. Sin embargo, se ha visto como esta es una relación muy general para todas las estructuras de onda lenta, por lo que habrá otros factores adicionales que determinarán si una estructura es mejor o peor desde el punto de vista de mejora no lineal. Se han comparado diversas estructuras periódicas 1D para ser utilizadas como elementos de mejora de las no linealidades producidas en CdTe. Se ha deducido que la guía corrugada es la que mejores resultados presentará debido principalmente a que la concentración de la energía electromagnética en su interior es máxima, lo que proporciona valores muy bajos del parámetro de volumen efectivo normalizado. También se obtuvieron bajos valores de este parámetro para el caso de la guía de CdTe con agujeros periódicos de aire, pero esto era debido al bajo volumen de material no lineal presente en la estructura al introducir los agujeros de aire en el CdTe.
- Además, se ha visto también como estos elementos de mejora de la no linealidad pueden ser utilizados para la creación de dispositivos de procesado óptico más complejos, reduciendo su tamaño final. En concreto, se ha mostrado una configuración de puerta lógica XOR todo-óptica basada en un MZI.
- También se ha comprobado como esta reducción en la velocidad de grupo de la onda guiada no solo provoca un incremento de los efectos positivos (como la mejora de la no linealidad), sino que también incrementará algunos efectos negativos que se den en la estructura. En concreto, se ha analizado el incremento experimentado por las pérdidas de propagación cuando disminuye la velocidad de grupo. Las pérdidas de propagación en las estructuras de guiado están debidas principalmente a la rugosidad y a los defectos que aparecen en el proceso de fabricación. Cada uno de estos defectos introducidos se comportará como una fuente puntual, de forma que radiará energía a modos no guiados, provocando las pérdidas. Cuando la velocidad de grupo del modo guiado disminuye, la eficiencia de esta radiación aumentará, por lo que se incrementarán las pérdidas totales de propagación. Se ha hecho uso de un modelo teórico basado en el tensor de Green para calcular las pérdidas de diversas estructuras periódicas 1D. Los cálculos realizados han determinado que la estructura para la que se produce el menor aumento de pérdidas al disminuir la velocidad de grupo es la guía W1 de cristal fotónico de agujeros, ya que

proporciona bajos valores de pérdidas hasta velocidades de grupo alrededor de $0.03c$. Además, esta estructura será la más tolerante a la variación en la rugosidad del proceso de fabricación, ya que un incremento en la cantidad de defectos introducidos en la fabricación únicamente provocará un leve aumento en las pérdidas de propagación.

- Se ha fabricado y caracterizado experimentalmente una de las estructuras periódicas 1D que han sido estudiadas de forma teórica previamente. En concreto, se ha elegido la guía corrugada para su caracterización experimental debido a las ventajas que presenta respecto al resto de estructuras estudiadas: alta concentración del campo electromagnético, sencillez estructural (simplemente basada en líneas rectas), y su alta eficiencia de acoplo hacia/desde la guía monomodo utilizada para el acceso. Se ha podido ver como los espectros de transmisión medidos se corresponden totalmente con los diagramas de bandas utilizados en la fase de diseño. Además, se ha podido ver como la utilización de una resina negativa en el proceso litográfico permite obtener unos mejores resultados que cuando se utiliza PMMA para la exposición.

5.2. Líneas futuras

A continuación se indican las posibles líneas futuras que se podrían desarrollar a partir de los resultados obtenidos en esta tesis, principalmente dirigidas a la comprobación experimental de estos resultados:

- Modificar las estructuras de acceso al cristal fotónico de columnas de Silicio en sílice, de forma que pueda ser caracterizado experimentalmente y confirmar los prometedores resultados obtenidos a partir del estudio teórico de la estructura.
- Comprobar de forma experimental los resultados de propagación de pulsos obtenidos en esta tesis: la influencia de la longitud finita de las estructuras y la creación de líneas de retardo con dispersión compensada. Para ello se requeriría de una fuente de entrada pulsada que permitiera una variación precisa su longitud de onda de portadora, de forma que se centrará en la posición de la banda guiada deseada (con baja velocidad de grupo, alta dispersión, mayor reflectividad,...). Por desgracia, actualmente no se dispone de este equipo en el Centro de Tecnología Nanofotónica, por lo que no se ha podido llevar a cabo este tipo de caracterización.

- Comprobar de forma experimental el efecto de mejora de la no linealidad cuando se hace uso de elementos de onda lenta. Para ello se debería conseguir fabricar guías de onda lenta basadas en materiales con alta no linealidad (CdTe, Si-nc, GaAs,...) de forma que se pueda realizar una posterior caracterización experimental en la que se comprueben las ventajas de este efecto de mejora: la disminución del tamaño y de los requerimientos de potencia. Este tema está siendo tratado en el proyecto PHOLOGIC de cara al aprovechamiento de esta mejora no lineal por el efecto de la onda lenta para la creación de una puerta lógica XOR todo-óptica de dimensiones reducidas y bajo consumo.
- Extender el análisis de pérdidas de propagación por rugosidad en función de la velocidad de grupo para el caso 3D. Recordar que en el estudio realizado, las pérdidas totales se estimaban considerando únicamente el campo eléctrico en el plano central del cristal, por lo que se podría decir que el análisis realizado era 2D. Esto era debido a los extremadamente altos requerimientos de tiempo y recursos computacionales que se necesitan para llevar a cabo los cálculos 3D, por lo que no se espera poder solucionar este problema por el momento.
- Comprobar de forma experimental la influencia de la rugosidad sobre las pérdidas de propagación cuando se trabaja en regiones de baja velocidad de grupo. Para ello se deberá desarrollar un proceso de fabricación en el que se pueda controlar de una manera precisa la inclusión de defectos e imperfecciones sobre la estructura creada, de forma que se pueda aumentar o disminuir la cantidad de estos y comprobar su influencia para distintos tipos de estructuras de onda lenta.
- Combinar el modelo de caracterización de la mejora de las no linealidades en estructuras de onda lenta con el del incremento de las pérdidas de propagación por la baja velocidad de grupo. De esta forma se podría hacer una estimación aun más realista de la mejora derivada de la utilización de la onda lenta para el caso de las no linealidades en función de la estructura periódica seleccionada.
- Continuar mejorando el proceso de fabricación de cristales fotónicos y estructuras periódicas (y en general, de cualquier dispositivo fotónico fabricado) con dos finalidades principales:

1. Aumentar la precisión y la repetibilidad de las estructuras fabricadas, de forma que presenten siempre la misma respuesta predicha en la fase de diseño teórico.
2. Disminuir la rugosidad y los defectos introducidos en la fase de fabricación, lo que permitiría reducir aun más las pérdidas de propagación de las estructuras fabricadas. Se ha visto como este hecho será de tremenda importancia en el caso de estructuras de onda lenta, debido al incremento experimentado por las pérdidas al reducirse la velocidad de grupo.

El proceso de fabricación de este tipo de estructuras ha sido desarrollado por el Centro de Tecnología Nanofotónica durante los 2 últimos años en instalaciones acondicionadas para la realización de este tipo de procesos. Actualmente, se está llevando a cabo la construcción de un nuevo edificio para el Centro de Tecnología Nanofotónica, en el que se incluirá una sala limpia para un desarrollo óptimo de los procesos de fabricación.

- Diseñar estructuras que permitan un acoplo eficiente desde la fibra utilizada para realizar la caracterización y las guías de acceso al propio chip. Éste es uno de los principales problemas que existen en la actualidad en el campo de la nanofotónica, ya que gran parte de la energía inyectada se pierde a la hora de realizar el acoplo de luz al chip, por lo que habrá que encontrar técnicas sencillas para mejorar esta eficiencia.
- Realizar una caracterización en fase de las estructuras fabricadas para determinar experimentalmente sus características de velocidad de grupo, dispersión,... Actualmente únicamente se han podido realizar medidas de amplitud de transmisión de las estructuras fabricadas, mientras que las medidas de fase no han sido posibles debido al gran rizado de fase provocado por las reflexiones producidas en el acoplo de luz entre la fibra y el chip.

5.3. Contribuciones originales

A continuación un listado completo de las contribuciones científicas a las que ha dado lugar el trabajo desarrollado en esta tesis.

Publicaciones en revistas internacionales:

1. A. Martínez, J. García, G. Sanchez, J. Martí, "Planar photonic crystal structure with inherently single-mode waveguides", *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, pp. 2131-2136, 2003.
2. J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco and J. Martí, "Broadening compensation for ultrashort pulses in photonic crystals", *Opt. Quant. Electron.* **37**, pp. 199-211, 2005.
3. P. Sanchis, J. García, A. Martínez and J. Martí, "Pulse propagation in adiabatically coupled photonic crystal coupled cavity waveguides", *J. Appl. Phys.* **97**, pp. 013101, 2005.
4. J. García, P. Sanchis, and J. Martí, "Detailed analysis of the influence of structure length on pulse propagation through finite-size photonic crystal waveguides", *Opt. Express* **14**, pp. 6879-6893, 2006.
5. J. García, P. Sanchis, A. Martínez and J. Martí, "1D periodic structures for slow-wave induced non-linearity enhancement", *Opt. Express* **16**, pp. 3146-3160, 2008.

Contribuciones a congresos internacionales:

6. J. García, A. Martínez, G. Sanchez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí, "Large-bandwidth and lossless single-mode waveguides in Si-on-SiO₂ planar photonic crystal structures", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V), Kyoto, Japón, 2004.
7. J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí, "Analysis of Photonic Crystal Waveguides as Dispersion Compensators", XII International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM), Ghent, Bélgica, 2004.
8. J. García, P. Sanchis, and J. Martí, "Using dispersion relationships for finite length PhC waveguides characterisation", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures VI (PECS-VI), Aghia Pelaghia, Creta, Grecia, 2005.
9. J. García, P. Sanchis, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, A. Griol, and J. Martí, "Corrugated SOI waveguide for optimal slow-light elements", 3rd International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, Canadá, 2006.
10. J. García, P. Sanchis, A. Martínez, and J. Martí, "Study of 1D Periodic Structures for Slow-Wave induced Non-Linearity Enhancement", European Optical Society Annual Meeting 2006, Paris, Francia, 2006.
11. J. García, A. Martínez and J. Martí, "Influence of Group Velocity on Roughness Losses for 1D Periodic Structures", Slow and Fast Light 2007, Salt Lake City, Utah, Estados Unidos, 2007.

12. J. García, J. Martí, P. Sanchis, "Group velocity measurements in 1D periodic corrugated SOI waveguide", 4th International Conference on Group IV Photonics, Tokio, Japón, 2007.

Contribuciones a congresos nacionales:

13. J. Martí, J. García and A. Martínez, "Single-mode planar photonic crystal waveguides", Conferencia de Dispositivos Electrónicos (CDE), Calella de la Costa, Barcelona, 2003.

Además, durante el periodo de tesis también se han llevado a cabo otros trabajos, los cuales no han sido incluidos en esta tesis. Este trabajo no incluido ha dado lugar a las siguientes contribuciones:

Publicaciones en revistas internacionales:

14. A. Martínez, F. Cuesta, A. Griol, D. Mira, J. García, P. Sanchis, R. Llorente and J. Martí, "Photonic-crystal 180° power splitter based on coupled-cavity waveguides", Appl. Phys. Lett., vol. 83, pp.3033-3035, 2003.
15. P. Sanchis, J. García, A. Martínez, F. Cuesta, A. Griol, and J. Martí, "Analysis of adiabatic coupling between photonic crystal single-line defect and coupled-resonator optical waveguides", Opt. Lett., vol. 28, pp. 1903-1905, 2003.
16. 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 ", Opt. Express, vol. 12, pp. 161-167, 2004.
17. P. Sanchis, J. García, J. Martí, W. Bogaerts, P. Dumon, D. Taillaert, R. Baets, V. Wiaux, J. Wouters, and S. Becks, "Experimental Demonstration of High Coupling Efficiency Between Wide Ridge Waveguides and Single-Mode Photonic Crystal Waveguides", IEEE Photonic. Tech. Lett., vol. 16, pp. 2272–2274, 2004.
18. A. Martínez, J. García, P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, and J. Martí, "Intrinsic losses of coupled-cavity waveguides in planar-photonic crystals", Opt. Lett., vol. 32, pp. 635-637, 2007.

Contribuciones a congresos internacionales:

19. A. Martínez, A. Griol, D. Mira, F. Cuesta, J. García, P. Sanchis, R. Llorente and J. Martí, "180° power splitting in photonic crystals", European Conference on Communications 2003 (ECOC 2003), Rimini, Italia, 2003.
20. F. Cuesta-Soto, F. Ramos, A. Martínez, P. Sanchis, J. García, J. Blasco, J. Martí, "All-optical switching in a directional coupler", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V), Kyoto, Japón, 2004.
21. P. Sanchis, J. García, F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. Blasco, J. Martí, W. Bogaerts, P. Dumon, D. Taillaert, R. Baets, "Experimental demonstration of a high efficiency coupling technique for planar photonic crystal circuits structures", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V), Kyoto, Japón, 2004.
22. P. Sanchis, J. Martí, J. García, P. Bienstman, R. Baets, "Semi-analytic analysis of complex photonic crystal structures", 12th European Conference on Integrated Optics – ECIO '05, Grenoble, Francia, 2005.
23. P. Sanchis, A. Martínez, J. García, F. Cuesta-Soto, J. Martí, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, R. Baets, "Experimental demonstration of adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled-cavity waveguides", Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO 2005), Baltimore, Maryland, Estados Unidos, 2005.
24. F. Cuesta-Soto, B. García-Baños, A. Håkanson, J. García, P. Sanchis, and J. Martí, "Intermodal dispersion compensation in a PhC directional coupler", International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures VI (PECS-VI), Aghia Pelaghia, Creta, Grecia, 2005.
25. P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, A. Martínez, J. Martí, F. Riboli, and L. Pavesi, "All-optical MZI XOR logic gate based on Si slot waveguides filled by Si-nc embedded in SiO₂", 3rd International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, Canadá, 2006.
26. P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, A. Martínez, J. Martí, F. Riboli, and L. Pavesi, "Design of an all-optical MZI XOR logic gate based on slot waveguides", European Optical Society Annual Meeting 2006, Paris, Francia, 2006.
27. F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, P. Sanchis, A. Martínez, and J. Martí, "Analysis of Nonlinear Ring resonator Assisted Mach-Zehnder Interferometers", European Optical Society Annual Meeting 2006, Paris, Francia, 2006.
28. A. Martínez, J. García, P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, and J. Martí, "Intrinsic losses of coupled cavity waveguides implemented in 1D and 2D photonic crystals", European Optical Society Annual Meeting 2006, Paris, Francia, 2006.

Anexo A

La red recíproca y la zona de Brillouin

A.1. La red recíproca

Cuando una función $f(\mathbf{r})$ es periódica a lo largo de una red se cumplirá que $f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}+\mathbf{R})$ para todos los vectores \mathbf{R} que mantienen la red inalterada al realizar la traslación (por ejemplo, que conectan un punto de la red con el siguiente). El conjunto de vectores \mathbf{R} reciben el nombre de **vectores de red**. La función dieléctrica $\epsilon(\mathbf{r})$ que define un cristal fotónico será un ejemplo de función periódica.

Si se realiza la transformada de Fourier de esta función periódica, se podrá expresar la función $f(\mathbf{r})$ a partir de una serie de ondas planas con distintos vectores de onda:

$$f(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{q} \cdot g(\mathbf{q}) \cdot e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} , \quad (\text{A.1})$$

donde $g(\mathbf{q})$ es el coeficiente de Fourier para la onda plana con vector de onda \mathbf{q} . Si se tiene además en cuenta en la expresión A.1 el hecho de que la función $f(\mathbf{r})$ es periódica a lo largo de una red (i.e., $f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}+\mathbf{R})$) se obtendrá que:

$$f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \int d\mathbf{q} \cdot g(\mathbf{q}) \cdot e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} = \int d\mathbf{q} \cdot g(\mathbf{q}) \cdot e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \cdot e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}}, \quad (\text{A.2})$$

o lo que es lo mismo, que:

$$g(\mathbf{q}) = g(\mathbf{q}) \cdot e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}}. \quad (\text{A.3})$$

La condición dada por la ecuación A.3 únicamente podrá conseguirse si $g(\mathbf{q}) = 0$ o si $e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}} = 1$. Lo que determinará esta condición es que, para una función $f(\mathbf{r})$ periódica, su transformada $g(\mathbf{q})$ será siempre cero, salvo para unas deltas situadas en los valores de vector de onda \mathbf{q} tales que $e^{j\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}} = 1$ (o equivalentemente, $\mathbf{q}\cdot\mathbf{R} = 2\pi n$). Este hecho puede entenderse de una forma más sencilla si nos fijamos en el caso para una dimensión: si se está expandiendo mediante sinusoides una función $f(x)$ con periodo T , únicamente se tendrá que usar la senoide “fundamental” de periodo T y sus armónicos de periodos $T/2$, $T/3$, $T/4$, y así sucesivamente.

Estos vectores de red \mathbf{q} tales que $\exp(j\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}) = 1$ reciben el nombre de **vectores de red recíproca** y se suelen designar mediante la letra \mathbf{G} . Estos vectores formarán también una red periódica.

A.2. Obtención de los vectores de red recíproca

Para una determinada red periódica, todos los vectores de red \mathbf{R} posibles pueden ser expresados en función de lo que se denominan **vectores de red primitivos**, que son los vectores más pequeños que apuntan de un punto de la red a otro. Por ejemplo, en una red cúbica tridimensional con periodo a , los vectores \mathbf{R} serán todos de la forma $\mathbf{R} = l a \hat{\mathbf{x}} + m a \hat{\mathbf{y}} + n a \hat{\mathbf{z}}$, donde (l, m, n) son números enteros. En general, se llamará a los vectores de red primitivos \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , y \mathbf{a}_3 , y no tendrán por qué ser vectores unitarios.

Del mismo modo, para la red recíproca también se podrán definir una serie de **vectores de red recíproca primitivos** \mathbf{b}_i , tales que todos los vectores de red recíproca \mathbf{G} podrán ser expresados como $\mathbf{G} = l\mathbf{b}_1 + m\mathbf{b}_2 + n\mathbf{b}_3$.

Por tanto, para determinar los vectores de red recíproca $\{\mathbf{G}\}$ para una red periódica definida por un conjunto de vectores de red $\{\mathbf{R}\}$ se deberá cumplir la condición $\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 2\pi N$, lo que determinará que:

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = (l \cdot \mathbf{a}_1 + m \cdot \mathbf{a}_2 + n \cdot \mathbf{a}_3) \cdot (l' \cdot \mathbf{b}_1 + m' \cdot \mathbf{b}_2 + n' \cdot \mathbf{b}_3) = 2\pi N. \quad (\text{A.4})$$

Esta expresión deberá cumplirse para cualquier elección de (l, m, n) , lo que podrá conseguirse si se obtienen unos vectores \mathbf{b}_i tales que $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi$ cuando $i = j$, y $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 0$ cuando $i \neq j$. De forma más compacta, se podrá escribir $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$. Se podrá calcular el conjunto de vectores de red recíproca primitivos haciendo uso de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= 2\pi \cdot \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3} \\ \mathbf{b}_2 &= 2\pi \cdot \frac{\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3} \\ \mathbf{b}_3 &= 2\pi \cdot \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

A.3. La zona de Brillouin

En la ecuación 2.8 del apartado 2.1 de la tesis se vio como la simetría de traslación discreta de un cristal fotónico permite expresar sus modos como modos de Bloch, los cuales se clasifican en función de un vector de onda \mathbf{k} :

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (\text{A.6})$$

Una característica importante de los estados de Bloch es que para valores distintos de \mathbf{k} no se obtienen necesariamente modos distintos. Concretamente, un

modo con un vector de onda \mathbf{k} y otro con un vector de onda $\mathbf{k}+\mathbf{G}$ serán el mismo si \mathbf{G} es un vector de red recíproca. El vector de onda \mathbf{k} sirve para especificar las relaciones de fase entre las distintas celdas que son descritas por $\mathbf{u}(\mathbf{r})$. Si \mathbf{k} es incrementado por \mathbf{G} , entonces la fase entre celdas es incrementada por $\mathbf{G}\cdot\mathbf{R}$, lo que equivale a $n2\pi$ y no será realmente una diferencia de fase.

Esto significa que existe muchísima redundancia en el valor de \mathbf{k} , por lo que los cálculos que se realicen se podrán centrar únicamente en una región finita del espacio recíproco tal que no se pueda pasar de un punto a otro de esta región añadiendo cualquier \mathbf{G} . Todos los valores de \mathbf{k} que se encuentren fuera de esta zona, por definición, podrán ser alcanzados a partir de un punto de dentro de la zona añadiendo \mathbf{G} , y serán por lo tanto puntos redundantes. Esta región es lo que se denomina **zona de Brillouin**. Una forma más visual de caracterizarla es la siguiente: si nos encontramos en el espacio recíproco, la zona de Brillouin será el volumen que se encuentra más próximo a un determinado punto de la red recíproca que a cualquier otro. En la figura A.1 se muestra cómo se puede obtener el vector \mathbf{k} equivalente en la zona de Brillouin a partir de otro vector \mathbf{k}' que se encuentra fuera de ésta.

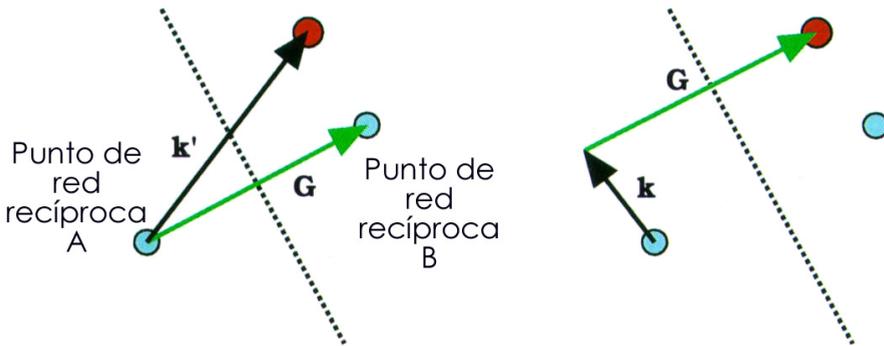


Figura A.1. La línea de puntos es el bisector perpendicular de la línea que une los dos puntos de la red recíproca (azul) y definiría la zona de Brillouin correspondiente a cada punto de red recíproca representado. Si se toma como origen el punto de la izquierda, cualquier vector de red \mathbf{k}' que se encuentre más allá de la línea de puntos (punto rojo) puede ser expresado como la suma de un vector \mathbf{k} en ese lado de la línea más un vector de red recíproca \mathbf{G} [Joa95].

A.3.1. Zona de Brillouin de redes bidimensionales

En este apartado se obtendrá la red recíproca y la zona de Brillouin de las redes utilizadas de forma más habitual en el campo de los cristales fotónicos: la red cuadrada y la red triangular (o hexagonal).

Para una red cuadrada con periodo a , los vectores de red son $\mathbf{a}_1 = a\hat{\mathbf{x}}$ y $\mathbf{a}_2 = a\hat{\mathbf{y}}$. Para poder utilizar las expresiones de A.5 para obtener los vectores de red recíproca, se puede hacer uso de un tercer vector de base en la dirección z de cualquier longitud, ya que el cristal es homogéneo en esta dirección. Los vectores de red recíproca obtenidos serán $\mathbf{b}_1 = (2\pi/a)\hat{\mathbf{y}}$ y $\mathbf{b}_2 = (2\pi/a)\hat{\mathbf{x}}$. Según esto, la red recíproca será también una red cuadrada, pero con espaciado $2\pi a$ en lugar de a , tal y como se puede ver en la figura A.2.

Para determinar la zona de Brillouin habrá que fijarse en un determinado punto de la red (se toma como origen) y se marcará el área que está más próxima a este punto que a cualquier otro. Geométricamente, se dibujarán bisectores perpendiculares a todos los vectores de red que salen del origen, de forma que cada bisector representa la zona que es más cercana a cada uno de los dos puntos que unía el vector de red. La intersección de todas las zonas que están más cercanas al origen será la zona de Brillouin. En la figura A.2 se muestra la zona de Brillouin para el caso de una red de origen con periodicidad cuadrada.

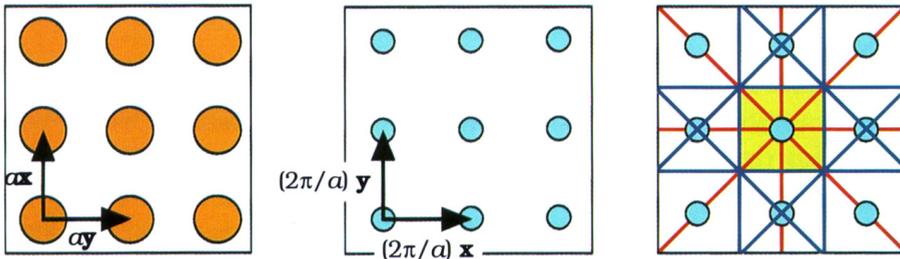


Figura A.2. Obtención de la red recíproca para el caso de la red cuadrada mostrada en la figura de la izquierda. En el centro se muestra la red recíproca correspondiente. En la figura de la derecha se muestra la construcción de la zona de Brillouin: tomando el punto central como origen, se dibujan las líneas que unen el origen con el resto de puntos de red (rojo), sus bisectores perpendiculares (azul), y se marca la zona de Brillouin cuadrada resultante (amarillo) [Joa95].

Se podrá hacer lo mismo para el caso de una red triangular, cuyos vectores de red son $\mathbf{a}_1 = a \cdot (\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}} \cdot \sqrt{3})/2$ y $\mathbf{a}_2 = a \cdot (\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}} \cdot \sqrt{3})/2$, tal y como se muestra en la figura A.3. Usando las expresiones de A.5 se obtendrá que los vectores de red recíproca serán $\mathbf{b}_1 = (2\pi/a) \cdot (\hat{\mathbf{x}} \cdot \sqrt{3} + \hat{\mathbf{y}})/2$ y $\mathbf{b}_2 = (2\pi/a) \cdot (\hat{\mathbf{x}} \cdot \sqrt{3} - \hat{\mathbf{y}})/2$. Esto proporcionará de nuevo una red triangular, pero rotada 90° respecto a la anterior, y con un espaciado $2\pi a$. La zona de

Brillouin, obtenida de la misma forma que se explicó para el caso de la red cuadrada, será en este caso un hexágono.

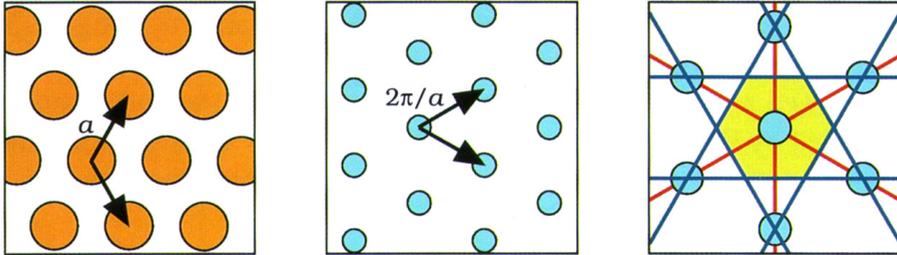


Figura A.3. Obtención de la red recíproca para el caso de la red triangular mostrada en la figura de la izquierda. En el centro se muestra la red recíproca correspondiente, que será una versión rotada de la original. En la figura de la derecha se muestra la construcción de la zona de Brillouin, que en este caso será un hexágono centrado en el origen [Joa95].

Anexo B

Simulador MPB

B.1. Introducción

Debido a la enorme complejidad y dificultad tanto en la fabricación como en la caracterización óptica de los cristales fotónicos, los métodos numéricos han sido una herramienta fundamental en el análisis teórico de este tipo de estructuras. Uno de los métodos utilizados de forma más habitual para analizar este tipo de estructuras es la descomposición en modos propios, de forma que el campo electromagnético existente en la estructura se expresa como la combinación de un conjunto de modos con una determinada frecuencia (armónicos temporales). Éste es el método utilizado por el simulador **MIT Photonic-Bands (MPB)** desarrollado por Steven G. Johnson en el MIT (*Massachusetts Institute of Technology*). MPB es un paquete de software que permite calcular el diagrama de bandas de sistemas dieléctricos periódicos tridimensionales, mediante la obtención de los estados propios existentes en el interior de estos sistemas con frecuencias definidas por las ecuaciones de Maxwell.

Algunas de las principales características de este software son:

- Cálculos tridimensionales totalmente vectoriales para vectores de onda de Bloch arbitrarios. La única aproximación realizada es la discretización espacial, lo que supone una frecuencia de corte de las ondas planas.
- Obtención simultánea de valores propios (frecuencias) y vectores propios (campos), ya que se trata de un método que opera en el dominio de la frecuencia.
- Uso de métodos iterativos para la resolución del problema de valor propio.
- Cálculos para estructuras periódicas en las tres dimensiones.
- Interfaz flexible.
- Posibilidad de computación en paralelo: puede ser ejecutado en un solo procesador, pero también soporta el uso de máquinas en paralelo.
- Permite obtener los modos del diagrama de bandas más próximos a una frecuencia especificada, algo que es muy útil para calcular los modos en defectos. En caso contrario, se deberían calcular todas las bandas desde la 1 hasta la deseada.
- Salida gráfica para campos, distribución dieléctrica,... basada en el formato HDF, de amplio uso en programas gráficos.
- Modularidad: todos los elementos que forman MPB (el *eigensolver*, el interfaz de usuario, la transformada de Fourier,...) son independientes entre ellos en la mayor medida posible. De esta forma, pueden ser depurados por separado, combinados de varias maneras, cambiados, usados por otros programas,...

B.2. Descripción del método

El método utilizado por MPB para calcular los modos del sistema electromagnético definido por el usuario consiste en descomponer los campos como la combinación de estados de distintas frecuencias, pero truncando la base completa (por ejemplo, ondas planas tomando una determinada frecuencia de corte), y entonces resolver el problema de valor propio lineal que queda. Tales métodos (de descomposición mediante funciones base) han sido utilizados ampliamente, con muchas variaciones dependiendo de la elección de la base y del algoritmo de resolución. Al realizar esta descomposición de la solución en función de ondas planas con una determinada frecuencia, se podrá clasificar este método como en el dominio de la frecuencia.

Como se ha comentado, haciendo uso de la descomposición de los modos mediante una base de ondas planas, se podrán expresar las ecuaciones de Maxwell como un problema de valor propio en función de la frecuencia. Cualquier

otra base podría utilizarse para realizar la descomposición de los modos; sin embargo, la elección de una base de ondas planas permite reducir la complejidad de los cálculos a realizar debido a que permite cumplir directamente la condición de transversalidad dada por la ecuación 2.4 de la tesis. Este problema de valor propio será resuelto mediante un algoritmo iterativo por bloques, el cual ha sido elegido para optimizar los cálculos para los sistemas dieléctricos periódicos utilizados. Concretamente, se hará uso del método de minimización por gradiente conjugado preconditionado del cociente de Rayleigh de bloque, el cual permite obtener en cada iteración la mejor solución en el subespacio de todas las direcciones elegidas.

B.3. Ejemplos de los scripts utilizados

A continuación se presentarán dos ejemplos de los scripts utilizados para realizar los cálculos de bandas. Concretamente, se presentará un ejemplo para el cálculo del diagrama de bandas del cristal fotónico de columnas de Silicio en sílice propuesto en este trabajo, y otro para el cálculo de los modos guiados cuando se introduce un defecto lineal consistente en reducir el radio de las columnas a lo largo de una fila.

Los scripts utilizados en MPB consisten básicamente en una serie de instrucciones mediante las cuales se especifica la geometría que se quiere estudiar, el número de vectores propios a calcular, qué obtener a la salida, el número de bandas a calcular,... Este tipo de fichero será enormemente flexible, pudiendo colocar las entradas del fichero en cualquier orden, sin preocuparnos por los espacios en blanco, insertar comentarios donde se desee, omitir cosas que ya estén definidas por defecto,... Generalmente, la extensión de estos archivos será .ctl.

La forma de ejecutar mediante el programa MPB los scripts generados será algo como esto:

```
unix% mpb xxxxx.ctl >& xxxxx.out
```

que leerá el fichero de control *xxxxx.ctl* y lo ejecutará, guardando la salida en el fichero *xxxxx.out*. Sin embargo, también se podrá acceder a un formato “interactivo” del programa MPB si se ejecuta *mpb* sin ningún argumento adicional; de esta forma se podrán ir introduciendo comandos directamente y ver sus resultados inmediatamente. En nuestro caso se hará uso de la primera opción, escribiendo un fichero de control con las especificaciones de nuestra estructura y los cálculos que se quieren realizar sobre ésta, y redireccionando la salida al fichero correspondiente.

B.3.1. planar3Dcolumnas-SiSiO2.ctf

Mediante este fichero se calculan las frecuencias de los modos impares del cristal fotónico planar formado por una red triangular de columnas de Silicio sobre sílice para cada vector de onda a lo largo del límite de la zona irreducible de Brillouin, de forma que se pueda representar el diagrama de bandas del cristal.

```
(define eps (* 3.4 3.4))           ; Constante dieléctrica de las columnas
(define eps_slab (* 1.46 1.46))    ; Constante dieléctrica del slab planar
(define eps_clad (* 1.458 1.458)) ; Constante dieléctrica del cladding
(define r 0.1663)                  ; Radio de las columnas
(define h 2.0238)                  ; Altura de la estructura
(define supercell-h 6)             ; Altura de la supercelda vertical

; Estructura triangular con supercelda vertical:
(set! geometry-lattice (make lattice (size 1 1 supercell-h)
                                     (basis1 (/ (sqrt 3) 2) 0.5)
                                     (basis2 (/ (sqrt 3) 2) -0.5)))

(set! default-material (make dielectric (epsilon eps_clad))) ; Substrato de sílice

; Núcleo de sílice con la columna de Silicio, que se replicará según los vectores de red
(set! geometry (list
  (make block (material (make dielectric (epsilon eps_slab))) (center 0 0 0) (size 1 1 h))
  (make cylinder (center 0 0 0) (radius r) (height h) (material (make dielectric (epsilon eps))))
))

(set! grid-size (vector3 16 16 (* 16 supercell-h))) ; Defino el mallado
(set! num-bands 7) ; Número de bandas a calcular

; Defino los vectores de onda para los que realizaré los cálculos
(define Gamma (vector3 0 0 0))
```

```
(define M (vector3 0 0.5 0))
(define K (vector3 (/ -3) (/ 3) 0))

(set! k-points (interpolate 6 (list Gamma M K Gamma)))

; Calculo las bandas (solo para los modos con simetría impar en vertical)
(run-odd)
```

B.3.2. planar3Dcolumnas-SiSiO2-guiareducido.ctf

Mediante este fichero se calculan las frecuencias de los modos guiados con simetría impar de la guía de radio reducido creada en el cristal fotónico planar de columnas de Silicio sobre sílice.

```
(define eps (* 3.4 3.4)) ; Constante dieléctrica de las columnas
(define eps_slab (* 1.46 1.46)) ; Constante dieléctrica del slab planar
(define eps_clad (* 1.458 1.458)) ; Constante dieléctrica del cladding
(define r 0.1663) ; Radio de las columnas
(define rdef 0.1) ; Radio de las columnas que forman la guía
(define h 2.0238) ; Altura de la estructura
(define supercell-h 6) ; Altura de la supercelda vertical
(define ancho-supercell 7) ; Anchura de la supercelda (en múltiplos de sqrt(3))

; Estructura triangular del cristal, pero supercelda cuadrada y con componente vertical
(set! geometry-lattice (make lattice (size (* ancho-supercell (sqrt 3)) 1 supercell-h)))

(set! default-material (make dielectric (epsilon eps_clad))) ; Substrato de sílice

; Defino el núcleo de sílice
(set! geometry (list
  (make block (material (make dielectric (epsilon eps_slab))) (center 0 0 0) (size (* ancho-supercell (sqrt 3)) 1 h))
```

))

; Defino la red triangular de columnas de Silicio a lo largo de la supercelda transversal

(set! geometry (append geometry (geometric-objects-duplicates (vector3 (sqrt 3) 0 0) (/ (- ancho-supercell 1) -2) (/ (- ancho-supercell 1) 2) (list ; Replico los agujeros para crear la supercelda básica

(make cylinder (material (make dielectric (epsilon eps))) (center (/ (sqrt 3) -2) 0.5 0) (radius r) (height h))

(make cylinder (material (make dielectric (epsilon eps))) (center (/ (sqrt 3) -2) -0.5 0) (radius r) (height h))

(make cylinder (material (make dielectric (epsilon eps))) (center 0 0 0) (radius r) (height h))

)))

; Eliminamos la columna de Silicio central y la sustituimos por otra de radio menor

(set! geometry (append geometry (list

(make cylinder (material (make dielectric (epsilon eps_slab))) (center 0 0 0) (radius r) (height h))

)))

(set! geometry (append geometry (list

(make cylinder (material (make dielectric (epsilon eps))) (center 0 0 0) (radius rdef) (height h))

)))

(set! grid-size (vector3 (16 (* ancho-supercell (sqrt 3))) 16 (* 16 supercell-h)))*

(set! num-bands 10)

(define Gamma (cartesian->reciprocal (vector3 0 0 0)))

(define Kp (cartesian->reciprocal (vector3 0 0.5 0)))

(set! k-points (interpolate 9 (list Gamma Kp)))

; Calculo las bandas

(run-odd)

Anexo C

Listado completo de referencias

C.1. Listado de referencias

- [Adi00] A. Adibi, R. K. Lee, Y. Xu, A. Yariv and A. Scherer, "Design of photonic crystal optical waveguides with single mode propagation in the photonic band gap", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 16, 2000.
- [Agi01] M. Agio, C. M. Soukoulis, "Ministop bands in single-defect photonic crystal waveguides", *Phys. Rev. E*, vol. 64, 055603, 2001.
- [Agr97] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", Wiley-Interscience, Ed., 1997.
- [Agr01] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2001.
- [Ald07] A. Alduino, M. Paniccia, "Interconnects - Wiring electronics with light", *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 153-155, 2007.
- [Bab99] T. Baba, N. Fukaya, J. Yonekura, "Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends", *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 8, pp. 654-655, 1999.
- [Bha01] N. A. R. Bhat and J. E. Sipe, "Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals", *Phys. Rev. E*, vol. 64, pp. 056604, 2001.

- [Bla00] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S.W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J.P. Mondia, G.A. Ozin, O. Toader, and H.M. van Driel, "Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres", *Nature*, vol. 405, pp. 437-440, 2000.
- [Bog02] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Nienstman, R. Baets, "Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 8, pp. 928-934, 2002.
- [Bos02] S. Boscolo, M. Midrio and T. F. Krauss, "Y junctions in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching", *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 12, pp. 1001-1003, 2002.
- [Cad05] M. Cada, "Switching mirror in the CdTe-based photonic crystal", *Appl. Phys. Lett.* 87, pp. 011102, 2005.
- [Cap99] J. Capmany, F. J. Fraile Peláez, J. Martí, "Dispositivos de Comunicaciones Ópticas", Ed. Síntesis, 1999.
- [Cap03] J. Capmany, D. Pastor, S. Sales, and M. A. Muriel, "Pulse distortion in optical fibers and waveguides with arbitrary chromatic dispersion", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 2523-2533, 2003.
- [Che04] Y. Chen and S. Blair, "Nonlinearity enhancement in finite coupled-resonator slow-light waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, no. 15, pp. 3353-3366, 2004.
- [Chi04] D. N. Chigrin, A. V. Lavrinenko, C. M. Sotomayor Torres, "Nanopillars photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, 617-622, 2004.
- [Cho00] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", *Nature*, vol. 407, pp. 983-986, 2000.
- [Cho01] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths", *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 5, pp. 286-288, 2001.
- [Chu00] A. Chutinan and S. Noda, "Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 7, pp. 4488-4491, 2000.
- [Chu06] T. Chu, H. Yamada, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Tunable Optical Add-Drop Multiplexer Based on Silicon Photonic Wire Waveguides", *IEEE Photonic Tech. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1409-1411, 2006.
- [Cue03] F. Cuesta, A. Griol, A. Martínez and J. Martí, "Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies", *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 455-456, 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", *Opt. Express*, vol. 12, no. 1, 161-167, 2004.

- [Dal07] P. Pellegrino, B. Garrido, C. Garcia, J. Arbiol, J. R. Morante, M. Melchiorri, N. Daldosso, L. Pavesi, E. Scheid, and G. Sarrabayrouse, "Low-loss rib waveguides containing Si nanocrystals embedded in SiO₂", *J. Appl. Phys.*, vol. 97, No. 7, pp. 074312, 2007.
- [Eng06] R. J. P. Engelen, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, J. P. Korterik, N. Ikeda, N. F. van Hulst, K. Asakawa, and L. Kuipers, "The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1658-1672, 2006.
- [Fan95] S. Fan, J. Winn, A. Devenyi, J. C. Chen, R. D. Meade, and J. D. Joannopoulos, "Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 1267-1272, 1995.
- [Fan98] S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals", *Opt. Express*, vol. 3, no. 1, pp. 4-11, 1998.
- [Fan01] S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, C. Manolatu, H. A. Haus, "Waveguide branches in photonic crystals", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, pp. 162-165, 2001.
- [Gom07] A. Gomez-Iglesias, D. O'Brien, L. O'Faolain, A. Miller, and T. F. Krauss, "Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via Fourier transform spectral interferometry", *Appl. Phys. Lett.* 90, pp. 261107, 2007.
- [Hee99] J. E. Heebner and R. W. Boyd, "Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator", *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 847-849, 1999.
- [Hee03] J. E. Heebner, "Nonlinear Optical Whispering Gallery Microresonators for Photonics", PhD. Thesis, 2003.
- [Hos02] K. Hosomi and T. Katsuyama, "A Dispersion Compensator Using Coupled Defects in a Photonic Crystal", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 825-829, 2002.
- [Hug05] S. Hughes, L. Ramunno, J. F. Young, and J. E. Sipe, "Extrinsic optical scattering loss in photonic crystal waveguides: role of the fabrication disorder and photon group velocity", *Phys.Rev. Lett.*, vol. 94, pp. 033903, 2005.
- [Ist05] E. Istrate, A.A. Green, and E.H. Sargent, "Behavior of light at photonic crystal interfaces", *Phys. Rev. B* 71, 195122, 2005.
- [Izq97] J. Izquierdo, J. R. Torregrosa, "Álgebra y Ecuaciones Diferenciales. Tomo II", Servicio Publicaciones UPV, 1997.
- [Jac05] R. S. Jacobsen, A. V. Lavrinenko, L. H. Frandsen, C. Peucheret, B. Zsigri, G. Moulin, J. Fage-Pedersen, and P. I. Borel, "Direct experimental and numerical determination of extremely high group indices in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 13, no. 20, 7861-7871, 2005.
- [Jac06] R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hansen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri, and A. Bjarklev, "Strained silicon as a new electro-optic material", *Nature* vol. 441, pp. 199-202, 2006.

- [Jal06] B. Jalali, and S. Fathpour, "Silicon Photonics", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4600-4615, 2006.
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, "Photonic Crystals: Molding the flow of light", Princeton, 1995.
- [Joh87] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered superlattices", *Phys. Rev. Lett.* vol. 8, pp. 2486-2489, 1987.
- [Joh99] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 8, pp. 5751-5758, 1999.
- [Joh00] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, pp. 8212-8222, 2000.
- [Joh01] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Opt. Express* 8, no. 3, 173-190, 2001.
- [Kaw01] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, T. Takemori, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289-2292, 2001.
- [Khu07] J. B. Khurgin, "Dispersion and loss limitations on the performance of optical delay lines based on coupled resonant structures", *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 2, pp. 133-135, 2007.
- [Kit76] C. Kittel, "Introducción a la Física del Estado Sólido", Ed. Reverté, 1976.
- [Kom90] T. Kominato, Y. Ohmori, H. Okazaki, M. Yasu, "Very low-loss GeO₂-doped silica waveguides fabricated by flame hydrolysis deposition method", *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 327-328, 1990.
- [Kos01] M. Koshiba, "Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 12, pp. 1970-1975, 2001.
- [Kra96] T. F. Krauss, R. M. de la Rue, S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths", *Nature*, vol. 382, pp. 699-702, 1996.
- [Kuh07] B. Kuhlow, G. Przyrembel, S. Schlüter, W. Fürst, R. Steingrüber, and C. Weimann, "Photonic Crystal Microcavities in SOI Photonic Wires for WDM Filter Applications", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 421-431, 2007.
- [Kur05] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe, and L. Ramunno, "Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 72, pp. 161318(R). 2005.
- [Lab99] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré, U. Oesterle, "Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using emission from InAs quantum dots", *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 3, pp. 1649-1652, 1999.

- [Lan01] S. Lan, S. Nishikawa, H. Ishikawa, and O. Wada, "Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses", *J. Appl. Phys.* 90, 4321, 2001.
- [Lau02] W. T. Lau, S. Fan, "Creating large bandwidth line defects by embedding dielectric waveguides into photonic crystal slabs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 21, pp. 3915-3917, 2002.
- [Let01] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. L. d'Yerville, D. Cassagne, C. Jouanin, "Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 15, pp. 2312-2314, 2001.
- [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.*, vol. 25, pp. 1297-1299, 2000.
- [Lin98] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature* vol. 394, pp. 251-253, 1998.
- [Lon00] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vucković, A. Scherer and T. P. Pearsall, "Waveguiding in planar photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 13, pp.1937-1939, 2000.
- [Lon01] M. Loncar, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Methods for controlling positions of guided modes of photonic-crystal waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, pp. 1362 – 1368, 2001.
- [Lon02] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T.P. Pearsall, J. Vuckovic, A. Scherer, S. Kuchinsky, and D.C. Allan, "Experimental and theoretical confirmation of Bloch-mode light propagation in planar photonic crystal waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 80, 1689-1691, 2002.
- [Mar64] D. T. F. Marple, "Refractive index of ZnSe, ZnTe, and CdTe", *J. Appl. Phys.*, vol. 35, No. 3, pp. 539-542, 1964.
- [Mar06] J.M. Martinez, J. Herrera, F. Ramos, and J. Marti, "All-optical correlation employing single logic XOR gate with feedback", *Electron. Lett.*, vol. 42, pp. 1170-1171, 2006.
- [Mcn03] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides", *Opt. Express* 11, no. 22, 2927-2939, 2003.
- [Mek96] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* 77, 3787-3790, 1996.
- [Mil00] D. A. B. Miller, "Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips", *Proc. IEEE*, vol. 88, no. 6, pp. 728–749, 2000.
- [Min03] S.F. Mingaleev and K. Busch, "Scattering matrix approach to large-scale photonic crystal circuits", *Opt. Lett.* 28, 619-621, 2003.

- [Ngu06] V. Nguyen, T. Montalbo, C. Manolatu, A. Agarwal, C. Hong, J. Yasaitis, L. C. Kimerling, and J. Michel, "Silicon-based highly-efficient fiber-to-waveguide coupler for high index contrast systems", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 081112, 2006.
- [Nis02] S. Nishikawa, S. Lan, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Ishikawa, and K. Asakawa, "Optical characterization of photonic crystal delay lines based on one-dimensional coupled defects", *Opt. Lett.*, vol. 27 no. 23, pp. 2079-2081, 2002.
- [Nod00] S. Noda, A. Chutinan and M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure", *Nature*, vol. 407, pp. 608-610, 2000.
- [Not01a] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama, "Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates", *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 293-295, 2001.
- [Not01b] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi and I. Yokohama, "Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. Lett.* vol. 87, no. 25, pp. 25392, 2001.
- [Ofa07] L. O'Faolain, T. P. White, D. O'Brien, X. Yuan, M. D. Settle, and T. F. Krauss, "Dependence of extrinsic loss on group velocity in photonic crystal waveguides", *Opt. Express*, vol. 15, no. 20, 13129-13138, 2007.
- [Ogu02] M. Oguma, T. Kitoh, K. Jinguji, T. Shibata, A. Himeno, and Y. Hibino, "Passband-Width Broadening Design for WDM Filter With Lattice-Form Interleave Filter and Arrayed-Waveguide Gratings", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 328-330, 2002.
- [Pai99] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, pp. 275 - 285, 1999.
- [Pel05] N. Daldosso, G. Das, S. Larcheri, G. Mariotto, G. Dalba, L. Pavesi, A. Irrera, F. Priolo, F. Iacona, and F. Rocca, "Silicon nanocrystal formation in annealed silicon-rich silicon oxide films prepared by plasma enhanced chemical vapor deposition", *J. Appl. Phys.*, vol. 101, No. 11, pp. 113510, 2005.
- [Pet05] A. Y. Petrov, and M. Eich, "Dispersion Compensation With Photonic Crystal Line-Defect Waveguides", *IEEE J. Sel. Area Comm.*, vol. 23, no. 7, pp. 1396-1401, 2005.
- [Pob99] V. V. Poborchii, T. Tada, and T. Kanayama, "A visible-near infrared range photonic crystal made up of Si nanopillars", *Appl. Phys. Lett.* 75, 3276-3278, 1999.
- [Pov05] M.L. Povinelli, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, "Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays", *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7145-7159, 2005.
- [Qiu03] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling", *Appl. Phys. Lett.* 83, pp. 5121-5123, 2003.

- [Ree04] G. T. Reed, A. P. Knights, "Silicon Photonics, an Introduction", Ed. John Wiley & Sons, Ltd., 2004.
- [Sal91] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", Ed. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [San04] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, and J. Martí, "Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals," IEEE J. Quantum Electron. 40, 541-550, 2004.
- [San05a] P. Sanchis, A. Martínez, J. García, F. Cuesta-Soto, J. Martí, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Experimental demonstration of adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled-cavity waveguides", Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO 2005), Baltimore, Maryland, Estados Unidos, 2005.
- [San05b] P. Sanchis, J. Martí, P. Bienstman, and R. Baets, "Semi-analytic approach for analyzing coupling issues in photonic crystal structures", Appl. Phys. Lett., vol. 87, pp. 203107, 2005.
- [Sca96] M. Scalora, R.J. Flynn, S.B. Reinhardt, R.L. Fork, M.J. Bloemer, M.D. Tocci, C.M. Bowden, H.S. Ledbetter, J.M. Bendickson, J.P. Dowling and R.P. Leavitt, "Ultrashort pulse propagation at the photonic band edge: Large tunable group delay with minimal distortion and loss", Phys. Rev. E, vol. 54, pp. R1078-R1081, 1996.
- [Sol02] M. Soljagic, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, "Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity", J. Opt. soc. Am. B, vol. 19, no. 9, pp. 2052-2059, 2002.
- [Sol03] M. Soltani, A. Adibi, Y. Xu and R.K. Lee, "Systematic design of single-mode coupled-resonator optical waveguides in photonic crystals", Opt. Lett. 28, pp. 1978-1980, 2003.
- [Son03] B. Song, S. Noda and T. Asano, "Photonic Devices Based on In-Plane Hetero Photonic Crystals", Science 300, pp. 1537, 2003.
- [Sun07] T. Sünner, M. Gellner, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", Appl. Phys. Lett. Vol. 90, pp. 151117, 2007.
- [Tal06] A. Talneau, G. Aubin, A. Uddhammar, A. Berrier, M. Mulot, and S. Anand, "Group delay measurements on photonic crystal resonators", Appl. Phys. Lett. Vol. 88, pp. 201106, 2006.
- [Tan05] Y. Tanaka, Y. Sugimoto, N. Ikeda, H. Nakamura, K. Kanamoto, K. Asakawa, and K. Inoue, "Design, fabrication, and characterization of a two-dimensional photonic-crystal symmetric Mach-Zehnder interferometer for optical integrated circuits", Appl. Phys. Lett., vol. 86, pp. 141104, 2005.
- [Tat05] S. Tatsuura, T. Matsubara, H. Mitsu, Y. Sato, I. Iwasa, M. Tian, and M. Furuiki, "Cadmium telluride bulk crystal as an ultrafast nonlinear optical switch," Appl. Phys. Lett., vol. 87, pp. 251110, 2005.

- [Tok00] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita and H. Yamada "Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line defect photonic crystal waveguide", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 76, no. 8, pp. 952-954, 2000.
- [Ver88] B. H. Verbeek, C. H. Henry, N. A. Olson, K. J. Orlowsky, R. F. Kazarinov, B. H. Johnson, "Integrated four-channel Mach-Zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO₂ waveguides on Si", *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 6, pp. 1001-1015, 1988.
- [Vla05] Y. A. Vlasov, M. O'Boyle, H. F. Hamann and S. J. McNab, "Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides", *Nature*, vol. 438, pp. 65-69, 2005.
- [Xia07] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, "Ultracompact optical buffers on a silicon chip", *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 65-71, 2007.
- [Xia08] S. Xiao, M. H. Khan, H. Shen, and M. Qi, "Silicon-on-Insulator Microring Add-Drop Filters With Free Spectral Ranges Over 30 nm", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 26, no. 2, pp. 228-236, 2008.
- [Xu05] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator", *Nature*, vol. 435, pp. 325-327, 2005.
- [Xu07] Q. Xu, and M. Lipson, "All-optical logic based on silicon micro-ring resonators", *Opt. Express*, vol. 15, no. 3, pp. 924-929, 2007.
- [Yab87] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [Yam02] K. Yamada, M. Notomi, A. Shinya, C. Takahashi, J. Takahashi and H. Morita, "Singlemode lightwave transmission in SOI-type photonic-crystal line-defect waveguides with phase-shifted holes", *Electron. Lett.* 38 74, 2002.
- [Yar99] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee and A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis", *Opt. Lett.*, vol. 24 no. 11, pp. 711-713, 1999.
- [Ye03] Y. Ye, D.-Y. Jeong, T.S. Mayer and Q.M. Zhang., "Finite-size effect on highly dispersive photonic-crystal optical components", *Appl. Phys. Lett.* 82, pp.2380-2382, 2003.
- [Yee66] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, no. 4, pp. 302-307, 1966.