



ESTUDIO DE LAS FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO DE
NÚCLEO LÍQUIDO

Por

Elvira Susana Vargas Rodríguez

COMO REQUISITO PARCIAL
PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ÓPTICA)
DIVISIÓN DE FOTÓNICA,
CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA, A.C.
LEÓN, GUANAJUATO, MÉXICO.
2 DE SEPTIEMBRE 2013

Asesor: Dr. Norberto Arzate Plata

Sinodales:

Dra. Gloria Verónica Vázquez García (CIO)

Dr. Jorge Alberto Gaspar Armenta (CIFUS)

Contenido

Contenido	v
Lista de Tablas	vii
Lista de Figuras	viii
Resumen	xi
Agradecimientos	xii
1 Introducción	1
1.1 Objetivo de la tesis	6
1.2 Organización de la tesis	7
2 Fibras de cristal fotónico	9
2.1 Antecedentes	9
2.2 Estudio electromagnético	11
2.2.1 Solución modal	12
2.2.2 Solución temporal	17
2.3 Modos guiados	20
2.4 Dispersión	22
3 Fibras de cristal fotónico de núcleo líquido	27
3.1 Antecedentes	27
3.2 Propiedades ópticas de líquidos no lineales	31
3.2.1 Índice de refracción	31
3.2.2 Transmisión	32
3.3 Método de inyección de líquidos en FCF	33

4	Simulación y resultados	37
4.1	Metodología	37
4.2	FCF con huecos circulares	41
4.2.1	Índice efectivo	42
4.2.2	Dispersión cromática	42
4.2.3	Dispersión de segundo orden	46
4.2.4	Dispersión de orden mayor	46
4.2.5	Área efectiva	50
4.2.6	Coefficiente no lineal	52
4.3	FCF huecos con hexagonales	54
4.3.1	Índice efectivo	55
4.3.2	Dispersión cromática	57
4.3.3	Dispersión de segundo orden	59
4.3.4	Dispersión de orden mayor	61
4.3.5	Área efectiva	64
4.3.6	Coefficiente no lineal	66
4.4	Conclusiones	68
5	Conclusiones	71
6	Programa <i>MIT Photonic-Bands</i>	73
6.1	Problema de eigenvalores	73
6.2	La base	75
6.3	Consideraciones adicionales	77
6.3.1	Simetría de inversión	77
6.3.2	El tensor dieléctrico efectivo	78
6.3.3	Métodos iterativos	78
7	Propiedades del nitrobenceno y del disulfuro de carbono	81
7.1	Nitrobenceno	81
7.2	Disulfuro de carbono	82
	Referencias	85

Lista de Tablas

4.1	Parámetros espaciales de una FCF de núcleo líquido y huecos circulares	52
4.2	Parámetros espaciales de una FCF de núcleo líquido y huecos hexagonales	66

Lista de Figuras

1.1	FCF de núcleo sólido	4
2.1	Cristales fotónicos	10
2.2	Sección transversal de una FCF	12
2.3	Relación de dispersión	21
2.4	Modos de propagación de una FCF de núcleo líquido	23
2.5	Curvas de dispersión	25
3.1	Curvas de transmisión de disulfuro de carbono y nitrobenzeno	32
3.2	Sección transversal FCF núcleo fluorescente	34
4.1	Sección transversal FCF con huecos circulares	38
4.2	Sección transversal FCF con huecos hexagonales	39
4.3	Modo fundamental en FCF con huecos circulares	42
4.4	Índice efectivo de FCF con huecos circulares	43
4.5	Dispersión cromática de FCF con huecos circulares	44
4.6	Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos circulares	47
4.7	Dispersión de tercer orden de una FCF con huecos circulares	48
4.8	Dispersión de cuarto orden de una FCF con huecos circulares	49
4.9	Área efectiva de una FCF con huecos circulares	51
4.10	Coefficiente no lineal de una FCF con huecos circulares	53

4.11 Modo fundamental en FCF con huecos hexagonales	55
4.12 Índice efectivo de FCF con huecos hexagonales	56
4.13 Dispersión cromática de FCF con huecos hexagonales	58
4.14 Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos hexagonales	60
4.15 Dispersión de tercer orden de una FCF con huecos hexagonales . . .	62
4.16 Dispersión de cuarto orden de una FCF con huecos hexagonales . . .	63
4.17 Área efectiva de una FCF con huecos hexagonales	65
4.18 Coeficiente no lineal de una FCF con huecos hexagonales	67

Resumen

En el presente trabajo de investigación se realiza un estudio de caracterización de una fibra de cristal fotónico (FCF) con núcleo líquido conformada con un revestimiento de huecos de aire arreglados en una red triangular. Se estudiaron dos casos: una FCF con huecos circulares y otra con huecos hexagonales. Para ambos casos, se consideró que el núcleo de la fibra se formaba con un medio líquido no lineal: de disulfuro de carbono y nitrobenceno.

La caracterización se basa en el cálculo de los parámetros espaciales: índice de refracción, dispersión cromática, dispersión de la velocidad de grupo, dispersión de orden mayor, área efectiva y coeficiente no lineal. Los resultados obtenidos, se comparan entre ambos casos, FCF con huecos circulares y huecos hexagonales, tanto con disulfuro de carbono como con nitrobenceno en su núcleo. Así mismo, los resultados obtenidos de ambos casos los comparamos con los presentados por otros autores.

Con base en los resultados obtenidos, se observa que existe una importante dependencia de los parámetros espaciales con la estructura de la fibra. Además, se observa que la incorporación de líquidos no lineales incrementa apreciablemente la no linealidad en FCF. Por otro lado, las FCF con huecos hexagonales y de núcleos líquidos presentan una gran versatilidad para modular la posición de la longitud de onda de dispersión cero.

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mi director de tesis, el *Dr. Norberto Arzate Plata*, por el inmenso apoyo que me ha dedicado a lo largo de estos años. Siento una profunda admiración por el Dr. Norberto, tanto a nivel profesional como personal. No tengo palabras para agradecer todo lo que ha hecho por mí. Gracias Doctor, de todo corazón por ser como es, un extraordinario ser humano. 444

Agradezco al *Dr. Ismael Torres Gómez* por su apoyo en este trabajo de tesis, sus sugerencias en este proyecto han sido de valiosa importancia.

Agradezco al *Dr. Luis Octavio Meza Espinoza* su apoyo incondicional, paciencia y el inmenso amor que me ha dado durante todo este tiempo. Gracias por la confianza, por creer en mí, por pensar que soy capaz de enfrentar cualquier reto en la vida. Sin tí, no habría llegado hasta aquí.

Agradezco a mis padres *Héctor y Susana* por el maravilloso amor que me han dado a lo largo de mi vida; por estar siempre presentes e incondicionales entregandome su apoyo moral, cariño y comprensión. Sus consejos y confianza han guiado mi camino. Mis logros, son sus logros, ya que son inspirados en ustedes. Los amo.

Agradezco al *Dra. Gloria Verónica Velázquez García* y al *Dr. Jorge Alberto Gaspar Armenta* por su disposición para revisar la tesis y por sus valiosas sugerencias.

Agradezco a Yenisey, Carlos, Karely, Octavio, Christian, David, Dies, Erick, Karla y Laura que de alguna manera me han brindado su amistad y su apoyo, por estar

conmigo en momentos buenos y malos.

Agradezco las facilidades y apoyo del *Centro de Investigaciones en Optica*.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo que me otorgo a través de mi beca de maestría, y por el apoyo parcial por medio del proyecto 106764(CB-2008-1) asignado al Dr. Ismael Torres Gómez.

Finalmente agradezco a Dios el permitirme alcanzar una meta más en el ámbito profesional.

1 Introducción

En 1991, Philip Russell, profesor académico de la Universidad de Bath, Inglaterra, propuso desarrollar un nuevo tipo de fibra, a las que llamo “*holey fiber*” [1](**Russell2007**). Estas fibras son ahora conocidas como fibras microestructuradas o fibras de cristal fotónico (FCF) y constituyen una nueva generación de medio de transmisión. Estas fibras son de sílice y presentan, en su sección transversal, una distribución periódica de agujeros de aire que se extienden a lo largo de su longitud. La parte central o núcleo de la fibra, por donde se permite el guiado la luz, puede estar compuesta por aire o por sílice.

La fabricación de estas fibras, en aquel momento, representó un gran reto tecnológico. Un antecedente que se tenía era el trabajo reportado, en 1974 por Kaiser y Astle [2](**Kaiser1974**), quienes fabricaron fibras unimodales y multimodales con baja absorción, (~ 3 dB/km, a $1.1 \mu\text{m}$) y que fueron hechas puramente de sílice. Las fibras se fabricaron uniendo dos y tres tubos de silica con paredes delgadas soportados por un tubo protector con mayor diámetro. Desde el punto de vista teórico, se encuentran en la literatura los estudios de fibras de Bragg, sugeridas, en 1968, por Melekin y Menenkov [3](**Melekin1968**) y que fueron estudiadas, en 1978, con más detalle, por Yeh *et al.* [4](**Yeh1978**). Las fibras consistieron de un arreglo de capas tubulares concéntricas que alternaban en su índice de refracción. El guiado

de la luz, en este tipo de fibras, se lleva a cabo debido a que los rayos que viajan formando un ángulo con el eje axial se encuentran con un arreglo de capas, análogo a una rejilla de Bragg, en su propagación, lo que hace que aquellos rayos regidos por la reflexión de Bragg se reflejen hacia el núcleo.

La idea de fabricar una FCF, explica Russel [1](**Russell2007**), fue por dos razones: a) atrapar luz en una fibra de núcleo hueco a través del fenómeno de brecha fotónica y b) las fibras convencionales se encontraban ya en una etapa de gran desarrollo. Además que la comunidad científica estaba en busca de nuevos tipos de fibras que pudiesen guiar pulsos de alta potencia, fibras que fuesen más sensibles para usarse como sensores, fibras que fuesen altamente no lineales, fibras altamente birrefringentes o, en general, más versátiles en sus propiedades físicas.

La primera FCF con núcleo sólido que se fabricó la reportaron Knight y colaboradores [5](**Knight1996**), la cual consistió de un núcleo de silica rodeado por un cristal fotónico compuesto de sílice y aire con simetría hexagonal. La FCF que fabricaron tuvo una sección transversal que fue invariante en varios metros de longitud. El pitch * de la fibra fue de $2.3 \mu\text{m}$ y el tamaño de núcleo fue de $4.6 \mu\text{m}$. Variando la temperatura durante el proceso de estiramiento, ellos fueron capaces de fabricar fibras con huecos con diámetro entre $0.2\text{-}1.2 \mu\text{m}$. Además, la FCF fue unimodal en un amplio rango del espectro, al menos de 458 a 1550 nm.

Por otro lado, la primera FCF con núcleo hueco (o de aire) que se fabricó la reportaron, en 1999, Cregan y colaboradores [6](**Cregan1999**). La fibra tenía un revestimiento que se conformaba de un arreglo triangular de huecos que rodeaban a un núcleo hueco que se formó al remover siete capilares del centro de la preforma. La fracción de llenado de la fibra fue de $\sim 39\%$, el pitch de la fibra fue de $4.9 \mu\text{m}$, y el diámetro del núcleo fue de $14.8 \mu\text{m}$. La fibra que se fabricó fue capaz de guiar luz

*El *pitch* (Λ) de una FCF es la distancia entre huecos adyacentes en la red de cristal fotónico.

en una longitud de fibra de decenas de centímetros. En este tipo de fibras, la luz se guía en el núcleo de aire por medio del efecto de brecha fotónica que presentan los cristales fotónicos.

Existen, entonces, dos posibilidades de guiado de la luz en FCF, el cual depende del diseño de la estructura periódica [7](**Bjarklev2003**). La primera forma de guiado es por reflexión total interna en la cual el guiado de la luz se lleva a cabo en el núcleo sólido. El mecanismo de reflexión total interna tiene lugar debido al menor índice de refracción efectivo de la región microestructurada con respecto al índice del núcleo. En este caso, la periodicidad no es realmente necesaria debido a que la presencia de agujeros produce la disminución del índice de refracción del recubrimiento [8](**Monro2000**). La segunda forma de guiado hace uso de la existencia de una brecha fotónica que se produce en estructuras periódicas. En este caso, para ciertas longitudes de onda, no existen modos de propagación en la estructura periódica. Esto significa que la luz con longitudes de onda dentro de la brecha fotónica no se puede propagar a través de la sección transversal de la fibra, por lo que la luz queda confinada en el núcleo. Este tipo de guiado se lleva a cabo en FCF con núcleo de aire, donde el índice de refracción del aire es menor que el índice efectivo del revestimiento.

Las FCF se constituyen como medios adecuados para el guiado de la luz porque, además de sus características de dispersión manejable, permiten un confinamiento alto del modo de propagación en el núcleo de la fibra, favoreciendo la producción de efectos no lineales. Además, las FCF pueden fabricarse para permitir la propagación de un solo modo a todas las longitudes de onda [9](**Birks1997**).

Existe una gama amplia de aplicaciones de las FCF en diferentes áreas de la ciencia y tecnología. En el contexto de óptica no lineal, las FCF con núcleos pequeños y

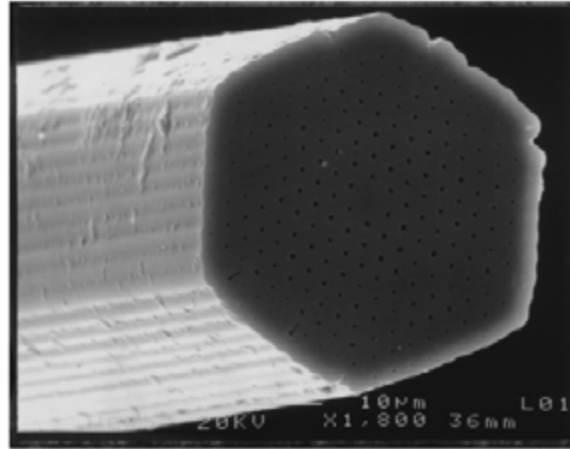


Figura 1.1: Micrografía electrónica de barrido de una fibra de cristal fotónico de núcleo sólido [5](**Knight1996**).

factores de llenado de aire altos favorecen diversos efectos no lineales. Además valores altos de los coeficientes no lineales así como propiedades de dispersión inusuales son parámetros esenciales en el funcionamiento de dispositivos de fibra no lineales. Un efecto no lineal que se puede generar en FCF y que ha tenido mucha importancia es el de la generación de supercontinuo (SC). Este fenómeno se genera cuando pulsos ultracortos de alta energía viajan a través de la fibra y su espectro experimenta un ensanchamiento significativo debido a la interacción de los efectos de dispersión anómala y no lineales. Ranka *et al.* en el año 2000, demostraron experimentalmente por primera vez, que una FCF de núcleo sólido podía tener dispersión anómala en longitudes de onda dentro del rango visible del espectro. Ellos hicieron uso de esta característica y usaron pulsos de 100fs con potencia pico del orden kW para generar un SC de 550 THz de ancho, que se extendía en el espectro de la región del infrarrojo al violeta [10](**Ranka2000a**). Se encuentra que esta fuente de SC tiene aplicaciones en tomografía coherente, peines ópticos, espectroscopía, etc.

Las FCF de núcleo hueco, por otro lado, también presentan propiedades únicas que favorecen los efectos no lineales. Siendo que ellas tienen un núcleo hueco de aire, es posible la propagación de pulsos de alta potencia. La no linealidad del aire es menor en tres órdenes de magnitud que la de sílice. Sin embargo, debido a que mayoritariamente la dispersión de la fibra es anómala dentro del rango de longitudes de onda permitidas para su propagación en la fibra, la generación de efectos no lineales como la formación de solitones es posible. Si, además, en el núcleo hueco de la fibra se inyecta un gas o líquido no lineal y de baja densidad, entonces será posible tener una mayor no linealidad intrínseca en el núcleo, permitiendo la observación de generación de nuevas frecuencias a menores potencias, intensidades altas y longitud de interacción grande. Se encuentra en la literatura el trabajo de Benabid *et al.* quienes reportaron el uso de FCF de núcleo hueco con gas de hidrógeno inyectado en el mismo núcleo para generar esparcimiento Raman [11](**Benabid2002**). Se puede encontrar, además, una revisión del uso de FCF con núcleo hueco e inserción de gases en el mismo trabajo realizado por Travers y colaboradores [12](**Travers2011**).

Recientemente, se ha tenido también el interés por parte de la comunidad científica en estudiar FCF con núcleo hueco e inyectando líquidos con mayor índice de refracción que el sílice. En estos casos el guiado de la luz se lleva a cabo por el proceso de reflexión total interna. Entre los líquidos que se han considerado tenemos: disulfuro de carbono, nitrobenzono y tolueno. Uno de los primeros trabajos que usan líquidos en fibras ópticas es el que reportó Ippen *et al.* en 1973. Ellos observaron la automodulación de fase de pulsos de picosegundos en fibras ópticas con inserción de disulfuro de carbono [13](**Ippen1973**). El interés que se tiene en el empleo de líquidos inyectados en FCF es la alta no linealidad que presentan muchos líquidos. Por lo que FCF con núcleos líquidos representan una alternativa para la fabricación de dispositivos en fibra como sensores, convertidores de frecuencia, generadores de

SC, etc. Un estudio reciente de FCF con núcleo líquido de benceno demuestra que la respuesta no lineal de la fibra difiere significativamente de la respuesta correspondiente de una FCF de núcleo sólido [14](Voronin2010).

1.1 Objetivo de la tesis

El objetivo del presente trabajo de tesis es realizar el diseño y caracterización de una FCF de núcleo hueco con inyección de un líquido no lineal en el mismo núcleo. En lo siguiente haremos referencia a estas fibras como FCF de núcleo líquido. Los líquidos no lineales que se consideran son disulfuro de carbono y nitrobenzono. Las estructuras de FCF que se modelan son FCF con huecos circulares y hexagonales. La caracterización se basará únicamente en el cálculo de los parámetros espaciales: índices de refracción, parámetros de dispersión, áreas efectivas y coeficientes no lineales. La importancia de contar con el comportamiento espectral de estos parámetros se hace evidente al realizar estudio de la propagación de pulsos en fibras ópticas. La modelación y cálculo de parámetros físicos de la FCF se realiza a través del uso del código libre MIT Photonics bands (MPB).

Enfatizamos, nuevamente, que el estudio de las propiedades físicas de las FCF de núcleo líquido es un campo actual de estudio y en desarrollo, del cual han surgido resultados con impacto en áreas como óptica no lineal, guiado por inducción láser, óptica cuántica, etc. Por lo que considero, que los resultados teóricos que se presentan en esta tesis son una contribución con actualidad a los estudios de FCF con núcleos líquidos. Como parte novedosa del trabajo, con base en mi conocimiento, se realiza el cálculo de parámetros espaciales en FCF con huecos hexagonales. Se muestra, además, la versatilidad del uso del código de MPB para modelar y hacer el cálculo de parámetros espaciales de FCF con huecos no circulares.

1.2 Organización de la tesis

La organización del presente trabajo de tesis consiste en lo siguiente: en el Capítulo 2, se introducen rápidamente lo que son los cristales fotónicos y en particular una FCF. Se muestra, además, el análisis electromagnético que se requiere para el estudio de la propagación de luz en FCF, tanto su solución espacial como temporal. En el Capítulo 3, se presentan trabajos de estudios previos realizados en FCF con núcleo líquido, así como algunos aspectos físicos importantes. Se presentan y discuten los resultados de las propiedades ópticas de las FCF en el Capítulo 4. Finalmente, en el Capítulo 5, se presentan las conclusiones.

2 Fibras de cristal fotónico

2.1 Antecedentes

Las fibras ópticas microestructuradas o Fibras de Cristal Fotónico (FCF) son fibras ópticas con una estructura interna compleja distinta a las fibras ópticas convencionales. En general, las FCF son sistemas de cristal fotónico en dos dimensiones o bidimensionales (2D). Para su estudio, introducimos, brevemente lo que es un cristal fotónico. Los cristales fotónicos son estructuras dieléctricas con una característica fundamental: su periodicidad espacial de su índice de refracción, la cual impedirá la propagación de la luz a través de la estructura para determinadas longitudes de onda. Un cristal fotónico representa para la luz, o en general para las ondas electromagnéticas, lo que los semiconductores para los electrones. Esto es en analogía a los semiconductores que presentan una brecha de energía prohibida para los electrones, los cristales fotónicos presentan una brecha de frecuencia prohibida para los fotones. La existencia de una brecha fotónica en los cristales fotónicos, así como sus propiedades, dependen de la naturaleza del material; es decir, del índice de refracción como función de las coordenadas espaciales, así como de su estructura periódica. La constante de periodicidad es del orden de la longitud de onda de la radiación electromagnética que se emplea. En la Figura 2.1 pueden verse ejemplos de estructuras de cristales fotónicos: unidimensional (1D), bidimensional (2D) y

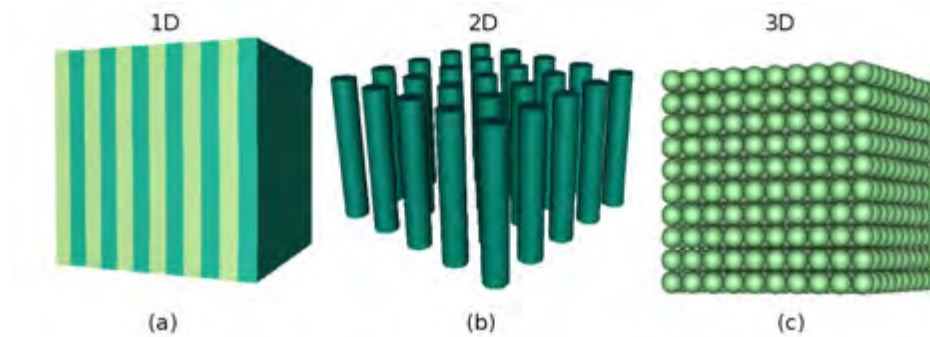


Figura 2.1: Cristales fotónicos: a) unidimensional, b) bidimensional y c) tridimensional. El cristal unidimensional consiste de un sistema de multicapas donde el índice de refracción varía periódicamente. El cristal fotónico bidimensional que se muestra consiste de una red de cilindros paralelos inmersos en un medio con distinto índice de refracción, y el cristal fotónico 3D consta del empaquetamiento o arreglo periódico de esferas. Ciencia y Tecnología de fundación telefónica, Nanotecnología.

tridimensional (3D), respectivamente.

Cuando luz penetra en un cristal fotónico, la radiación se esparce en cada uno de los centros de esparcimiento que lo forman: parte de la radiación se verá reforzada mientras que otra parte se anula en función de parámetros característicos como longitud de onda, vector de onda, índice de refracción de los materiales así como el tamaño y distribución de los centros de esparcimiento. De esta manera, se llama brecha fotónica al rango de frecuencias electromagnéticas en que no existen modos de propagación permitidos para ninguna dirección del cristal.

Las FCF están constituidas por un núcleo rodeado por una estructura de cristal fotónico 2D o periódica de huecos de aire que se extienden a lo largo de la fibra. Dependiendo del tipo de núcleo que tenga la fibra, podemos clasificarlas en FCF de núcleo sólido (de sílice) y de núcleo hueco (en inglés: "hollow core fibers"). La

Figura 2.2 muestra las secciones transversales de estos dos tipos de fibras. A las fibras de núcleo hueco, en particular, se les puede inyectar en su núcleo un gas o líquido. En el caso particular que el medio inyectado tiene un índice de refracción mayor que el índice efectivo del revestimiento, la luz se propaga en el interior del núcleo por el efecto de guiado de la luz, por índice, esto es el fenómeno de reflexión total interna está permitido.

Desde su aparición, las FCF han sido objeto de estudio por parte de la comunidad científica debido a sus novedosas características, dentro de las cuales sobresalen las siguientes: son fibras monomodales dentro de un amplio rango de longitudes de onda, presentan versatilidad en la variabilidad de la dispersión y favorecen los efectos no lineales.

2.2 Estudio electromagnético

En el estudio de la propagación de luz en cristales fotónicos se hace uso de las ecuaciones de Maxwell, las cuales se resuelven numéricamente a través de técnicas para la solución de ecuaciones diferenciales y/o de algebra lineal. Entre los sistemas de cristal fotónico que se han estudiado con gran interés se encuentran las guías de onda y, de manera específica, las FCF. El estudio electromagnético de las FCF conlleva a encontrar dos tipos de soluciones: La primera es la solución modal o espacial donde se encuentran las frecuencias y modos permitidos de propagación en la guía de onda; aquí, el problema se expresa como un problema de valores propios. A través de la solución modal es posible encontrar los parámetros de dispersión de diferentes órdenes, así como áreas efectivas de los diferentes modos permitidos. La segunda solución temporal, donde el problema consiste en encontrar el problema de propagación de pulsos de luz en las FCF. A continuación revisamos de manera breve

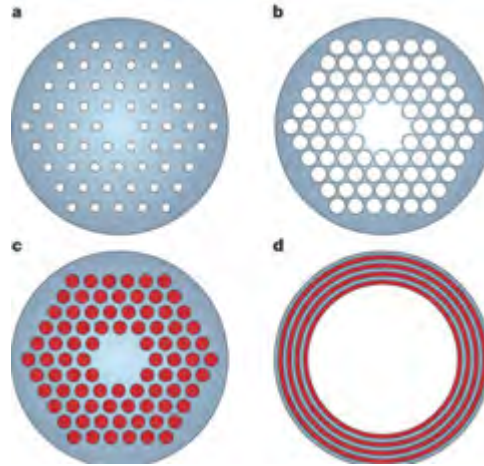


Figura 2.2: Sección transversal de una FCF de a) núcleo sólido de sílice rodeado por el revestimiento de un material con índice de refracción menor; b) núcleo hueco, con un revestimiento de aire-sílice; c) núcleo sólido de sílice y un revestimiento formado con huecos de un líquido de alto índice en un medio de sílice; d) fibra multicapa cilíndrica con un revestimiento totalmente sólido. El color blanco representa el aire, el azul un sólido como la sílice con un bajo índice y el rojo representa un material de alto índice. [15](Joannopoulos2008)

los aspectos principales de estos dos tipos de soluciones.

2.2.1 Solución modal

Las ecuaciones básicas de la propagación de ondas en cristales fotónicos o sistemas periódicos son las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.1b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t), \quad (2.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t), \quad (2.1d)$$

en donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son los campos eléctrico y magnético respectivamente; \mathbf{D} y \mathbf{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética; ρ y \mathbf{J} son la densidad de carga libre y la densidad de corriente, respectivamente. Considerando un medio sin cargas libres y sin fuentes, tenemos que: $\rho = 0$ y $\mathbf{J} = 0$. Las componentes del campo de desplazamiento, D_i , se relacionan con las componentes del campo eléctrico, E_i , a través de la ecuación constitutiva:

$$\frac{D_i}{\varepsilon_0} = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j + \sum_{jk} \chi_{ijk} E_j E_k + O(E^3), \quad (2.2)$$

donde $O(E^3)$ es un término de potencias de ordenes superiores en el campo, la permitividad del vacío es $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \times 9 \times 10^9}$ (As/Vm), ε_{ij} es el tensor de permitividad dieléctrica y χ_{ijk} es la susceptibilidad no lineal de segundo orden. En el estudio de cristales fotónicos, realizamos una serie de suposiciones con la finalidad de obtener una solución aproximada de una forma más sencilla: asumimos que las intensidades de los campos son lo suficientemente pequeñas para encontrarnos en el régimen lineal; además, consideramos un medio macroscópico, isótropo y sin pérdidas de tal forma que el tensor de permitividad dieléctrica es diagonal, $\varepsilon_{ii}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r})$, real y positivo. Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, la ecuación constitutiva, ecuación (2.2), será:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Una expresión similar se tiene relacionando los campos magnéticos:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío con valor $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Henry/m y $\mu(\mathbf{r})$ es la permeabilidad magnética relativa, la cual, para la mayoría de materiales dieléctricos, tiene un valor cercano a la unidad. Por lo que se puede hacer la

aproximación $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Considerando lo anterior, podemos escribir las ecuaciones de Maxwell en la forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.5b)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] = 0, \quad (2.5c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (2.5d)$$

En particular, la dependencia temporal se puede expresar como la combinación lineal de una serie de armónicos, que escribimos como el producto de dos funciones: una que define los campos con dependencia espacial, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ o $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ y una función exponencial compleja que determina la frecuencia del modo de propagación:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}, \quad (2.6a)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}. \quad (2.6b)$$

Para obtener los perfiles espaciales de los modos, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, para una frecuencia determinada, se sustituyen los campos de la ecuaciones (2.6) en las ecuaciones (2.5) reduciéndose a :

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.7a)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})] = 0, \quad (2.7b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - i\omega \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.7c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.7d)$$

A partir de las ecuaciones (2.7a) y (2.7b), se obtiene la siguiente ecuación:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.8)$$

La condición (2.8) indica que no existen fuentes ni sumideros puntuales de campo magnético ni de desplazamiento eléctrico en el medio, respectivamente. Así mismo, esta ecuación determina el hecho de que los campos están formados por ondas electromagnéticas que son transversales a su dirección de propagación; de forma que si se tiene una onda plana, $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{a} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, se cumple que $\mathbf{a} \cdot \mathbf{k} = 0$. Respecto a las ecuaciones (2.7c) y (2.7d), que contienen al operador rotacional, se pueden combinar; por ejemplo, aplicando el rotacional a la ecuación (2.7c) y con ayuda de (2.7d) se obtiene la ecuación:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (2.9)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío definida por: $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$. Podemos escribir la ecuación (2.9) en forma compacta en la forma:

$$\hat{\mathbf{A}} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (2.10)$$

siendo $\hat{\mathbf{A}}$ el operador

$$\hat{\mathbf{A}} = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times . \quad (2.11)$$

Esta expresión es una ecuación de valores propios para el campo magnético, $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, con valores propios $(\frac{\omega}{c})^2$. En otras palabras, la ecuación (2.10) determina completamente el campo magnético, $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ o modos permitidos de propagación en medios isótropos y sin dispersión en la constante dieléctrica. Finalmente, el campo eléctrico puede obtenerse a partir de la ecuación (2.7c).

Los modos de propagación en un sistema periódico tridimensional se pueden expresar a través de estados de Bloch de la forma:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.12)$$

donde el campo $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ es una función periódica de la red fotónica. El vector de onda, \mathbf{k} , se encuentra dentro de la primer zona de Brillouin e identifica a cada estado

de Bloch. De esta forma, la ecuación (2.10) se reescribe como:

$$\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}} \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right)^2 \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

donde $\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}}$ es el operador Hermitiano positivo definido por

$$\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}} = (\nabla + i\mathbf{k}) \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (\nabla + i\mathbf{k}) \times . \quad (2.14)$$

Las soluciones a la ecuación (2.13) nos da un conjunto discreto de valores propios, o eigenfrecuencias, $\omega_n(\mathbf{k})$, que forman una estructura de bandas continuas como función del vector de onda, \mathbf{k} . Y este conjunto de bandas discretas a su vez, forman un conjunto completo de todos los posibles estados electromagnéticos del sistema. Siendo que la función $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ es una función periódica, en el cálculo se debe de considerar únicamente la celda unitaria de la red. Además, $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ debe satisfacer la condición:

$$(i\mathbf{k} + \nabla) \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{k}} = 0. \quad (2.15)$$

En el caso que el sistema sea periódico en dos dimensiones y homogéneo en una dirección se tendrán bandas fotónicas en el plano donde el sistema es periódico. Para la luz que se propaga en este plano los modos permitidos pueden dividirse en dos polarizaciones independientes: modos transversal eléctrico (TE), con H normal al plano y E en el plano; y modos transversal magnético (TM) con E normal al plano y H en el plano. En el contexto o esquema de modelación de cristales fotónicos, podemos modelar una FCF aproximando su estructura a un sistema periódico 2D e introducir un defecto simulando a su núcleo. De esta forma, es posible tener modos localizados o confinados en la región del defecto o, en este caso, en el núcleo de la fibra. En estos sistemas de cristal fotónico 2D, los estados de Bloch, toman la forma:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \boldsymbol{\rho}} e^{ik_z z} \mathbf{H}_{k_{\parallel}, k_z}(\boldsymbol{\rho}), \quad (2.16)$$

donde \mathbf{k}_{\parallel} y k_z son las componentes del vector de onda sobre el plano, donde el sistema es periódico, y en la dirección axial, donde el sistema es homogéneo, respectivamente.

ρ es la proyección de \mathbf{r} sobre el plano xy y $\mathbf{H}_{k_{\parallel}, k_z}(\rho)$ es una función periódica. Ahora, los valores de k_{\parallel} están restringidos a la primer zona de Brillouin, mientras que los valores de k_z no tienen restricción.

2.2.2 Solución temporal

Consideremos, ahora, la propagación de pulsos de luz a lo largo de una fibra óptica. El análisis de dicha propagación comienza con la ecuación de onda para el campo eléctrico:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2.17)$$

donde \mathbf{P} es la polarización que puede expresarse en términos lineal y no lineal con el campo eléctrico, en la forma:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}. \quad (2.18)$$

En el régimen lineal, las potencias asociadas a los pulsos de luz que se propagan en la fibra son bajas o moderadas. En tal caso, el término no lineal de la polarización se considera nulo. En caso contrario, en el régimen de propagación no lineal, las potencias asociadas a los pulsos son altas. Aquí, partimos de la ecuación (2.17) considerando a la polarización no lineal \mathbf{P}_{NL} como una pequeña perturbación a la polarización total y reescribimos la ecuación (2.17) como:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)). \quad (2.19)$$

Para resolver la ecuación (2.19) se deben de realizar una serie de consideraciones. Primeramente, se considera que la polarización eléctrica permanece constante a lo largo de la fibra. De esta manera, es posible trabajar con una aproximación escalar de la ecuación (2.19).

La respuesta no lineal de la fibra se debe a dos factores: a las distorsiones de las órbitas electrónicas de los átomos inducidas por el campo eléctrico, las cuales pueden considerarse instantáneas ya que se producen en escalas de tiempo de unos pocos ciclos electrónicos; y a la respuesta Raman que está asociada a los cambios de los estados vibracionales de las moléculas de sílice. La respuesta Raman se considera instantánea si se examina un ancho de banda mucho menor que $1/\tau_R \simeq 14$ THz, donde τ_R es el tiempo de retardo y tiene un valor entre 60-70 fs. La suposición de respuesta instantánea de la fibra, es válida para pulsos del orden de 1 ps.

Con respecto a las pérdidas en la fibra: éstas pueden despreciarse siempre que la longitud de la fibra sea mucho menor que $1/\alpha$ donde α es el coeficiente de atenuación de la fibra.

Considerando las observaciones anteriores, la ecuación (2.19) puede escribirse, en el dominio de frecuencia, como:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{R}(\omega_1 - \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(z, \omega - \omega_1 + \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(z, \omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(z, \omega_2) d\omega_1 d\omega_2. \quad (2.20)$$

donde $\tilde{\mathbf{E}}$ es la transformada de Fourier de $E(r, t)$, $\chi_{xxxx}^{(3)}$ es la componente $xxxx$ del tensor de susceptibilidad de tercer orden, $\tilde{R}(\omega)$ es la transformada de Fourier de la función de respuesta Raman $R(t)$.

La solución del campo puede escribirse como producto de funciones que dependen de las variables temporales y espaciales en la forma:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A(z, t) F(x, y) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t)) + c.c], \quad (2.21)$$

donde $F(x, y)$ es una función que define la distribución en la sección transversal de la fibra. Para una fibra monomodo $F(x, y)$ corresponde a la distribución modal del

modo fundamental de la fibra, HE₁₁. Hemos supuesto que el campo está alineado en la dirección \hat{x} . $\beta(\omega)$ es el número de onda (que es igual a k_z en la ecuación (2.21)) que puede escribirse en su desarrollo de Taylor en la forma:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (2.22)$$

donde

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (2.23)$$

La evolución de la envolvente del pulso conforme éste se propaga a lo largo de la fibra se describe por medio de la amplitud compleja $A(z, t)$. Su comportamiento en el tiempo se encuentra regido por la ecuación de propagación no lineal de Schrödinger, cuya derivación se puede encontrar en la referencia [16](Mamyshev1990).

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A(z, t) \\ = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) (A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_{xxxx}} R_{xxxx}(t') |A(z, t - t')|^2 dt'). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Aquí $A(z, t)$ ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según:

$$P(z, t) = |A(z, t)|^2, \quad (2.25)$$

α es el coeficiente de absorción, β_1 y β_2 se obtienen de la ecuación (2.23) y aportan información acerca de la velocidad de fase y de grupo. La velocidad de fase (v_f) es el cociente entre la frecuencia angular y la constante de propagación y puede entenderse como la velocidad a la que se propagan los frentes de una onda armónica (producida, por ejemplo, por un láser de onda continua) a lo largo de la fibra. La velocidad de grupo, en cambio, se define como la derivada de la frecuencia respecto a la constante de propagación y es igual al inverso de β_1 :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1}. \quad (2.26)$$

La velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga la envolvente de una onda armónica. Por otro lado, el parámetro β_2 mide la variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrededor de la frecuencia central ω_0 , es decir:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau_g}{d\omega}, \quad (2.27)$$

donde τ_g es el retardo de grupo por unidad de longitud. β_2 es responsable del ensanchamiento de los pulsos de un láser monocromático que se propagan en régimen lineal a lo largo de la fibra. Por ello, a la cantidad β_2 se le denomina dispersión de la velocidad de grupo, por sus siglas en inglés (GVD).

El parámetro γ en la ecuación (2.24) recibe el nombre de coeficiente no lineal, el cual cuantifica la no linealidad de la fibra y está dado por la relación:

$$\gamma = \frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}}, \quad (2.28)$$

donde n_2 es el índice no lineal de la fibra, por ejemplo, el valor del índice no lineal para la Silica es de $n_2 = 3.2 \times 10^{-16}$ cm/W. El A_{eff} define el área modal efectiva definida por:

$$A_{eff} = \frac{2\pi[\int_0^{+\infty} F^2(\rho)\rho d\rho]^2}{\int_0^{+\infty} F^4(\rho)\rho d\rho}, \quad (2.29)$$

donde $F(\rho)$ representa la distribución modal del campo. El área modal efectiva representa el área donde se distribuye el campo en el interior de la fibra. A menor área efectiva, hay un mayor confinamiento del campo en el núcleo de la fibra. Esto da lugar a que el coeficiente no lineal, de la ecuación (2.28), tenga un valor más grande, promoviendo así los efectos no lineales.

2.3 Modos guiados

Para mostrar cuales son los modos de propagación guiados en una FCF que guía la luz por reflexión total interna, consideremos una FCF de sílice con un arreglo

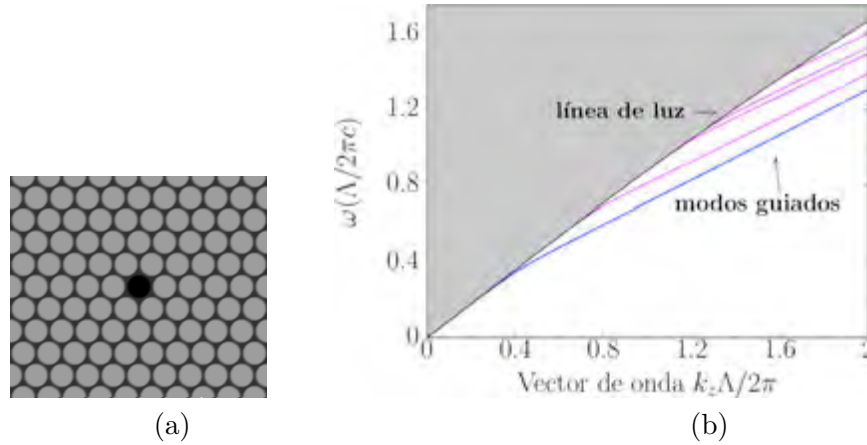


Figura 2.3: a) Estructura de FCF con huecos circulares y de núcleo de disulfuro de carbono, donde el radio de los huecos es de 0.45Λ , y b) su correspondiente gráfica de dispersión. Las curvas por debajo de la línea de luz corresponden a modos guiados en la FCF.

triangular de huecos de aire y de núcleo líquido con índice de refracción mayor que el del sílice. Consideremos, además, que el radio de los huecos tanto los del revestimiento como el del núcleo es de 0.45Λ (Λ es el pitch), como se muestra en la Figura 2.3a. Siendo que la FCF tiene simetría traslacional a lo largo del eje z entonces el campo se puede escribir en la forma expresada en la ecuación 2.21. Por lo que, al resolver el sistema de eigenvalores, ecuación 2.13, encontramos la relación de dispersión ($\omega(k_z)$) o diagrama de bandas, como se muestra en la Figura 2.3b. La gráfica consiste de dos regiones: una región que contiene estados que se extienden o son radiados hacia el revestimiento (región en color gris que se le llama cono de luz); y una región que contiene un conjunto discreto de bandas que contienen modos guiados (región en color blanco o por debajo del cono de luz). La línea divisora de ambas regiones se le llama línea de luz. Si el revestimiento se conformará de un material uniforme entonces la línea de luz sería la línea recta: $\omega = ck_z/\sqrt{\epsilon}$. Por otro

lado, en el caso en que el revestimiento no fuese uniforme y estuviese conformado por un arreglo periódico de huecos, como en la FCF de la Figura 2.3a, la línea de luz no sería línea recta. En este caso, la línea de luz corresponde al modo fundamental o primer modo extendido del revestimiento. Por lo que los modos guiados de la FCF de la Figura 2.3a, están por debajo de la línea de luz. En la Figura 2.3b se muestran tanto el modo fundamental (aquel con frecuencia menor para un valor dado de k_z), como algunos modos superiores.

Al incrementar el valor de índice de refracción del núcleo se introducirán más modos guiados. Entre mayor sea la diferencia del modo guiado con la línea de luz, el modo decaerá exponencialmente hacia el revestimiento. En otras palabras: el modo se confina más en el área del núcleo. El modo fundamental de la FCF está doblemente degenerado. Conforme el valor de k_z aumenta se tendrán más modos guiados en la FCF. Si se reducirá el radio de hueco, se verá que se reduciría el confinamiento de modos. En tal caso, se tendrán más modos guiados de orden superior, para valores más grandes de k_z . En el caso particular en que, al aumentar el valor de k_z , no se tienen más modos guiados más que el modo fundamental se tiene una FCF unimodal infinita [9](Birks1997) (en inglés: *endlessly single-mode fiber*).

En la Figura 2.4 se muestran los patrones de intensidad de campo de los modos LP (de sus siglas en inglés de *linearly polarized*) de la FCF de la Figura 2.3a. Los modos LP son las soluciones a la ecuación de onda escalar que es independiente de k_z . Para valores de k_z grandes, los modos se aproximarán a los modos LP.

2.4 Dispersión

La dispersión es el fenómeno por el cual un pulso se deforma a medida que se propaga a través de la fibra óptica, debido a que las distintas componentes de la

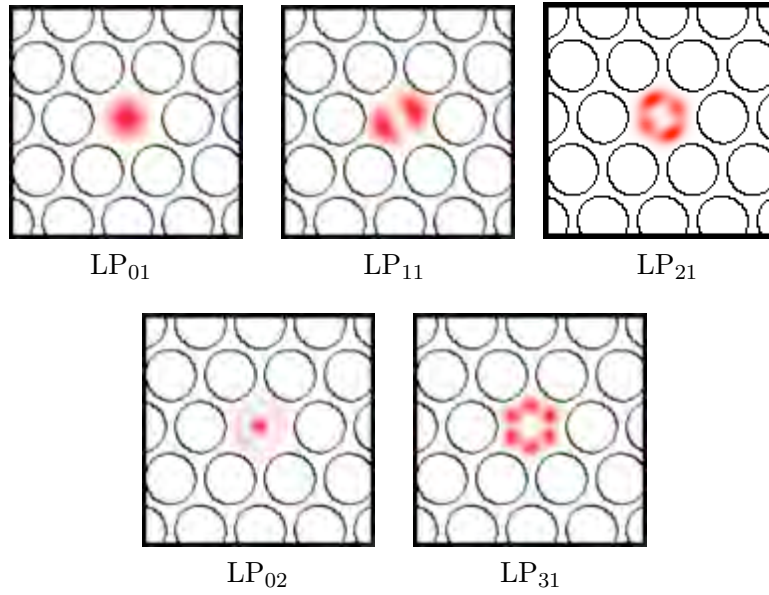


Figura 2.4: Modos de propagación de una FCF con huecos circulares y de núcleo de disulfuro de carbono que se muestra en la figura 2.3a.

señal viajan a distintas velocidades, llegando al receptor en distintos instantes de tiempo. La dispersión en sistemas de comunicación digital por fibra representa una característica o parámetro importante a tomarse en cuenta, ya que ésta determina la capacidad de información que puede transmitirse. En estos sistemas, la información primeramente, se codifica en los pulsos de luz, los cuales se transmiten a través de la fibra hasta que son recibidos por un detector y son allí decodificados. Entre mayor sea el número de pulsos que se puedan enviar por unidad de tiempo, y que éstos, a su vez, puedan detectarse, mayor será la capacidad de transmisión del sistema de comunicación. A mayor dispersión menor será el número de pulsos que se puedan enviar y, por lo tanto, será menor la capacidad de transmisión. Esto puede verse considerando que un pulso de luz, debido a la dispersión, se ensancha durante la

propagación; a cierta distancia el pulso llegará a traslaparse con pulsos adyacentes lo que resultará en un flujo de bits distorsionados y que, muy probablemente, serán decodificados incorrectamente.

La dispersión se debe principalmente a los siguientes mecanismos [17](**Ghatak1998**)

1. **Dispersión modal:** Se refiere a que diferentes modos permitidos les toma tiempos distintos el propagarse una cierta distancia a diferentes modos. Si el sistema de guía de onda trabaja de manera unimodal entonces este tipo de dispersion no tendrá lugar.
2. **Dispersión del material:** Ésta es la principal causa de la dispersión y consiste en que el índice de refracción de un material, por ejemplo sílice, que es el material usado para la fabricación de las fibras ópticas, depende de la frecuencia. Por lo que diferentes componentes del campo viajan a velocidades diferentes o, en otras palabras, les toma tiempos distintos viajar una misma distancia.
3. **Dispersión de guía de onda:** Ésta tiene lugar debido al propio confinamiento de la guía de onda. Veámoslo de la siguiente forma: la potencia de un modo se propaga parcialmente, tanto por el núcleo como por el revestimiento. El correspondiente índice efectivo, que determina el índice de refracción que experimenta este modo de propagación, se sitúa entre el índice de refracción del núcleo y del revestimiento, acercándose más a uno que a otro dependiendo del cuál sea el porcentaje de la potencia que se propaga en él. Esto significa que si la mayor parte de la potencia esta contenida en el núcleo, el índice efectivo estará más cerca del índice de refracción del núcleo. Como la distribución de la potencia de un modo depende de la longitud de onda, entonces el índice efectivo o constante de propagación del modo dependerá, también,

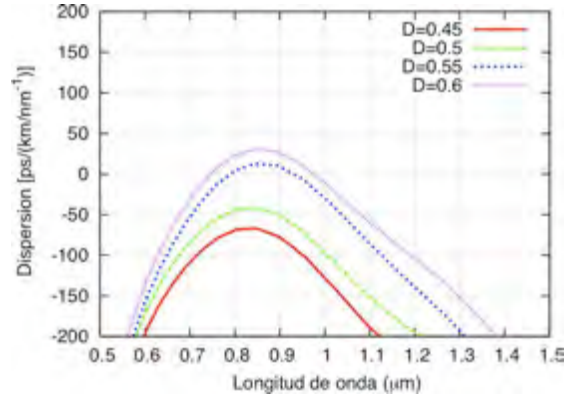


Figura 2.5: Curvas de dispersión cromática de una FCF como función del tamaño relativo de los huecos [18](Baquedano2009).

de la longitud de onda. Entonces, aún en ausencia de dispersión del material, esto es, aunque los índices de refracción del núcleo y del revestimiento sean independientes de la longitud de onda, el fenómeno de dispersión debido a la guía de onda tendrá lugar.

A la suma de las dispersiones de material y de guía de onda se le llama *dispersión cromática*, la cual está relacionada con el parámetro de dispersión de segundo orden, β_2 , en la forma:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \frac{d\beta}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (2.30)$$

donde β_2 se mide en $[\text{ps}^2 \text{ km}^{-1}]$ y D en $[\text{ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}]$. La Figura 2.5 muestra las curvas de la dispersión cromática de una fibra de cristal fotónico de núcleo sólido cuya razón diámetro-pitch va de 0.45 a 0.6. La característica más notable de todas las curvas es que la dispersión se anula para cierta longitud de onda. A esta longitud de onda, λ_0 , se le llama longitud de onda de dispersión cero. Por encima de esta longitud de onda ($D > 0$ o $\beta_2 < 0$) se dice que la fibra presenta un régimen de

dispersión anómalo, mientras que por debajo de λ_0 ($D < 0$ o $\beta_2 > 0$) se dice que la propagación se efectúa en el régimen normal.

3 Fibras de cristal fotónico de núcleo líquido

En este capítulo presentamos algunos estudios que se han realizado en FCF con núcleo líquido, particularizando en las FCF con núcleos de disulfuro de carbono (CS_2) y nitrobenzeno ($C_6H_5NO_2$). Se presenta, además, algunas propiedades ópticas del disulfuro de carbono y nitrobenzeno.

3.1 Antecedentes

Recientemente, diversos grupos han estudiado FCF con líquidos infiltrados en sus núcleos. Se ha encontrado que este tipo de fibras tienen propiedades únicas, por ejemplo [19–21](**Zhang2006,Xu2008,Yiou2005**): dispersión constante en un rango amplio del espectro, guiado unimodal en una banda de longitud de onda, alta birrefringencia, áreas efectivas tanto pequeñas como grandes, aumento de los valores de las propiedades no lineales etc.

Entre los estudios experimentales previos que se encuentran en la literatura tenemos los siguientes. Sylvie Yiou *et al.* reportaron, en 2005, el primer estudio experimental de una FCF con etanol en su núcleo para obtener una alta eficiencia de esparcimiento Raman. Aunque usaron etanol, ellos consideraron usar líquidos

con índices de refracción menores que el índice del sílice. La fibra que utilizaron tuvo una índice efectivo del revestimiento de 1.25, de tal manera que el guiado de la luz se llevó a cabo por el fenómeno de reflexión total [21](**Yiou2005**). En el año del 2007, De Matos *et al.* demostraron experimentalmente una simple y nueva técnica para inyectar simultáneamente líquido en el núcleo y en el revestimiento de una FCF con núcleo hueco. Lo que obtuvieron fue una guía de onda con núcleo y revestimiento líquidos, en los que ambos líquidos se pueden seleccionar para producir características específicas de la fibra. Como ejemplo, ellos sintonizaron la diferencia de índices de refracción del núcleo y revestimiento mediante la elección adecuada de los líquidos que se inyectaron y, así, tuvieron control sobre el número de modos guiados. De Matos *et al.* investigaron también experimental y teóricamente la naturaleza del confinamiento de la luz, observando la transición entre los fenómenos de guiado por banda fotónica y por reflexión total interna [22](**Matos2007**).

No solamente se puede inyectar líquidos en el núcleo de FCF, sino también es posible encontrar trabajos donde inyectan líquido en el revestimiento. Por ejemplo: Bozolan *et al.* en 2008, por primera vez, demostró la generación de SC en 5 cm de longitud de una FCF con núcleo de agua destilada. Ellos usaron una longitud de onda de bombeo de 980 nm y lograron obtener SC con un ancho espectral de 500 nm, 4 veces mayor que el ancho espectral que se obtiene en agua de bulto usando la misma longitud de onda y potencia de bombeo. [23](**Bozolan2008**). Otro trabajo en el cual se inyecta agua en una FCF es el realizado por Ornelas [24](**Ornelas2012**). Ella propone un sistema para estudiar el proceso de mezcla de cuatro ondas en FCF de núcleo sólido y con inyección de agua en los huecos que forman el revestimiento de la fibra [24](**Ornelas2012**). En el 2006, Cox y colaboradores reportaron que el guiado en una fibra óptica microestructurada con núcleo líquido es posible, abriendo, con ello, muchas posibilidades de uso y aplicación de sensores basados en fibra para

la industria química y bioquímica. Ellos demostraron el desplazamiento de la banda de transmisión de una FCF de polímero y de núcleo hueco al inyectar líquido en los huecos de la misma. En su trabajo, ellos muestran además que las FCF de polímero microestructuradas y de núcleo hueco pueden usarse como un sensor para medir la concentración de un material quiral en una solución acuosa [25](Cox2006).

Entre los estudios teóricos, por otro lado, podemos encontrar los siguientes: Zhang y colaboradores, en 2006, estudiaron numéricamente FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenzono. Las FCF que ellos consideran se conforman de dos anillos en su revestimiento. Sus resultados muestran que la introducción de estos líquidos no lineales aumenta considerablemente el parámetro no lineal en el orden de $2.4 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ a la longitud de onda de $1.5 \mu\text{m}$. Adicionalmente, encontraron que la velocidad de grupo excita una región anómala en la región del infrarrojo cercano y obtuvieron una longitud de onda de dispersión cero de alrededor de $1.5 \mu\text{m}$. Sus resultados demuestran que las FCF con núcleos de disulfuro de carbono o nitrobenzono son capaces de generar una banda amplia de SC en el rango de longitud de onda de 700 nm a más de 2500 nm, cuando se bombea con pulsos de picosegundos, a la longitud de onda de $1.5 \mu\text{m}$ [19](Zhang2006). Gundu y colaboradores, en el 2006, propusieron un método de control de las propiedades de dispersión cromática de una FCF usando una técnica selectiva de inyección de líquidos en los huecos de la FCF. El método se basa en considerar una FCF con huecos que tienen el mismo tamaño, y replicar los efectos que se tienen al variar el tamaño de ciertos huecos por medio de inyectar líquidos, con índices de refracción apropiados, en dichos huecos. Ellos estudian la dependencia de las propiedades de dispersión de la fibra con los parámetros de la FCF, como el índice de refracción del líquido, la constante de red y el diámetro del hueco. Ellos muestran, además, que valores muy pequeños de dispersión entre $0 \pm 0.5 \text{ ps}/(\text{nm km})$ pueden tenerse en

una banda de longitud de onda con un ancho de 430-510 nm dentro de la ventana de comunicaciones [26](Gundu2006).

Otro trabajo teórico en el que consideran fibras con núcleos líquidos de disulfuro de carbono o nitrobenzeno es el realizado por Xu *et al.* [20](Xu2008). Ellos consideran una fibra convencional donde al núcleo sólido lo remplazan por un núcleo líquido. Sus cálculos del parámetro no lineal realizados, considerando diferentes líquidos, muestran que éste puede tener valores que van de 0.05 a $18 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ a la longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$. Un estudio más reciente lo hizo Voronin *et al.* en el año del 2010. Ellos demostraron el guiado de luz en una FCF con núcleo líquido de benceno. Ellos observaron que la fibra era unimodal por arriba de los 600 nm. Las características geométricas de la FCF fueron: su núcleo tenía un diámetro de $4 \mu\text{m}$ y estaba rodeado por un doble revestimiento que consistía de una estructura microestructurada de $22 \mu\text{m}$ de ancho y una sección sólida de sílice. La estructura de FCF con su núcleo líquido guió la luz a través del fenómeno de guiado por índice. La respuesta no lineal de la fibra difirió apreciablemente con respecto a una fibra de sílice [14](Voronin2010). En el mismo año, Raja *et al.* realizaron un estudio teórico de la propagación de pulsos de femtosegundos en FCF de núcleo líquido de disulfuro de carbono. Ellos consideraron una FCF de sílice con un arreglo triangular de huecos circulares de aire. El pitch fue de $1.5 \mu\text{m}$ y el diámetro de huecos fue de $1.3 \mu\text{m}$. En su análisis, ellos incorporaron los efectos de no linealidad tipo Kerr y de la contribución debida a la reorientación de las moléculas del líquido en la generación de SC en el régimen de femtosegundos. [27](Raja2010) Conti *et al.* también en el 2010, consideró la propagación no lineal de pulsos en una FCF con núcleo líquido. En su estudio consideró la respuesta no lineal no instantánea y predijo de la existencia de ondas localizadas temporalmente que se propagan en la fibra [28](Conti2010).

Más recientemente, en el 2012, Karasawa y colaboradores, investigaron las propiedades

de dispersión, como función de diámetro de núcleo, de FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono, tolueno, cloroformo y agua. Las FCF que ellos estudiaron se conformaban por dos anillos de huecos arreglados en una red triangular y la consideraron una fracción de llenado de aire grande. Sus cálculos los realizaron empleando el método multipolar para varios líquidos [29](**Karasawa2012**).

3.2 Propiedades ópticas de líquidos no lineales

Las propiedades ópticas de interés de los líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenzono son: la dispersión del índice de refracción, sus coeficientes no lineales y su espectro de transmisión. En el apéndice 7 se dan algunas otras propiedades físicas de estos líquidos.

3.2.1 Índice de refracción

Recientemente se han utilizado materiales líquidos altamente no lineales, para promover los efectos no lineales en FCF. En particular, el disulfuro de carbono y el nitrobenzono son dos medios en estado líquido que presentan propiedades no lineales. Sus valores de los coeficientes no lineales son: $3.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ y $6.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$, para disulfuro de carbono y nitrobenzono, respectivamente. Mientras que el correspondiente valor del sílice es: $3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Por lo que los índices de refracción no lineales del disulfuro de carbono y de nitrobenzono son de alrededor 100 y 200 veces más grandes que el valor del coeficiente de la sílice, respectivamente. [30](**Science2001**).

La dispersión cromática es el cambio que experimenta el índice de refracción con la longitud de onda. Sus correspondientes expresiones para el disulfuro de carbono

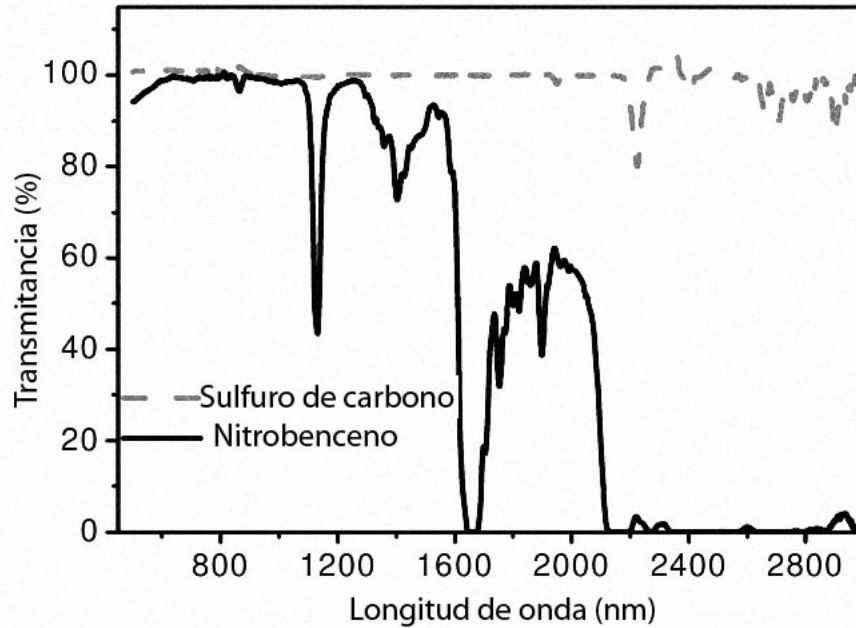


Figura 3.1: Curvas de transmisión del disulfuro de carbono (curva punteada) y del nitrobenceno (curva continua) [19](Zhang2006).

y el nitrobenceno están dadas por las ecuaciones de Sellmeier [31](Samoc2003):

$$n_{CS_2}(\lambda) = 1.58 + \frac{1.52 \times 10^{-2}}{\lambda^2} + \frac{4.85 \times 10^{-4}}{\lambda^4} - \frac{8.28 \times 10^{-5}}{\lambda^6} + \frac{1.46 \times 10^{-5}}{\lambda^8}, \quad (3.1)$$

$$n_{C_6H_5NO_2}(\lambda) = 1.52 + \frac{0.79 \times 10^{-2}}{\lambda^2} + \frac{1.67 \times 10^{-3}}{\lambda^4} - \frac{3.1 \times 10^{-4}}{\lambda^6} + \frac{3.0 \times 10^{-5}}{\lambda^8}, \quad (3.2)$$

donde λ es la longitud de onda en μm .

3.2.2 Transmisión

Se muestra, en la Figura 3.1, los espectros de transmisión de los líquidos de disulfuro de carbono y de nitrobenceno. El grosor del recipiente en el que se contenía a los

líquidos fue de 9.8mm . [19](Zhang2006), en el rango del visible al infrarrojo (de 0.4 a $3\ \mu\text{m}$), observándose que el disulfuro de carbono no muestra absorción en la mayor parte del rango de longitudes de onda que se muestran. Prácticamente solo se observa un pico de absorción alrededor de $2200\ \text{nm}$. El espectro de transmisión del nitrobenzeno, por otro lado, tiene un primer pico de absorción alrededor de $1.1\ \mu\text{m}$; entre 1.1 y $1.6\ \mu\text{m}$ se tiene una transmisión que es mayor de un $70\ \%$; alrededor de $1.65\ \mu\text{m}$, no hay transmisión; por arriba de $2.3\ \mu\text{m}$ prácticamente tampoco hay transmisión. En el rango de longitud de onda de 1.6 a 2.3 , la transmisión se mantiene menor al $60\ \%$.

Los resultados que se presentan en el Capítulo 4 principalmente se grafican en el rango de longitud de onda de 1.2 a $2\ \mu\text{m}$. En este rango vemos que, en el caso que se utiliza disulfuro de carbono en el núcleo de una FCF, la onda que se propague en la FCF no sufrirá absorción. En contraste, cuando se usa nitrobenzeno en el núcleo de la FCF, si habrá absorción de ondas que se propaguen a lo largo de la fibra. Si la longitud de onda es menor de $\sim 1.5\ \mu\text{m}$ entonces se asegura una transmisión mayor del $70\ \%$. En cambio, si la longitud de onda es mayor que $1.65\ \mu\text{m}$ entonces la transmisión es baja alcanzando un $60\ \%$ como máximo.

3.3 Método de inyección de líquidos en FCF

En esta sección, se da una breve explicación del método que se ha utilizado por algunos autores para la inyección de líquidos en FCF. En base a los estudios realizados y explicados en la Sección 3.1, es posible inyectar líquidos en FCF llenando: todos los huecos de la fibra, solo en el núcleo, solo los huecos del revestimiento o solamente algunos huecos en específico.

Yiou y colaboradores [21](Yiou2005) inyectaron etanol en el núcleo de una FCF

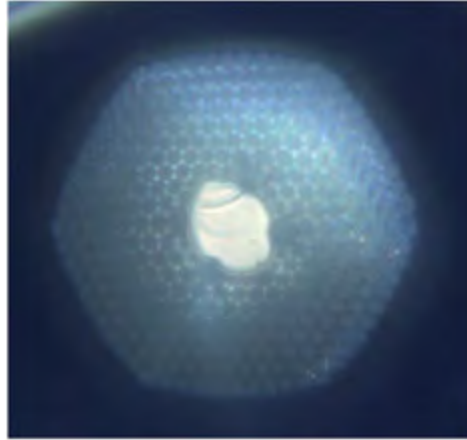


Figura 3.2: Imagen de la sección transversal de una FCF (air-15-1550) con inserción del líquido polimérico NOA 73 en el núcleo. Imagen tomada de la Referencia [32](Nielsen2006)

de 2.8 m de longitud en la forma siguiente: usaron una empalmadora de fusión para cerrar los huecos de revestimiento y, así, evitar que estos se llenaran del líquido. Mediante una apropiada selección de los valores de los parámetros de la empalmadora, el hueco central o núcleo se expande, mientras que los huecos del revestimiento colapsan, permitiendo, de esta forma, únicamente la inserción de líquido en el núcleo. Se sujetan entonces, los extremos de la FCF a dos recipientes llenos de etanol. Se inyecta, inicialmente, el líquido en un extremo de la fibra usando fuerzas capilares. El llenado se acelera a través de ejercer una sobrepresión en el primer recipiente. Cuando el líquido alcanza la parte terminal de la fibra, el segundo recipiente se llena del líquido. El proceso asegura un llenado apropiado de la fibra sin burbujas de aire. El extremo final de la fibra se acerca a la ventana del segundo recipiente para asegurar un buen acoplamiento de la luz con un objetivo de microscopio.

Nielsen y colaboradores, en el 2005, desarrollaron un modelo para calcular el

tiempo de infusión de un líquido específico dentro de los huecos de una FCF. Así mismo verificaron experimentalmente el modelo usando agua y un líquido polimérico. Primeramente, mostraron con su modelo el flujo del líquido en el interior de los huecos capilares de una FCF sujeto a ciertas condiciones. Entonces, verificaron experimentalmente los resultados de su modelo. Para ello, observaron el extremo de una fibra al momento de llenarse con ayuda de la adición de un agente fluorescente al líquido. La Figura 3.2 muestra la FCF con líquido polimérico que ellos mostraron. Por medio de un reflectómetro de baja coherencia les fue posible seguir la interfaz aire-líquido en el interior del núcleo capilar.

Para la inyección del líquido en la FCF, primeramente, hicieron uso de una empalmadora de fusión para tratar térmicamente los extremos de la fibra con el propósito de que los huecos del revestimiento de la fibra microestructurada se colapsen, manteniendo la abertura correspondiente al núcleo. Siguieron la técnica selectiva de inyección del líquido en la FCF, la cual se describe en [33](**Huang2004**). Su procedimiento se basa en el uso de un adhesivo que se endurece con luz ultravioleta (UV) y llevaron a cabo la inserción del líquido en 4 pasos:

1. Se inyecta adhesivo en los huecos del revestimiento y en el del núcleo de la fibra. El adhesivo se inyecta de tal manera que éste penetre más en el núcleo que en los huecos del revestimiento y se procede a endurecerlo con luz ultravioleta (UV). Se corta después la fibra de tal forma que el corte se encuentre en la sección de fibra donde aún se tenga adhesivo dentro el núcleo y donde ya no haya dentro de los huecos del revestimiento.
2. Se vuelve a inyectar adhesivo, por segunda vez, solo a los huecos del revestimiento, ya que el núcleo de la fibra se encuentra ya bloqueado. Se inyecta el adhesivo en la fibra de tal forma que, ahora, éste penetre en los huecos del

revestimiento más allá de donde ya se tiene adhesivo dentro del núcleo. Se prosigue a endurecer el adhesivo con luz UV y se corta la fibra de tal forma que el corte, ahora, se encuentre en la sección de fibra donde aún se tenga adhesivo dentro del revestimiento y donde ya no haya dentro del núcleo.

3. Los huecos del revestimiento, ahora, ya están bloqueados. Entonces, es posible inyectar el líquido o gas deseado dentro del núcleo de la FCF.
4. Una vez inyectado el líquido en el núcleo de la fibra, si se requiere, se puede hacer un corte a la fibra para eliminar las partes de fibra donde se tiene adhesivo en los huecos del revestimiento. De esta forma, tendremos una FCF con núcleo líquido.

4 Simulación y resultados

En el presente capítulo se muestran los resultados obtenidos del trabajo de tesis. Los objetivos principales del trabajo de tesis es el de modelar y caracterizar FCF con núcleo líquido de disulfuro de carbono y nitrobenzeno. La caracterización se realiza a través del cálculo de parámetros de la fibra como lo son: índices efectivos, dispersión cromática, áreas efectivas y coeficientes no lineales. Las FCF que se modelaron son fibras con un arreglo triangular de huecos de aire. Se estudiaron dos casos: a) FCF con huecos circulares (ver Figura 4.1) y b) FCF con huecos hexagonales (ver Figura 4.2). Se puede encontrar en la literatura reportes de estudios de FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos. Se ha hecho referencia a algunos de estos trabajos en el Capítulo 3. En base a mi conocimiento, por otro lado, no se han reportado trabajos que modelen y caractericen FCF con núcleos líquidos y con huecos hexagonales. Por lo que el presente trabajo de tesis contribuye específicamente al conocimiento en el cálculo de los parámetros espaciales de FCF con huecos hexagonales y núcleos líquidos.

4.1 Metodología

Desde la introducción de las fibras microestructuradas se han fabricado FCF con diferentes estructuras de cristal fotónico en su revestimiento y/o diferentes formas

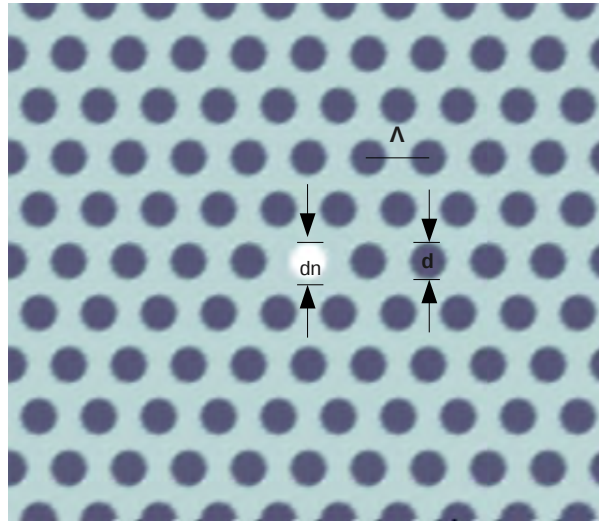


Figura 4.1: Esquema de la sección transversal de una FCF de núcleo líquido. El medio de la fibra es de sílice y los huecos del revestimiento son de aire. Para este caso, los huecos son circulares. El diámetro del núcleo y de los huecos es de $d = 0.6 \mu m$ y el pitch $\Lambda = 4.5 \mu m$.

de núcleo. En estos sistemas, el índice de refracción efectivo de los modos de propagación es un parámetro esencial, pues determina entre otras propiedades, las de dispersión de la guía de onda. La gran variedad de posibles formas de las secciones transversales de los huecos de la fibra y sus correspondientes arreglos periódicos demandan el uso de métodos alternativos que permitan modelar adecuadamente la sección transversal de estas estructuras. La existencia de interfaces con alto contraste en el índice de refracción, como se tiene entre el material con que se fabrican las FCF (sílice) y el de los huecos (aire), hace necesario considerar una solución vectorial para tomar en cuenta los efectos de polarización del campo óptico.

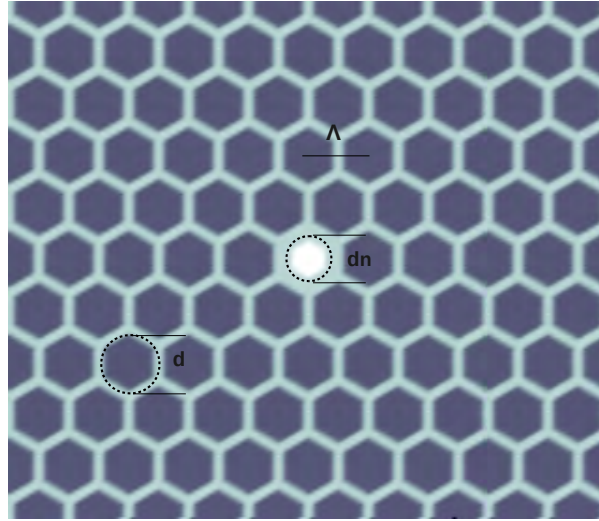


Figura 4.2: Esquema de la sección transversal de una FCF de núcleo líquido. El medio de la fibra es de sílice y los huecos del revestimiento son de aire. Para este caso, los huecos son hexagonales. El diámetro del círculo que circunscribe al hexágono del núcleo es de $d = 0.6\mu m$, mientras que los correspondientes diámetros de los círculos que circunscriben a los hexágonos del revestimiento son de $d = 0.45\mu m$. La distancia entre los centros es de $\Lambda = 2.9\mu m$.

Las FCF de estudio se han modelado con el uso del código libre del MIT Photonics Bands (MPB) [34](MPB), el cual permite calcular las relaciones de dispersión y modos electromagnéticos de estructuras de cristal fotónico. El código MPB se basa en métodos completamente vectoriales para encontrar los estados propios de las ecuaciones de Maxwell. En el apéndice 6 se describe brevemente el método en que se basa el código de MPB [35](Johnson2001).

Siendo que se hace uso del código MPB apropiado para modelar estructuras periódicas, entonces, las FCF se modelan considerando que están conformadas por una red periódica, con simetría triangular de huecos de aire. La región del núcleo

se forma introduciendo un hueco líquido. Entonces, se forma una supercelda, que consiste en formar una estructura periódica que contiene el defecto introducido, el cual se replica en el espacio después de un número determinado de celdas unitarias correspondientes a la estructura sin el defecto.

En la Figuras 4.1 y 4.2 se muestran la configuraciones de supercelda que se usó para modelar la sección transversal de las FCF de estudio. La región de color azul cielo indica el medio de sílice, las regiones circulares (hexagonales) en color azul marino indican los huecos de aire y el núcleo de la fibra, conformado por un material líquido con un índice de refracción mayor que el del índice efectivo del revestimiento, se muestra en color blanco. En particular, se han considerado FCF con núcleos líquidos tanto de disulfuro de carbono como de nitrobenzono. Cabe mencionar que la elección de una configuración triangular en la estructura periódica de la fibra permite un mayor control de la dispersión [36, 37](Saitoh2003, Saitoh2005).

Una vez modelada la estructura de la FCF se obtiene la relación de dispersión, $\omega(\beta)$, a través de la cual se obtiene el índice efectivo del modo fundamental en la forma:

$$n_{eff} = \frac{c}{\omega} \beta. \quad (4.1)$$

Con ayuda de las ecuaciones (2.23), (2.30) y (4.1) se procede a calcular los diferentes órdenes de dispersión. La dispersión cromática como función de la longitud de onda, puede escribirse en términos del índice efectivo:

$$D(\lambda) = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d^2\omega^2} = \frac{-\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}(\lambda)}{d\lambda^2}. \quad (4.2)$$

En el cálculo de la dispersión cromática del material se consideran ambas contribuciones, la de la sílice y la del líquido. El área efectiva y el coeficiente no lineal, además, se calculó haciendo uso de las expresiones (2.29) y (2.28), respectivamente.

4.2 FCF con huecos circulares

En esta sección se presentan los resultados obtenidos del estudio de las FCF con huecos circulares y núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenzono. En el estudio se consideraron FCF con una razón de diámetro de hueco entre el pitch de 0.6 y únicamente se hizo variar el tamaño de núcleo de las fibras. Se ha hecho esta consideración de variar el tamaño de núcleo con la finalidad de ver la variación de la no linealidad al tener una mayor área de interacción del campo con el medio no lineal. El valor del radio del núcleo se varió, tomando los siguientes valores: 0.3Λ , 0.4Λ , 0.45Λ , y 0.5Λ . Los valores del pitch empleado para las FCF con núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenzono son 4.5 y $6.0 \mu\text{m}$, respectivamente. Con el propósito de hacer una comparación con los resultados obtenidos por Zhang y colaboradores [19](Zhang2006), se tomaron los valores del pitch antes mencionados.

En la figura 4.3b-c se muestran los patrones de intensidad del modo fundamental para ambos casos de FCF con huecos circulares y núcleos líquidos, de núcleo de disulfuro de carbono y de nitrobenzono. Los valores de los radios de los huecos y del núcleo de la FCF es de 0.3Λ . Ambos modos fundamentales corresponden al valor de vector de onda de $k_z = 2\Lambda/2\pi$. Observamos de la Figura 4.3b-c que el modo fundamental de la FCF de núcleo de disulfuro de carbono se confina en una área menor del núcleo que el modo correspondiente de la FCF de núcleo de nitrobenzono. Esto se explica recordando que al incrementar el valor de índice de refracción del núcleo existe un mayor confinamiento del modo: el modo fundamental se separa más de la línea de luz (ver Figura 2.3) y decaerá más rápidamente hacia el revestimiento. Por lo que, siendo que el índice de refracción del disulfuro carbono es mayor que el de nitrobenzono, el modo fundamental para la FCF de núcleo de disulfuro de carbono tendrá un mayor confinamiento.

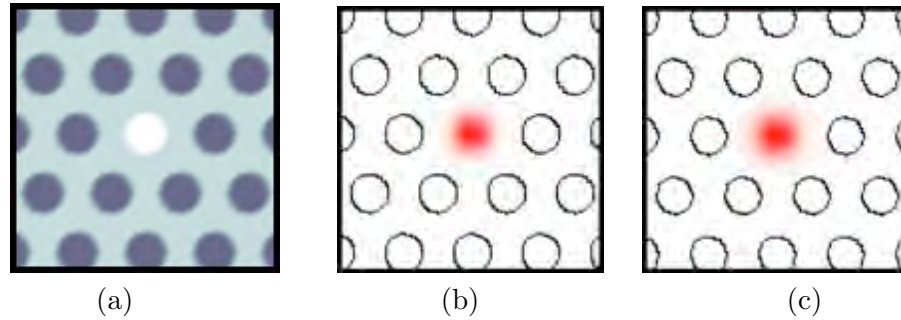


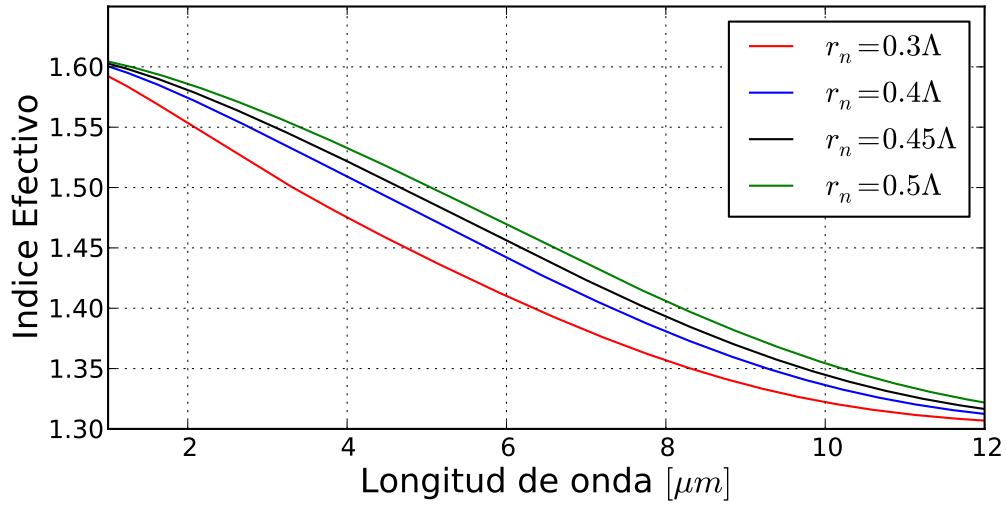
Figura 4.3: (a) Esquema de la sección transversal FCF con huecos circulares y de núcleo líquido. El valor de radio de los huecos y del núcleo es de 0.3λ . Se muestran además los patrones de intensidad de campo del modo fundamental guiado en esta FCF en cuyo núcleo es líquido de disulfuro de carbono (b) y de nitrobenzeno (c).

4.2.1 Índice efectivo

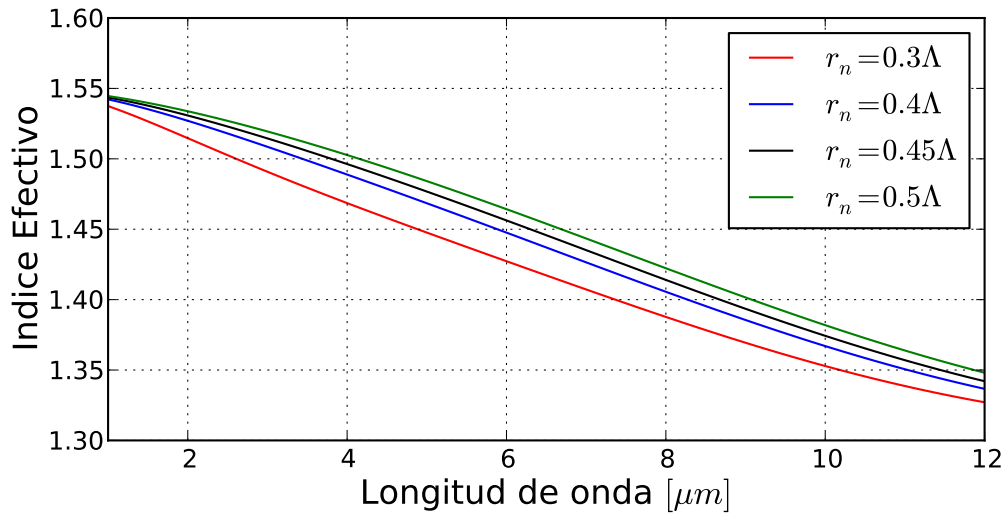
En la Figura 4.4 se muestran los índices de refracción efectivos en función de la longitud de onda y del radio del núcleo de una FCF con núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenzeno. Para todos los casos estudiados, el valor del índice de refracción efectivo disminuye al aumentar la longitud de onda. El índice efectivo en el caso del núcleo con disulfuro de carbono para una cierta longitud de onda es mayor que para el caso del núcleo con nitrobenzeno. Adicionalmente, las curvas del índice de refracción correspondientes al disulfuro de carbono presentan mayor cambio en su magnitud al incrementarse el radio del mismo.

4.2.2 Dispersión cromática

En la Figura 4.5 se muestra la dispersión cromática como función de la longitud de onda y como función del radio de núcleo de una FCF con huecos circulares y núcleos líquidos. Se observa que la longitud de onda de dispersión cero se encuentra en la región del infrarrojo, en el rango de 1.4 y 1.7 μm , para las FCF con huecos circulares

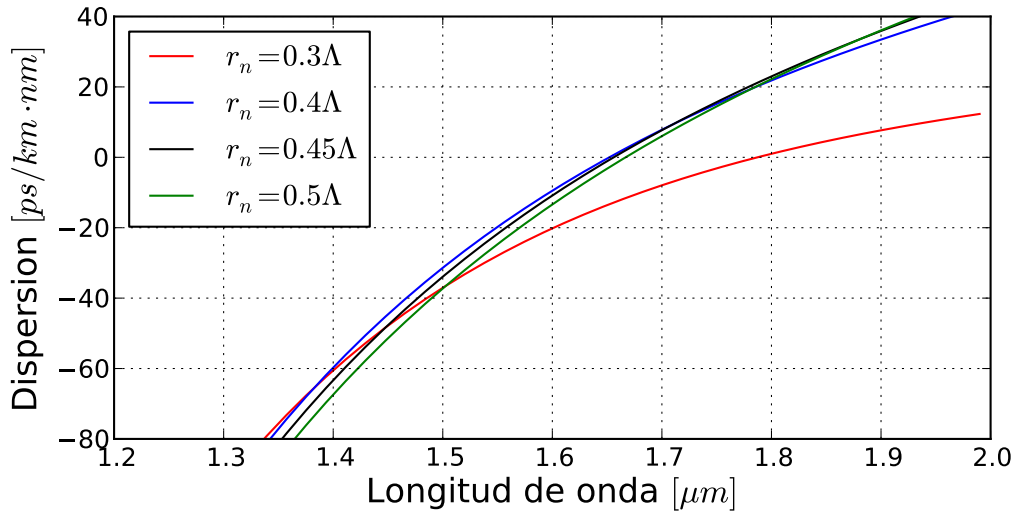


(a)

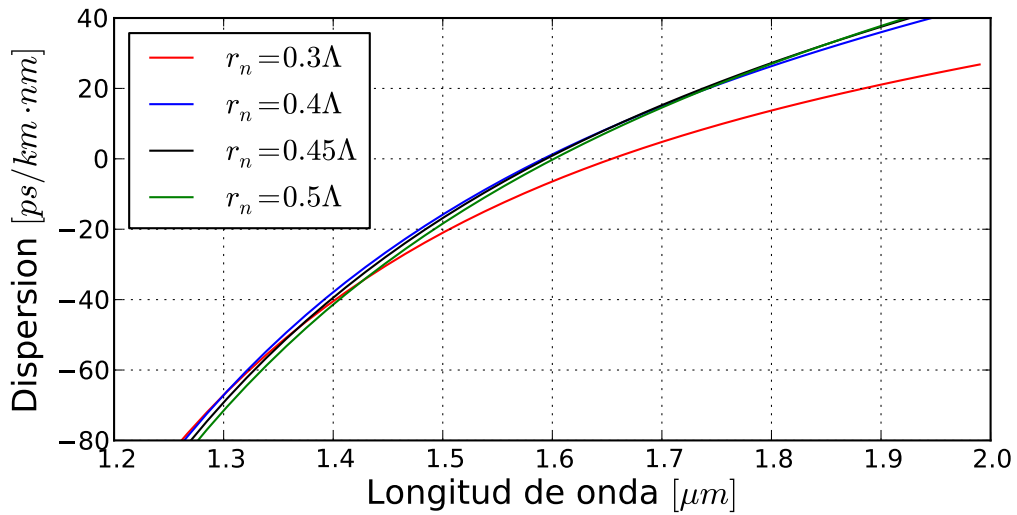


(b)

Figura 4.4: Índice efectivo como función de la longitud de onda de FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un valor de pitch de 4.5 μm y b) de nitrobenzeno, con un valor de pitch de 6.0 μm . Se muestra, también, el comportamiento del índice efectivo como función del radio de núcleo, r_n .



(a)



(b)

Figura 4.5: Dispersión cromática como función de la longitud de onda de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un valor de pitch de $4.5 \mu\text{m}$ y b) de nitrobenzeno, con un valor de pitch de $6.0 \mu\text{m}$. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .

y núcleo líquido. De la Figura 4.5a, se observa que la longitud de onda de dispersión cero para la curva respectiva de una FCF con un radio de 0.3Λ se encuentra alrededor de $1.78 \mu\text{m}$. Así mismo, las curvas correspondientes a una fibra con radios 0.4Λ y 0.45Λ tienen su longitud de onda de dispersión cero en $1.65 \mu\text{m}$ aproximadamente. En un valor muy cercano de longitud de onda, $1.66 \mu\text{m}$, se encuentra la longitud de onda de dispersión cero de la curva respectiva de una FCF con radio de 0.3Λ . Se puede apreciar, además, en longitudes de onda menores a $1.7\mu\text{m}$, que la curva correspondiente a una FCF con radio 0.4Λ tiene un dispersión ligeramente mayor que las curvas correspondientes a una fibra con radios 0.45Λ y 0.5Λ , sin embargo este comportamiento se revierte, cuando la longitud de onda es mayor a $1.7 \mu\text{m}$. Estos valores de las longitudes de onda de dispersión cero para las FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono como de nitrobenzono pueden verse en la Tabla 4.1. Notemos, también, que en ambas FCF con radios de núcleo más pequeño, de 0.3Λ , sus correspondientes curvas de dispersión cambian significativamente su valor con respecto a los valores de las otras curvas. Esto se puede entender por el hecho de que las curvas correspondientes al índice efectivo, para ambas FCF, Figura 4.4, también varían apreciablemente, tomando valores relativamente más pequeños y con una variación de sus pendientes mayor con respecto a los otros casos.

Las curvas de dispersión obtenidas son comparables a las reportadas por Zhang y colaboradores [19](Zhang2006). En particular ellos obtienen un valor de longitud de onda de cero de dispersión alrededor de $1.55 \mu\text{m}$, para ambas FCF con núcleo líquido y con razones de diámetro pitch de $2/3$ o, bien, con radio de $(1/3)\Lambda$. En la Tabla 4.1 vemos que los valores de longitud de onda de dispersión cero son de 1.78 y $1.65 \mu\text{m}$ para FCF con disulfuro de carbono y nitrobenzono, respectivamente. Las diferencias pueden deberse tanto a la diferencia en tamaño de núcleo como al hecho de que la estructura modelada por Zhang *et al.* fue una estructura de FCF

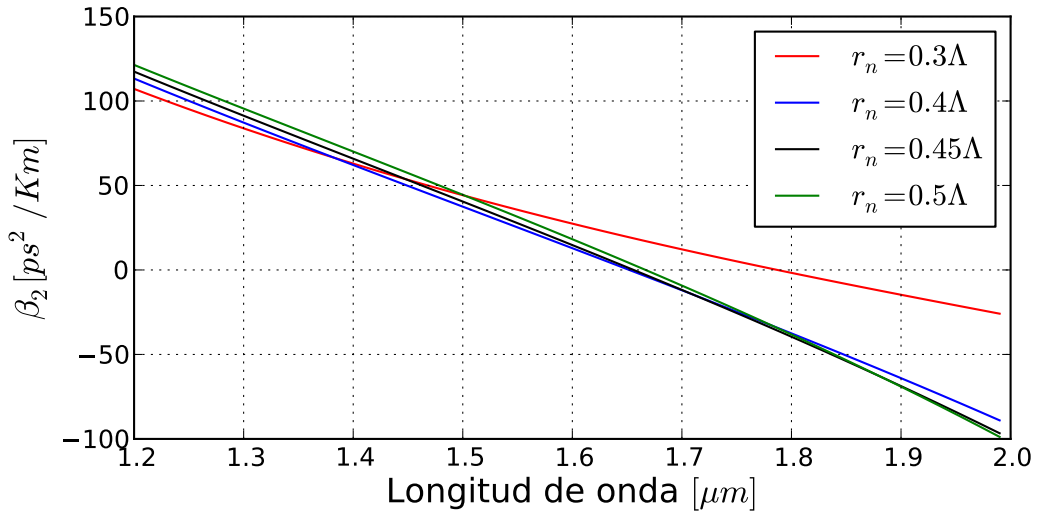
conformada por solo dos anillos en su revestimiento.

4.2.3 Dispersión de segundo orden

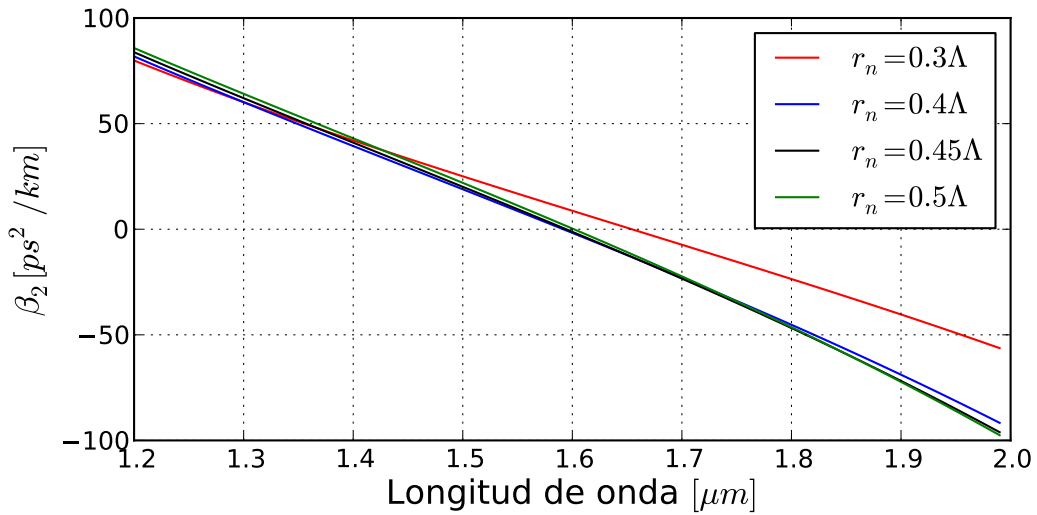
Haciendo uso de la ecuación (2.30), se encuentra el comportamiento de la dispersión de segundo orden o dispersión de velocidad de grupo, β_2 , en función de la longitud de onda, el cual se muestra en la Figura 4.6. Siendo que la dispersión de segundo orden, β_2 , es linealmente proporcional a la dispersión cromática, se observa un comportamiento similar de las curvas de β_2 , como función del radio del núcleo, al observado por la dispersión crómica. Esto es, las curvas correspondientes FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenzeno y con radios de núcleo de 0.5Λ , 0.45Λ y 0.4Λ varían ligeramente entre sí respecto a su magnitud; por otro lado, la curva correspondiente a la fibra con radio de 0.3Λ empieza a diferir apreciablemente con respecto a las demás curvas por arriba de $1.5 \mu\text{m}$ de longitud de onda.

4.2.4 Dispersión de orden mayor

Cuando el comportamiento con la longitud de onda de la dispersión cromática del modo guiado es tal que no es lineal entonces aparecerán componentes de dispersión de orden superior: $\beta_3, \beta_4, \beta_5, \dots$. Se presentan en la Figuras 4.7 y 4.8 las curvas de dispersión de tercer y cuarto orden para las FCF con núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenzeno, respectivamente. Las variaciones entre las curvas correspondientes a diferentes tamaños de radios de las fibras son más apreciables en ambos casos de FCF. Se observa de la Figura 4.7a, por ejemplo, que la curva correspondiente a una fibra con el radio más pequeño de $r_n = 0.3\Lambda$, a la longitud de onda de dispersión cero, de $1.78 \mu\text{m}$, tiene un valor de β_3 de $0.22 \text{ ps}^3/\text{km}$ apreciándose una mayor diferencia en magnitud en comparación con la curva respectiva de la fibra de radio

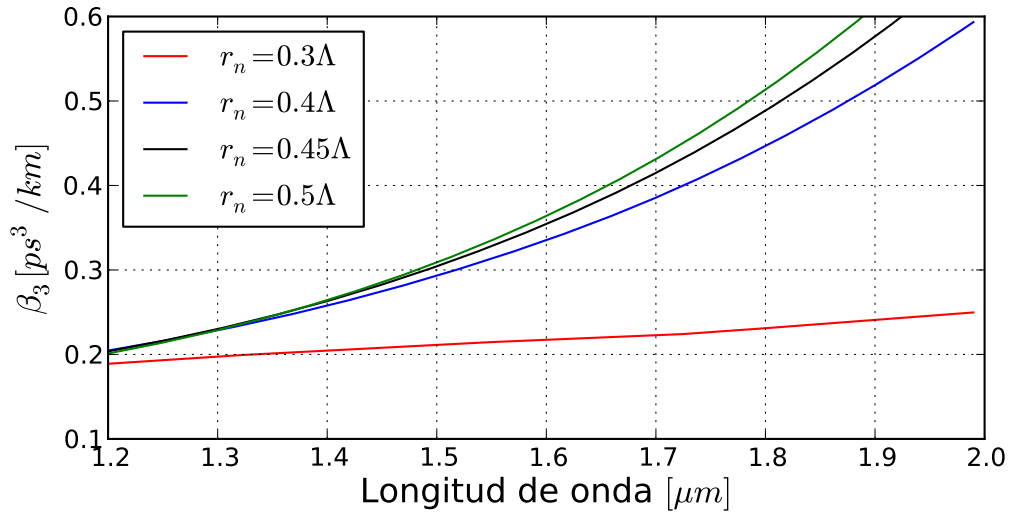


(a)

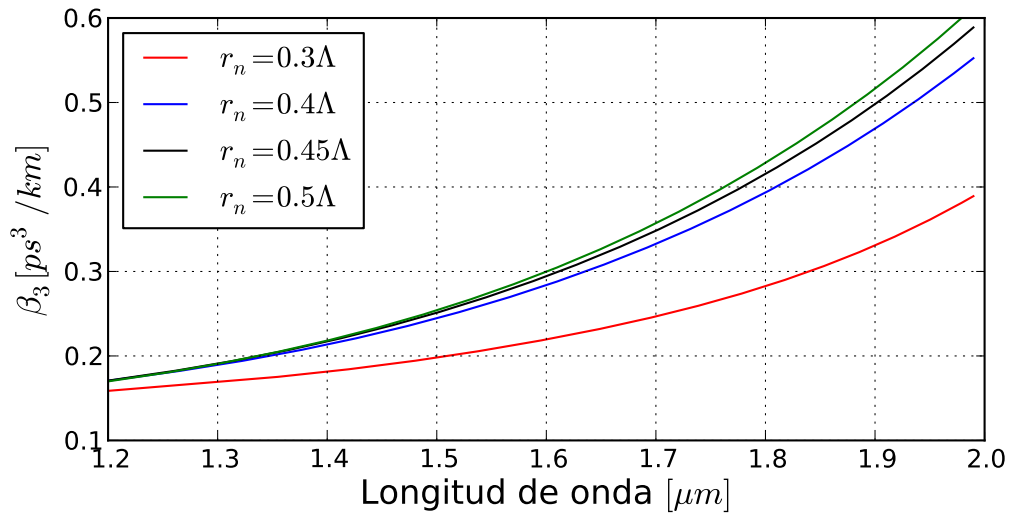


(b)

Figura 4.6: Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un valor de pitch de $4.5 \mu\text{m}$ y b) de nitrobenzeno, con un valor de pitch de $6.0 \mu\text{m}$. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .

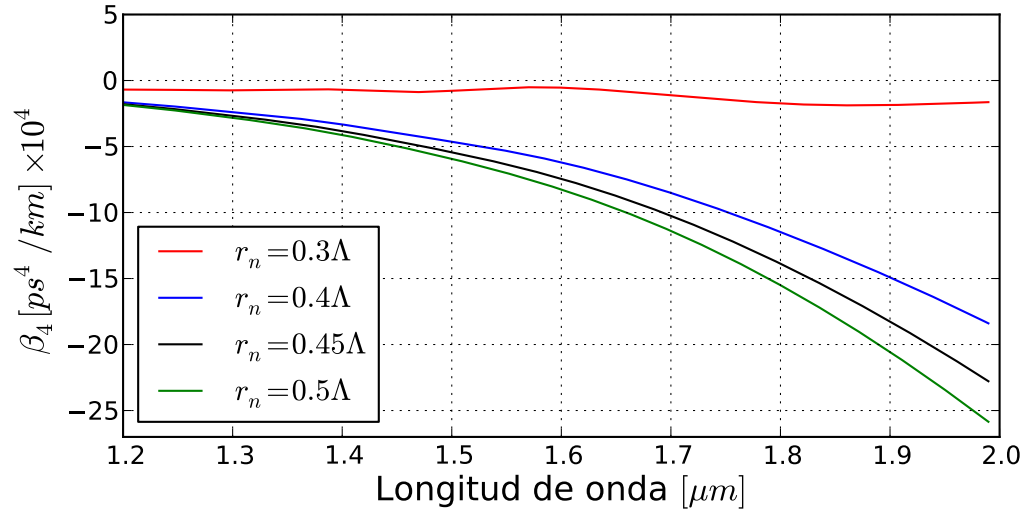


(a)

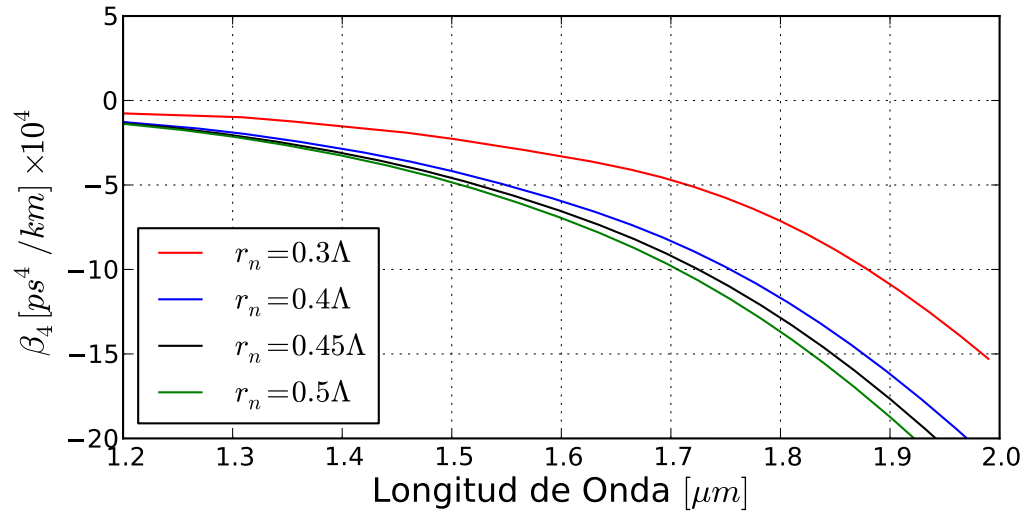


(b)

Figura 4.7: Dispersión de tercer orden de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un valor de pitch de 4.5 μm y b) de nitrobenzono, con un valor de pitch de 6.0 μm . Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión de orden mayor como función del radio de núcleo, r_n .



(a)



(b)

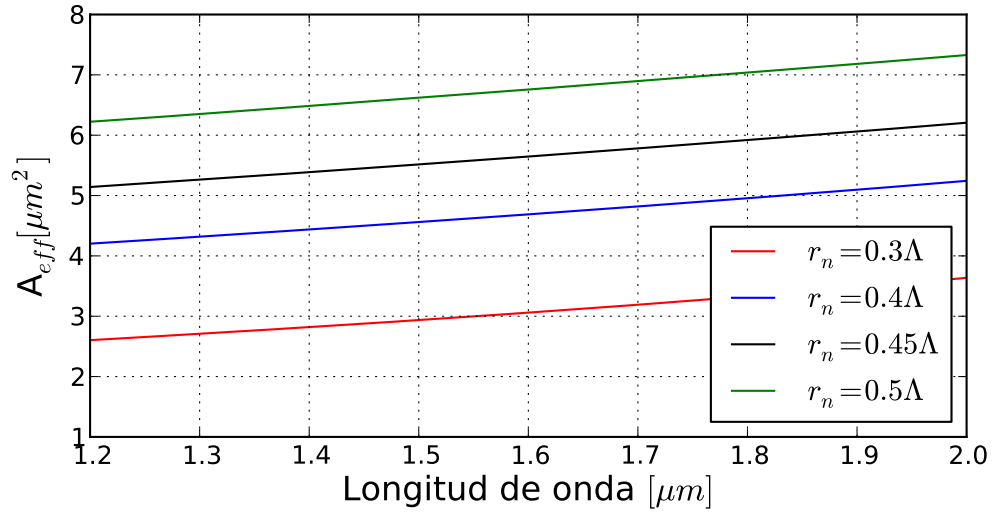
Figura 4.8: Dispersión de cuarto orden de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un pitch de 4.5 μm y b) de nitrobenzeno, con un pitch de 6.0 μm. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión de orden mayor como función del radio de núcleo, r_n .

$r_n = 0.5\Lambda$ cuyo valor, a la longitud de onda de dispersión cero de $1.66 \mu\text{m}$, es de $0.4 \text{ ps}^3/\text{km}$. Se tiene un comportamiento similar de β_3 para el caso en que el núcleo de la fibra contiene nitrobenzeno. El orden de magnitud de nuestros resultados para β_3 y β_4 están en concordancia con los resultados presentados por Zhang *et al.* [19](Zhang2006). Los correspondientes valores de β_3 y β_4 , a la longitud de onda de dispersión cero, para las FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenzeno se tabulan en la Tabla 4.1.

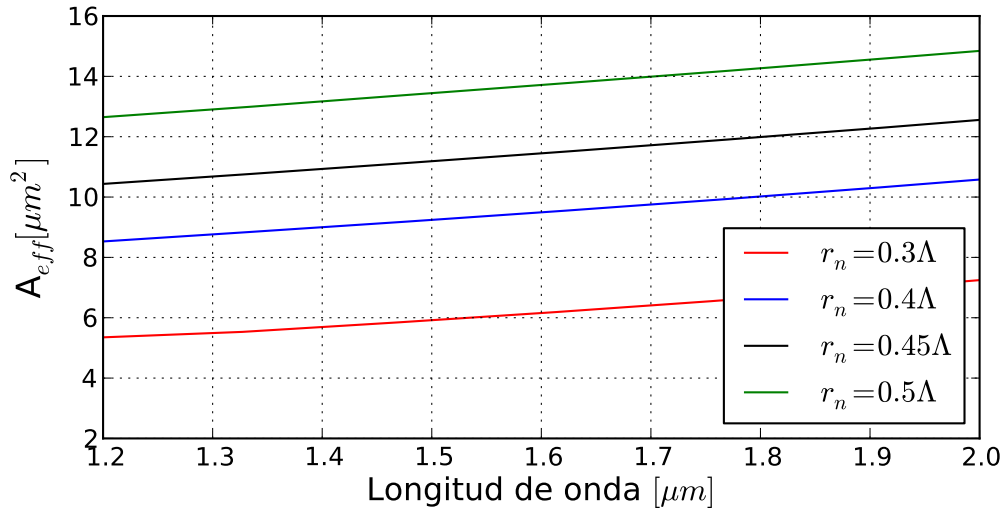
4.2.5 Área efectiva

En la Figura 4.9, se muestra el área efectiva en función de la longitud de onda y como función del radio de núcleo de una FCF con huecos circulares y núcleos líquidos tanto de disulfuro de carbono como de nitrobenzeno. Se observa que el área efectiva va incrementando, de forma casi lineal, conforme aumenta la longitud de onda. Así mismo, podemos apreciar que las curvas correspondientes a fibras con radios más pequeños tienen una menor área efectiva, que va incrementando conforme aumenta el radio, esto es, para la FCF con núcleo de disulfuro de carbono y con un radio de núcleo de $r_n = 0.3\Lambda$ y a la correspondiente longitud de onda de dispersión cero, $\lambda_0 = 1.78 \mu\text{m}$, tenemos un valor de área efectiva de $3.15 \mu\text{m}^2$; en cambio, para la FCF con radio de núcleo mayor, $r_n = 0.5\Lambda$, y a $\lambda_0 = 1.66 \mu\text{m}$, el área efectiva toma el valor de $6.8 \mu\text{m}^2$.

Los valores de las áreas efectivas pueden verse en la Tabla 4.1 para ambos casos de una FCF con núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenzeno. Las áreas de los núcleos de las FCF estudiadas son más grandes que las áreas efectivas de los modos fundamentales obtenidos, acorde con el hecho de que el modo se concentra en el núcleo.



(a)



(b)

Figura 4.9: Área efectiva de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono, con un valor de pitch de $4.5 \mu m$ y b) de nitrobenzено, con un valor de pitch de $6.0 \mu m$. Se muestra, también, el área efectiva como función del radio de núcleo, r_n .

$r_n(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$	$\lambda_0(\mu\text{m})$	$\beta_3(\text{ps}^3/\text{km})$	$\beta_4(\text{ps}^4/\text{km})\times 10^{-4}$	$A_{eff}(\mu\text{m}^2)$	$\gamma(1/\text{Wm})$
0.3 Λ	2.7	1.78	0.22	-3.0	3.15	3.4
0.4 Λ	3.6	1.65	0.36	-7.3	4.8	2.6
0.45 Λ	4.04	1.65	0.38	-8.5	5.7	2.1
0.5 Λ	4.5	1.66	0.4	-10.0	6.8	1.8

(a)

$r_n(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$	$\lambda_0(\mu\text{m})$	$\beta_3(\text{ps}^3/\text{km})$	$\beta_4(\text{ps}^4/\text{km})\times 10^{-4}$	$A_{eff}(\mu\text{m}^2)$	$\gamma(1/\text{Wm})$
0.3 Λ	3.6	1.65	0.23	-3.5	6.1	4.1
0.4 Λ	4.8	1.59	0.27	-6.0	9.5	2.9
0.45 Λ	5.4	1.59	0.28	-6.5	11.5	2.4
0.5 Λ	6.0	1.60	0.3	-7.0	13.8	2.0

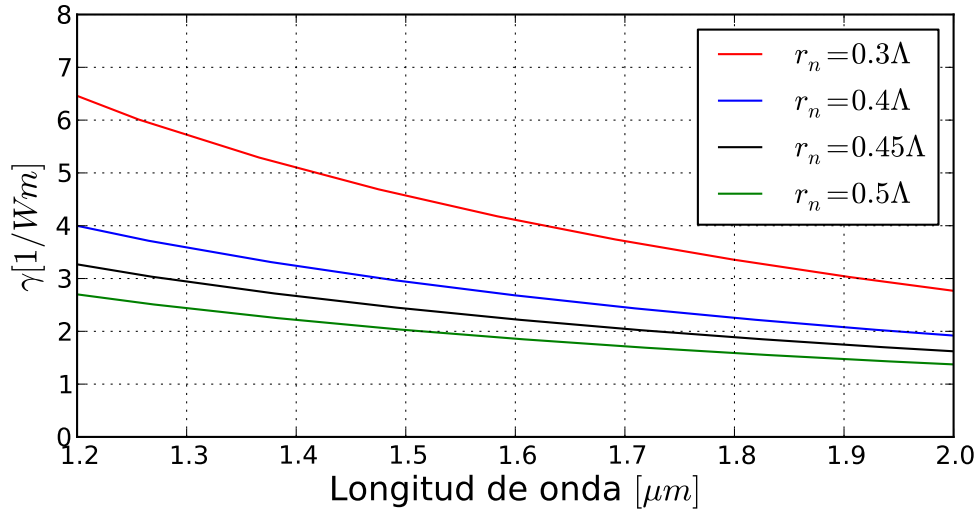
(b)

Tabla 4.1: Valores de los parámetros de dispersión de orden mayor, área efectiva y coeficiente no lineal en la longitud de onda de cero dispersión en una FCF con huecos circulares y núcleo líquido de a) disulfuro de carbono, con un valor de pitch de 4.5 μm y b) nitrobenceno, con un valor de pitch de 6.0 μm .

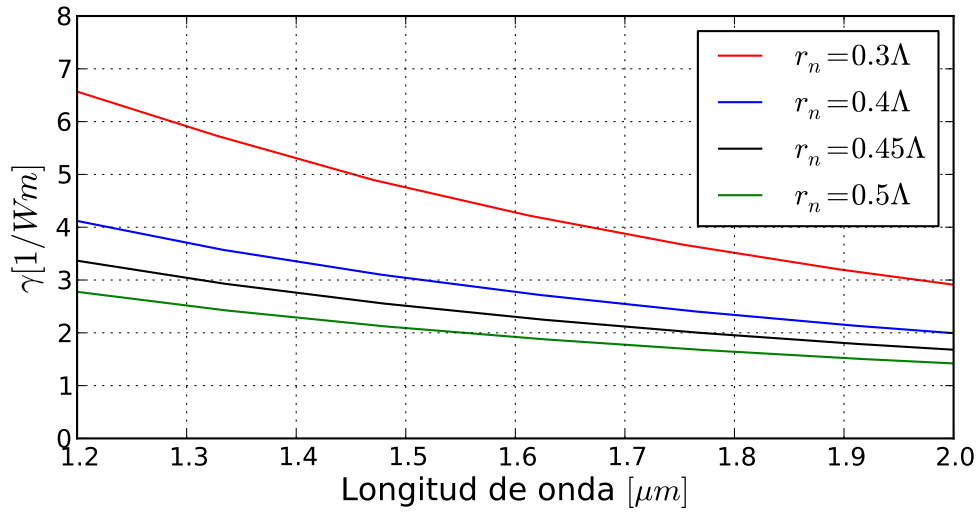
4.2.6 Coeficiente no lineal

En FCF la no linealidad efectiva puede incrementarse al elegir un material con un índice de refracción no lineal alto o un área efectiva del modo pequeña. En particular los líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenceno tienen un índice de refracción alto: 3.2×10^{-14} cm^2/W para el disulfuro de carbono y 6.7×10^{-14} cm^2/W para el nitrobenceno [30](**Science2001**). Estos valores del índice de refracción son dos órdenes de magnitud mayor que el valor del sílice que es de 3.2×10^{-14} cm^2/W . Por lo que estos líquidos, disulfuro de carbono y nitrobenceno son medios favorables para incrementar apreciablemente la no linealidad en fibras.

La Figura 4.10 muestra los coeficientes no lineales en función de la longitud de onda de una FCF con núcleo líquido de disulfuro de carbono y el nitrobenceno.



(a)



(b)

Figura 4.10: Coeficiente no lineal de una FCF con huecos circulares y con núcleos líquidos: a) disulfuro de carbono, con un valor de pitch de 4.5 μm y b) nitrobenzene, con un valor de pitch de 6.0 μm. Se muestra, también, el coeficiente no lineal como función del radio de núcleo r_n .

Podemos observar, que el coeficiente no lineal decrece al aumentar la longitud de onda. En ambos casos, en las FCF de núcleo de disulfuro de carbono y en las FCF de núcleo de nitrobenzono, los valores menores del coeficiente no lineal le corresponden a las FCF con radio más grande, $r_n = 0.5\Lambda$. Las curvas correspondientes a las FCF con un radio menor, $r_n = 0.3\Lambda$, por otro lado, alcanzan los valores más altos del coeficiente no lineal para longitudes de onda mayores. Estos valores son muy aproximados a los resultados presentados por Zhang y colaboradores [19](Zhang2006). Ellos reportan los siguientes valores del coeficiente no lineal a la longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$: $\gamma = 2.5 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para la FCF con núcleo de disulfuro de carbono y con un diámetro de núcleo de $d = 4 \mu\text{m}$; y de $\gamma = 3.0 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para la FCF con núcleo de nitrobenzono y con diámetro de núcleo de $d = 3 \mu\text{m}$. Los valores que se obtienen, en este trabajo de tesis, a esta misma longitud de onda son: $\gamma = 2.4 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para la FCF con núcleo de disulfuro de carbono y diámetro de núcleo de $d = 4.04 \mu\text{m}$; y $\gamma = 4.5 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para la FCF con núcleo de nitrobenzono y diámetro de núcleo de $d = 3.6 \mu\text{m}$. En la Tabla 4.1 se hace alusión a los valores del coeficiente no lineal a la longitud de onda de dispersión cero.

4.3 FCF huecos con hexagonales

En forma análoga a la Sección 4.2, aquí se presentan los resultados del estudio de las FCF con núcleos líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenzono y con huecos hexagonales. Al modelar la FCF, los hexágonos formados en la sección transversal de la fibra están circunscritos en un círculo cuya razón diámetro-pitch fue de 0.9. Las FCF no lineales comerciales con huecos hexagonales como la Blazephotonics NL-2.4-8 presentan una razón diámetro-pitch cercana a uno. Se varió, entonces, únicamente el tamaño de núcleo. Para ello se hace referencia al radio del círculo que circunscribe el hueco hexagonal que forma el núcleo (o defecto en la estructura

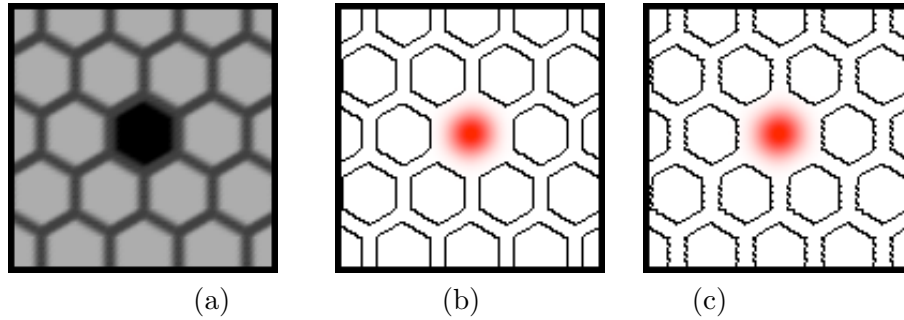


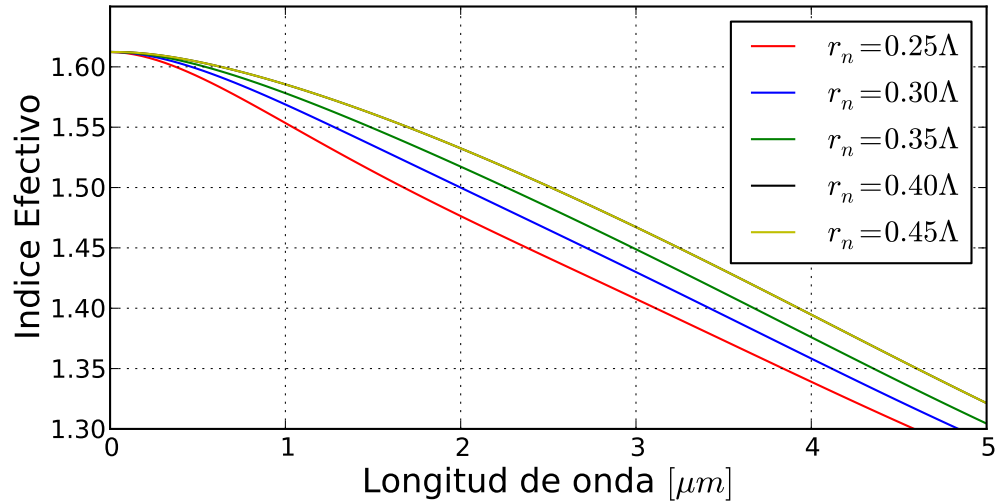
Figura 4.11: (a) Esquema de la sección transversal FCF con huecos hexagonales y de núcleo líquido. El valor de radio del círculo que circunscribe a los hexagonos de los huecos y del núcleo es de 0.45Λ . Se muestran además los patrones de intensidad de campo del modo fundamental guiado en esta FCF de núcleo líquido de disulfuro de carbono (b) y de nitrobenceno (c).

periódica). Los valores de dichos radios fueron: 0.25Λ , 0.30Λ , 0.35Λ , 0.40Λ y 0.45Λ , con un pitch de $\Lambda = 2.9\mu m$.

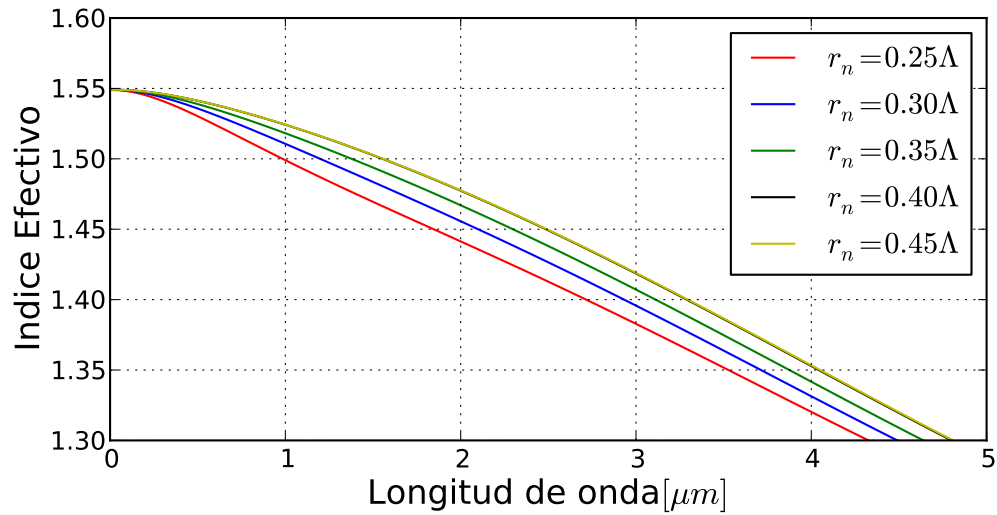
En la figura 4.11b-c se muestran los patrones de intensidad del modo fundamental para ambos casos de FCF con huecos hexagonales y núcleos líquidos, de núcleo de disulfuro de carbono y de nitrobenceno. Los valores de los radios de los círculos que circunscriben los huecos hexagonales del revestimiento y del núcleo de la FCF es de 0.45Λ . Ambos modos fundamentales corresponden al valor de vector de onda de $k_z = 2\Lambda/2\pi$. De forma similar que en el caso de la FCF con huecos circulares (ver Figura 4.3), se observa que que el modo fundamental de la FCF de núcleo de disulfuro de carbono se confina en una área menor del núcleo que el modo correspondiente de la FCF de núcleo de nitrobenceno.

4.3.1 Índice efectivo

Se muestra en la Figura 4.12 los índices de refracción efectivos en función de la longitud de onda y como función del radio del núcleo de una FCF de huecos hexagonales



(a)



(b)

Figura 4.12: Índice efectivo como función de la longitud de onda de FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobeneno. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu m$. Se muestra, también, el comportamiento del índice efectivo como función del radio de núcleo, r_n .

y con núcleos de disulfuro de carbono y nitrobenceno. Nuevamente se observa el comportamiento característico del índice efectivo en el que va decreciendo su valor al aumentar la longitud de onda. La razón de decremento aumenta conforme aumenta el radio de núcleo. Podemos observar, además, que las curvas respectivas a la FCF con núcleo de disulfuro de carbono como función del radio de núcleo tienen una separación, entre ellas, mayor que aquellas correspondientes a la FCF con núcleo de nitrobenceno. Otra característica que se observa es que las curvas de índice efectivo de la FCF con núcleo de disulfuro de carbono tienen valores más grandes que las correspondientes a las FCF con núcleo de nitrobenceno.

4.3.2 Dispersión cromática

En la Figura 4.13 se muestra la dispersión cromática como función de la longitud de onda y como función del radio de núcleo de una FCF con huecos hexagonales y núcleos líquidos de disulfuro de carbono y nitrobenceno. Observamos que para ambos casos de FCF con núcleo de disulfuro de carbono y con nitrobenceno, la longitud de onda de dispersión cero se desplaza hacia longitudes de onda mayores conforme el radio del núcleo disminuye. En particular, la curva correspondiente a la FCF con núcleo de disulfuro de carbono con el radio más pequeño, $r_n = 0.25\Lambda$, tiene su valor de dispersión cero por arriba de $2 \mu\text{m}$ de longitud de onda.

Haciendo una comparación de los resultados de la dispersión cromática de las FCF con huecos circulares y con las de huecos hexagonales tenemos: en el caso en que la fibra tiene núcleo de disulfuro de carbono, para un radio de $r_n = 0.30\Lambda$, los valores de las longitudes de onda de dispersión cero están en $1.78 \mu\text{m}$ y $1.95 \mu\text{m}$, respectivamente; y para un radio de $r_n = 0.4\Lambda$, se tienen los valores de 1.66 y $1.55 \mu\text{m}$, respectivamente. Observemos, entonces, de las Figuras 4.5 y 4.13, que para el caso de la FCF con huecos hexagonales, la longitud de onda de dispersión cero va

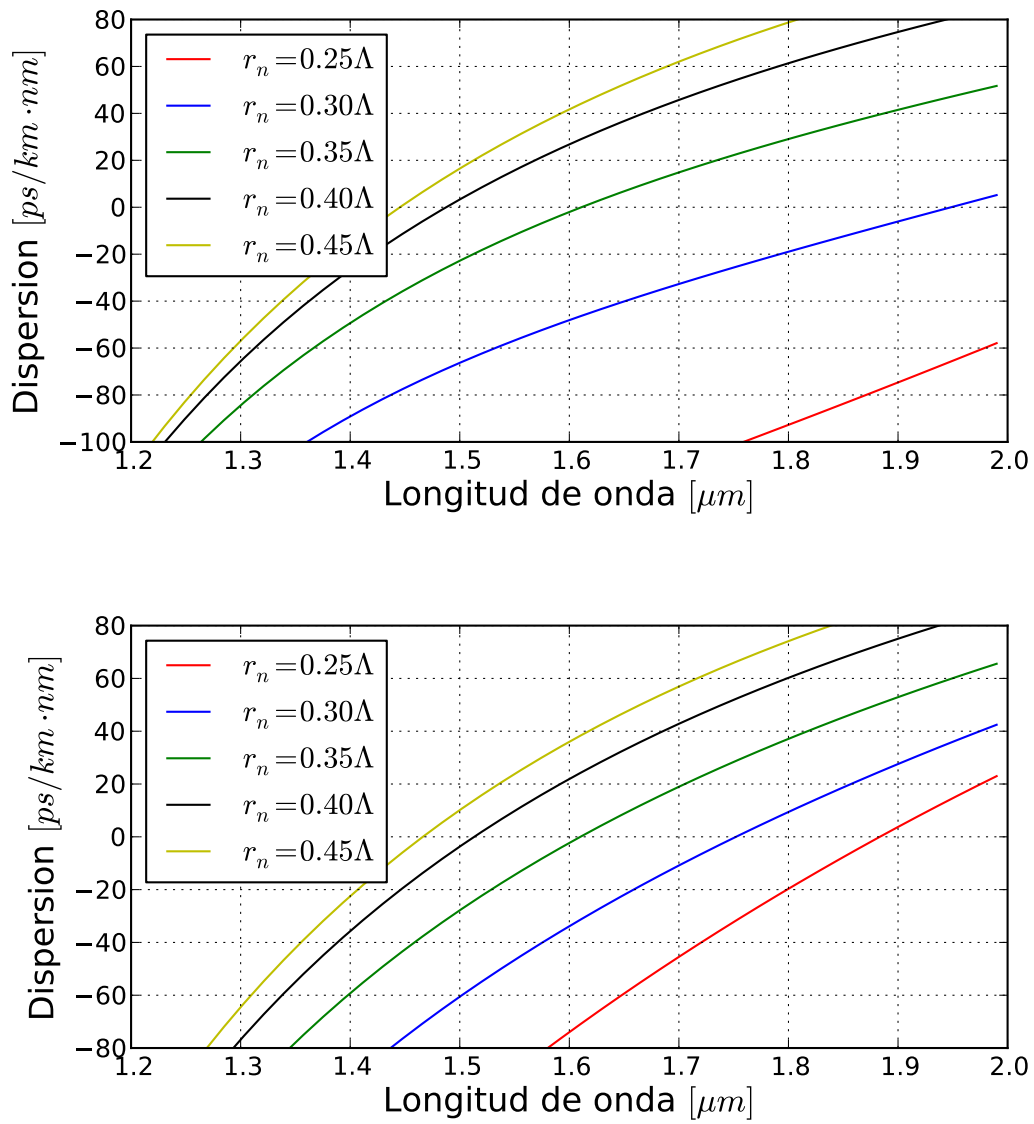
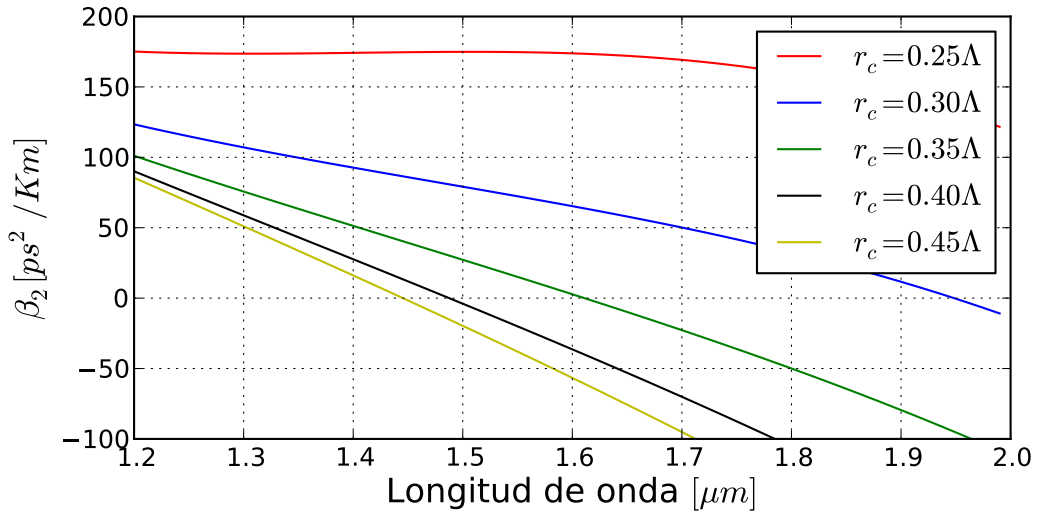


Figura 4.13: Dispersión cromática como función de la longitud de onda de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobenzene. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .

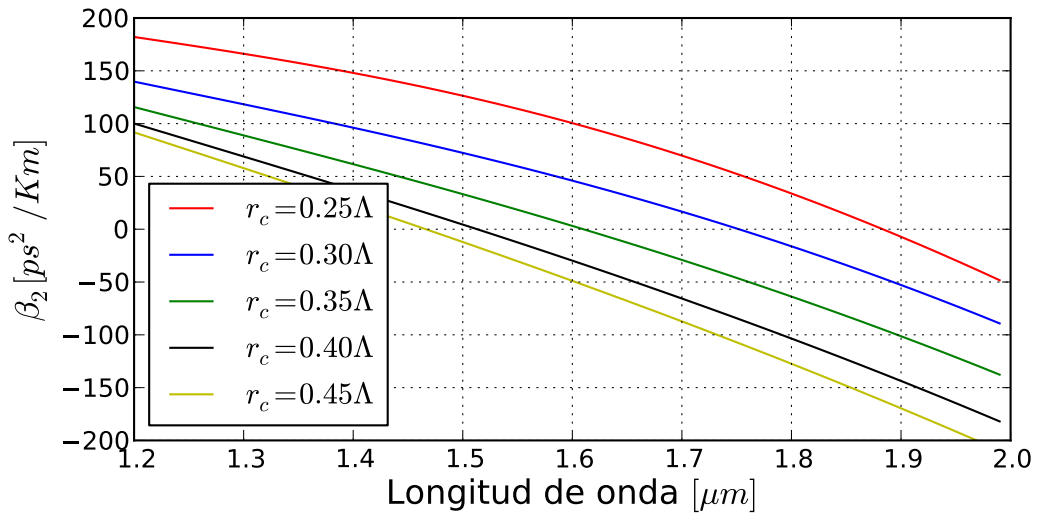
variando en un rango más amplio que en el caso de las FCF con huecos circulares. Una característica adicional que se observa de la Figura 4.13 es que las diferentes curvas de dispersión cromática tienen una mayor separación entre ellas que el caso correspondiente a FCF con huecos circulares. Este mismo comportamiento sucede para las FCF con un núcleo de nitrobenzono. Aquí, las longitudes de onda de dispersión cero van de $1.88\mu\text{m}$, para las FCF con radio más pequeño, a $1.46\mu\text{m}$, para las FCF con radio mayor. Mientras que en las FCF con huecos circulares el rango varía de $1.65\mu\text{m}$ a $1.60\mu\text{m}$ del radio más pequeño al mayor, respectivamente. Esto nos indica que las FCF con huecos hexagonales son más versátiles para la modulación de la longitud de onda de dispersión cero con la variación del tamaño de núcleo. Podemos ver los valores de las longitudes de onda de dispersión cero en la Tabla 4.2.

4.3.3 Dispersión de segundo orden

En la Figura 4.14 se muestra a la dispersión de la velocidad de grupo en función de la longitud de onda y como función del radio del núcleo. Todas las curvas de dispersión de velocidad de grupo son decrecientes con la longitud de onda. Además, para una longitud de onda dada, conforme el radio de núcleo aumenta, la diferencia entre curvas de dispersión decrece conforme el radio de núcleo aumenta y es menor en la FCF con núcleo de nitrobenzono. Comparando los resultados correspondientes a las FCF con huecos circulares y hexagonales, Figuras 4.6 y 4.14, podemos notar que, en el primer caso, a determinada longitud de onda, las diferentes curvas de dispersión se traslapan siendo difícil diferenciarlas; situación contraria pasa en el segundo caso de FCF con huecos hexagonales, ya que las diferentes curvas tienen una amplia separación entre sí.



(a)



(b)

Figura 4.14: Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobenzeno. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu m$. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .

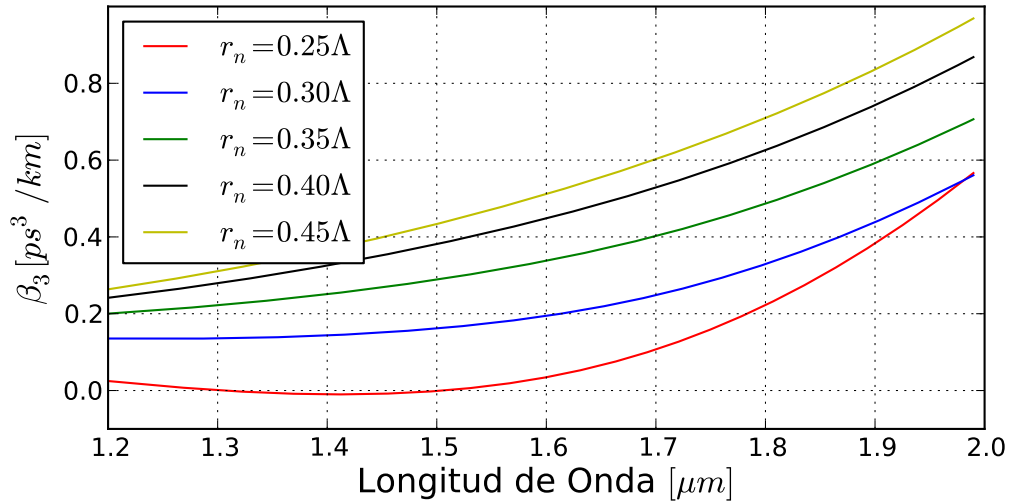
4.3.4 Dispersión de orden mayor

En la Figura 4.15 se muestra las curvas de dispersión de tercer de orden, β_3 , en función de la longitud de onda y como función del radio del núcleo de FCF con núcleos líquidos. Las curvas de dispersión son crecientes con la longitud de onda y tienen valores del orden de décimas de ps^3/km . Así mismo, los valores de dispersión aumentan conforme el radio de núcleo aumenta.

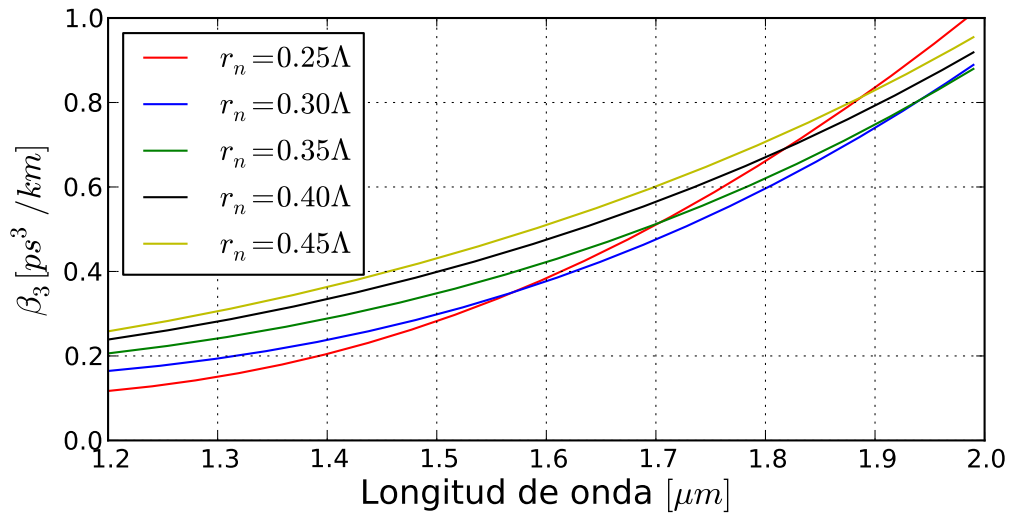
Observamos de la Figura 4.15a que las curvas respectivas a FCF con radios de núcleo de 0.25λ y 0.30λ , inicialmente se separan hasta la longitud de onda de $1.5\ \mu\text{m}$, después de la cual tienden a juntarse y cruzarse alrededor de la longitud de onda de $1.98\ \mu\text{m}$. En la Figura 4.15b, notamos que la curva correspondiente a la FCF con radio de núcleo de 0.25λ va cruzando a las demás curvas a diferentes longitudes de onda que se encuentran en el rango de 1.5 a $1.9\ \mu\text{m}$.

El comportamiento espectral de la dispersión de cuarto orden de FCF con núcleos de disulfuro de carbono y huecos hexagonales se puede observar en la Figura 4.16. El orden de magnitud de las diferentes curvas de dispersión es de $10^{-4}\ \text{ps}^4/\text{km}$, tres órdenes de magnitud menor que la contribución de tercer orden. Se observa de la figura que la curva correspondiente a la FCF de radio más pequeño cruza a las demás curvas en una longitud de onda en particular. El punto donde se cruzan las curvas marca la longitud de onda en que las pendientes de las correspondientes curvas de β_3 son iguales. Esto se puede observar en la Figura 4.15 donde, por ejemplo, alrededor de $1.53\ \mu\text{m}$, que es donde las curvas de β_4 respectivas a las FCF con radio de núcleo de 0.25λ y 0.3λ se cruzan, las correspondientes curvas de β_3 son paralelas.

Las diferentes contribuciones de la dispersión de tercer y cuarto orden de ambas FCF de núcleos circulares y hexagonales, Figuras 4.7 y 4.16, se encuentran dentro del mismo orden de magnitud. Por otro lado, haciendo una comparación con los

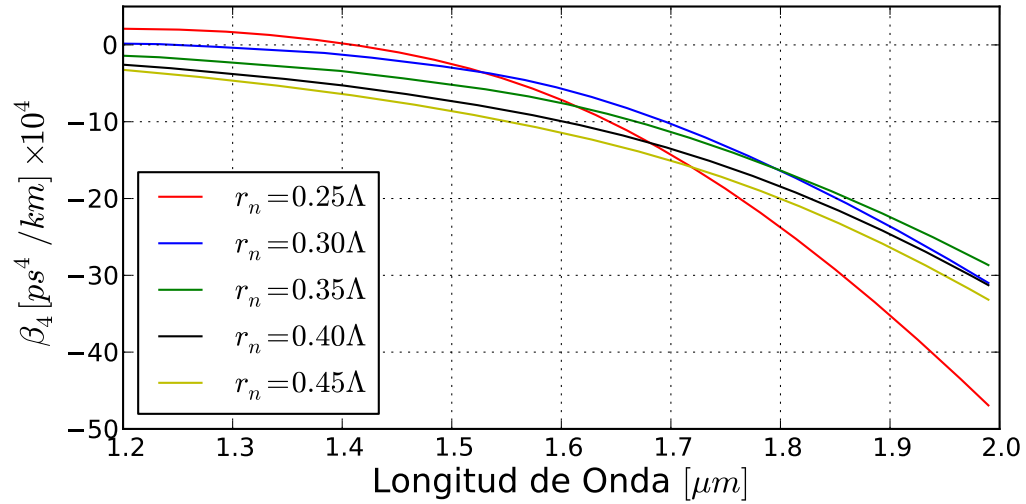


(a)

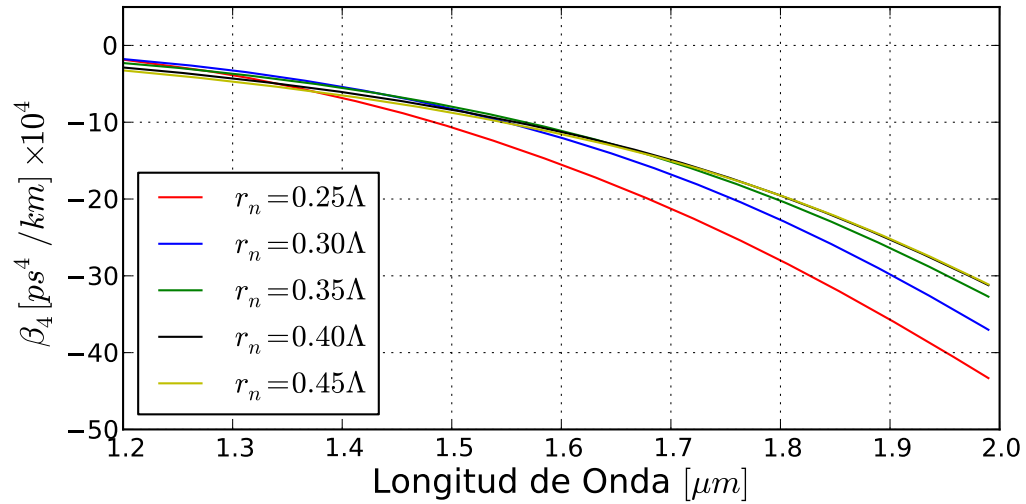


(b)

Figura 4.15: Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobeneno. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu$ m. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .



(a)



(b)

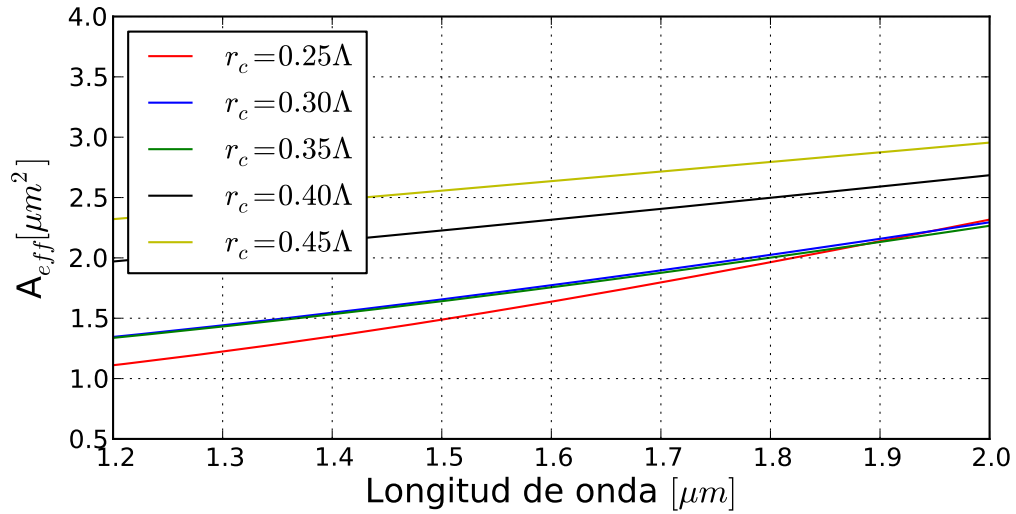
Figura 4.16: Dispersión de la velocidad de grupo de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobenceno. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu m$. Se muestra, también, el comportamiento de la dispersión cromática como función del radio de núcleo, r_n .

resultados reportados por Marquez-Barrios *et al.* [38](Marquez2011) para FCF de núcleo sólido de sílice y huecos hexagonales tenemos a la longitud de onda de dispersión cero ($\sim 800 \mu\text{m}$), ellos reportan las siguientes contribuciones a la dispersión $\beta_3 = 0.05 \text{ ps}^3/\text{km}$ y $\beta_4 = -0.703 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$. El diámetro de núcleo de su FCF fue de $d = 2.4 \mu\text{m}$. En base a los resultados obtenidos y tabulados en la Tabla 4.2, a la longitud de onda de dispersión cero, las contribuciones de tercer y cuarto orden a la dispersión son de un orden de magnitud mayor en FCF con núcleo líquido y huecos hexagonales que las respectivas contribuciones obtenidas en FCF con núcleo sólido.

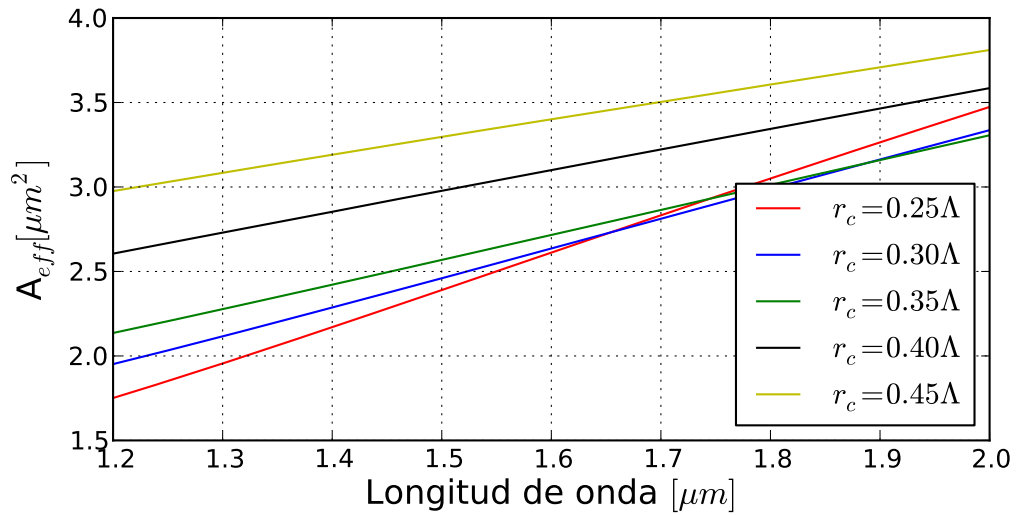
4.3.5 Área efectiva

En la Figura 4.17, se presentan curvas de área efectiva en función de la longitud de onda, y como función del radio de núcleo de una FCF con huecos hexagonales y núcleos líquidos tanto de disulfuro de carbono como de nitrobenzeno. Se observa que para un radio de núcleo con disulfuro de carbono de $r_n = 0.30\lambda$ a una longitud de onda de dispersión cero, $\lambda_0 = 1.95 \mu\text{m}$, tiene un valor de área efectiva de $2.25 \mu\text{m}^2$. El área efectiva correspondiente a la FCF con núcleo de nitrobenzeno con el mismo radio y a su longitud de onda de dispersión cero, $\lambda_0 = 1.75 \mu\text{m}$ se tiene un valor mayor un poco mayor de $2.9 \mu\text{m}^2$.

Comparando además, las áreas efectivas de las Figuras 4.9 y 4.17, notamos que las áreas efectivas de las FCF con huecos hexagonales presentan menores valores que aquellas de las FCF con huecos circulares. Esto nos indicaría que los modos fundamentales de las primeras FCF se concentran en áreas más pequeñas que en FCF del segundo caso. Estos valores se pueden apreciar con mayor detenimiento en la Tabla 4.2.



(a)



(b)

Figura 4.17: Área efectiva de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobenzено. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu m$. Se muestra, también, el área efectiva como función del radio de núcleo r_n .

$r_n(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$	$\lambda_0(\mu\text{m})$	$\beta_3(\text{ps}^3/\text{km})$	$\beta_4(\text{ps}^4/\text{km}) \times 10^{-4}$	$A_{eff}(\mu\text{m}^2)$	$\gamma(1/\text{Wm})$
0.25 Λ	1.46	-	-	-	-	-
0.30 Λ	1.74	1.95	0.5	-26	2.25	4.5
0.35 Λ	2.02	1.61	0.34	-8	1.7	6.68
0.40 Λ	2.32	1.49	0.38	-9	2.2	6.0
0.45 Λ	2.6	1.45	0.40	-8	2.5	5.5

(a)

$r_n(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$	$\lambda_0(\mu\text{m})$	$\beta_3(\text{ps}^3/\text{km})$	$\beta_4(\text{ps}^4/\text{km}) \times 10^{-4}$	$A_{eff}(\mu\text{m}^2)$	$\gamma(1/\text{Wm})$
0.25 Λ	1.46	1.88	0.8	-44	3.25	7.0
0.30 Λ	1.74	1.75	0.52	-20	2.9	8.0
0.35 Λ	2.02	1.61	0.43	-11	2.7	9.7
0.40 Λ	2.32	1.51	0.40	-9	3.0	9.0
0.45 Λ	2.6	1.46	0.4	-4	3.25	8.0

(b)

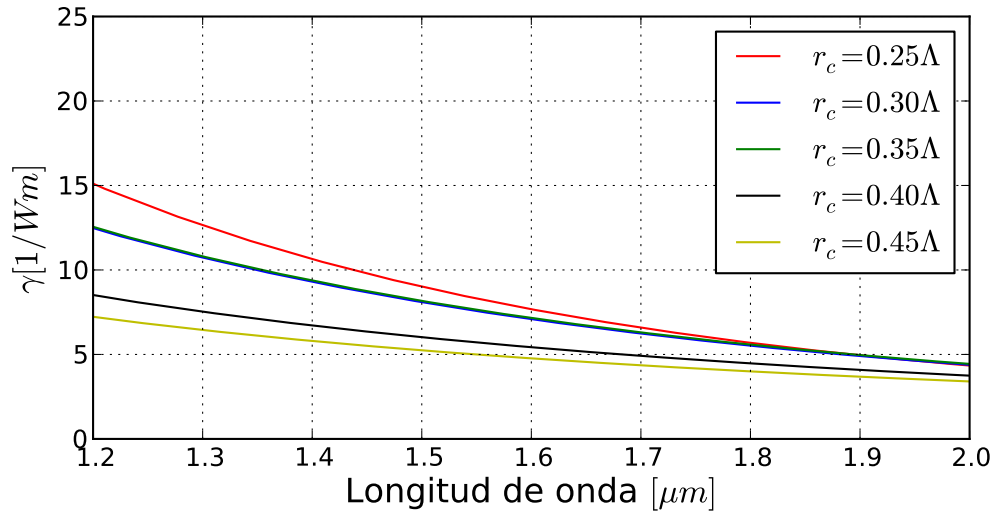
Tabla 4.2: Valores de los parámetros de dispersión de orden mayor, área efectiva y coeficiente no lineal en la longitud de onda de dispersión cero en una FCF con huecos hexagonales y núcleo líquido de a) disulfuro de carbono y b) nitrobenzeno. El valor del pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$.

4.3.6 Coeficiente no lineal

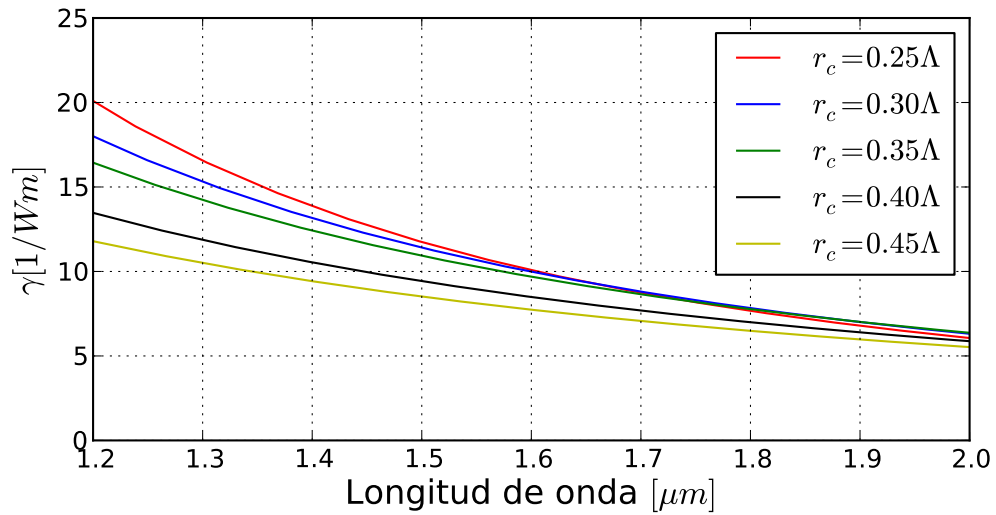
La Figura 4.18 muestra las curvas del coeficiente no lineal como función de la longitud de onda y como función del radio del núcleo para una FCF con huecos hexagonales y núcleo líquido con disulfuro de carbono y nitrobenzeno. Se observa que las curvas del coeficiente no lineal son decrecientes con la longitud de onda.

En todos los casos de radios de núcleo considerados, los correspondientes coeficientes no lineales de las FCF con núcleo de nitrobenzeno son mayores que las respectivas de las FCF con núcleo con disulfuro de carbono.

Haciendo una comparación de estos resultados con los obtenidos para FCF con



(a)



(b)

Figura 4.18: Coeficiente no lineal de una FCF con huecos hexagonales y con núcleos líquidos: a) de disulfuro de carbono y b) de nitrobenzeno. El pitch utilizado en ambos casos fue de $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$. Se muestra, también, el coeficiente no lineal como función del radio de núcleo r_n .

huecos circulares, vemos que los valores obtenidos para esas fibras son menores. Esto es, a las longitudes de onda de dispersión cero y para FCF con huecos circulares, los valores de coeficiente no lineal se encuentran entre los valores de 1.8 a $3.4 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ y entre 2 a $4.1 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ del disulfuro de carbono y nitrobenzeno, respectivamente. Mientras que para FCF con huecos hexagonales, los valores de coeficiente no lineal se encuentran entre los valores de 4.5 a $6.68 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ y entre 7 a $9.7 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ del disulfuro de carbono y nitrobenzeno, correspondientemente. La Tabla 4.2 muestra los valores de los coeficientes no lineales a la longitud de onda de dispersión cero.

4.4 Conclusiones

En el presente capítulo se describieron las características de una FCF con una estructura triangular de huecos circulares y hexagonales de núcleo líquido con disulfuro de carbono (CS_2) y nitrobenzeno ($C_6H_5NO_2$) en función del radio del núcleo. Se presentan resultados para las curvas de índice efectivo, dispersión cromática, dispersión de la velocidad de grupo, dispersiones de orden mayor, así como área efectiva y coeficiente no lineal de las FCF de estudio. En base a los resultados presentados, se concluye principalmente lo siguiente:

- Las FCF con núcleos hexagonales mostraron una mayor versatilidad para modular la longitud de onda de dispersión cero en comparación con las FCF con huecos circulares. Esto se entiende observando que el comportamiento del índice efectivo de las FCF con huecos hexagonales muestran una razón de cambio, tanto con la longitud de onda como con el radio del núcleo, mucho mayor al correspondiente de las FCF con huecos circulares. En particular, este hecho resulta conveniente en el estudio de FCF de núcleo de nitrobenzeno ya que es posible tener longitudes de onda de dispersión cero menores a $1.6 \mu\text{m}$

con tamaños de núcleo mayores de $2.3 \mu\text{m}$. Esto con la finalidad de trabajar en el rango de longitudes de onda donde se asegura que la transmisión es mayor del 70%.

- La incorporación de líquidos no lineales incrementa la no linealidad en FCF. Al considerar los valores de los coeficientes no lineales de FCF de núcleos de disulfuro de carbono o de nitrobenzeno se encuentran en el orden de magnitud de $1/\text{Wm}$. Las FCF de núcleo sólido de sílice altamente no lineales y comerciales tienen sus valores del coeficiente no lineal entre los valores de 0.07 y 0.104 1/Wm . Es decir, la no linealidad se ve incrementada en, al menos, un orden de magnitud al incorporar líquidos no lineales en la FCF.
- Las FCF con huecos hexagonales presentan una mayor no linealidad que las fibras FCF con huecos circulares. En el caso particular de las FCF con huecos hexagonales, las de núcleo de nitrobenzeno tienen su coeficiente no lineal mayor que las de núcleo de disulfuro de carbono.

5 Conclusiones

En el presente trabajo de investigación se estudió el comportamiento de una fibra de cristal fotónico (FCF) con núcleo líquido conformada con un revestimiento de huecos de aire arreglados en una red triangular. Se estudiaron dos casos: una FCF con huecos circulares y otra con huecos hexagonales. Para ambos casos, se consideró que el núcleo de la fibra se formaba con un medio líquido no lineal: de disulfuro de carbono y nitrobenceno.

Se simularon las FCF con ambos líquidos, nitrobenceno y disulfuro de carbono en su núcleo, en función del radio del mismo, con la finalidad de calcular los parámetros espaciales característicos de la fibra. Se presentan resultados para las curvas de índice efectivo, dispersión cromática, dispersión de la velocidad de grupo, dispersiones de orden mayor, así como el área efectiva y el coeficiente no lineal de las FCF de estudio.

Con base en los resultados obtenidos, se observa que existe una importante dependencia de los parámetros espaciales con la estructura de la fibra. Dentro de los resultados reportados, esta el área efectiva y coeficientes no lineales. Haciendo una comparación con los resultados obtenidos, entre FCF con huecos circulares y con huecos hexagonales, por ejemplo, tenemos: a la correspondiente longitud de onda de dispersión cero, y con un radio de núcleo de $r_n = 0.4\Lambda$, para el caso de

huecos circulares con disulfuro de carbono es de $4.8\mu\text{m}^2$ para el área efectiva y $2.6\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para el coeficiente no lineal. Para la fibra con huecos hexagonales y núcleo con disulfuro de carbono, $2.2\mu\text{m}^2$ y $6.0\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$. Observamos que el área efectiva de la segunda fibra disminuyó un poco más de la mitad y el valor del coeficiente no lineal se incremento más del doble. Para los casos de las fibras con huecos circulares y hexagonales cuyo núcleo está lleno de nitrobenzeno, los valores son los siguientes: $9.5\mu\text{m}^2$ y $2.9\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para el área efectiva y coeficiente no lineal, en fibras con huecos circulares, respectivamente. Para FCF con huecos hexagonales, los valores son $3.0\mu\text{m}^2$ y $9.0\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ para el área efectiva y coeficiente no lineal, correspondientemente. Por lo anterior, se concluye que la incorporación de líquidos no lineales incrementa apreciablemente la no linealidad en FCF.

Con respecto a la dispersión, se observa que las FCF con huecos hexagonales y de núcleos líquidos presentan una gran versatilidad para modular la posición de la longitud de onda de dispersión cero, ya que ésta se desplaza en un rango más amplio de longitud de onda, conforme se varía el tamaño de núcleo.

6 Programa *MIT Photonic-Bands*

El programa *MIT Photonics-Bands* (MPB) es un software libre [34](MPB) desarrollado por Johnson del Instituto de Tecnología de Massachusetts (MIT) y el grupo de *ab initio* de Joannopoulos, el cual permite calcular los modos electromagnéticos y relaciones de dispersión (o estructuras de bandas) de estructuras dieléctricas que presentan periodicidad en su índice de refracción. Usando métodos completamente vectoriales y tridimensionales, el programa MPB calcula eigenestados de las ecuaciones de Maxwell a una frecuencia dada y para vectores de onda arbitrarios. A continuación se describe brevemente la metodología utilizada por el paquete MPB. [35](Johnson2001).

6.1 Problema de eigenvalores

El software considera a las ecuaciones de Maxwell como un problema de eigenvalores, el cual resuelve a través de un método iterativo. Se empieza expresando las ecuaciones de Maxwell como un problema de eigenvalores lineal. Se emplea la notación de Dirac sobre los operadores $\hat{\mathbf{A}}$ y estados $|\mathbf{H}\rangle$. Las ecuaciones de Maxwell sin fuentes para un dieléctrico lineal, con $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{x})$, pueden escribirse a través del campo magnético $|\mathbf{H}\rangle$ en la forma:

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon} \nabla | \mathbf{H} \rangle = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} | \mathbf{H} \rangle \quad (6.1a)$$

$$\nabla \cdot | \mathbf{H} \rangle = 0 \quad (6.1b)$$

Se consideran únicamente estados con frecuencias definidas y se supone que el sistema es periódico. En ese caso el teorema de Bloch para un problema de eigenvalores periódicos dice que los estados pueden elegirse de la forma

$$| \mathbf{H} \rangle = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} | \mathbf{H}_{\mathbf{k}} \rangle \quad (6.2)$$

donde \mathbf{k} es el vector de onda de Bloch y $| \mathbf{H}_{\mathbf{k}} \rangle$ es un campo periódico (definido completamente por sus valores en la celda unitaria). De tal manera que la ecuación (6.1a) se convierte en un problema de eigenvalores, es decir

$$\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}} | \mathbf{H}_{\mathbf{k}} \rangle = (\omega/c)^2 | \mathbf{H}_{\mathbf{k}} \rangle \quad (6.3)$$

donde $\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}}$ es el operador Hermitiano positivo definido por

$$\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}} = (\nabla + i\mathbf{k}) \times \frac{1}{\varepsilon} (\nabla + i\mathbf{k}) \times . \quad (6.4)$$

Las soluciones a la ecuación (6.3) nos dan un conjunto discreto de eigenfrecuencias, $\omega_n(\mathbf{k})$ que forman una estructura de bandas continuas como función del vector de onda, \mathbf{k} . Este conjunto de bandas discretas, o modos como función del vector de onda, forman un conjunto completo de todos los posibles estados electromagnéticos del sistema. Además, los modos para un valor de vector de onda \mathbf{k} pueden elegirse de tal manera que sean ortonormales, es decir

$$\langle \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^{(n)} | \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^{(m)} \rangle = \delta_{n,m} \quad (6.5)$$

donde $\delta_{n,m}$ es la delta de Kronecker.

6.2 La base

Los campos solución o estados de la ecuación de eigenvalores, ecuación (6.3), pueden representarse en términos de una base completa, es decir en un número infinito de funciones base. Para propósitos de resolver la ecuación de eigenvalores numéricamente, el problema se puede transformar en un problema finito, expandiendo los estados en una base truncada o finita de estados $|b_m\rangle$, es decir

$$|\mathbf{H}_k\rangle \cong \sum_{m=1}^N h_m |b_m\rangle. \quad (6.6)$$

Sustituyendo la ecuación (6.6) en (6.3) y multiplicando por el bra $\langle b_l|$ se obtiene el problema generalizado de eigenvalores siguiente

$$A_{lm}h_m = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 B_{lm}h_m, \quad (6.7)$$

donde A_{lm} y B_{lm} son elementos de las matrices $(N \times N)$ A y B respectivamente, es decir

$$A_{lm} = \langle b_l | \hat{\mathbf{A}}_k | b_m \rangle, \quad (6.8a)$$

$$B_{lm} = \langle b_l | b_m \rangle = \delta_{lm}. \quad (6.8b)$$

La elección de una base, $|b_n\rangle$, se determina considerando tres factores: a) la base debe representarse por un número N finito de funciones, de tal manera que se tengan resultados con una muy buena aproximación, b) se debe contar con un método eficiente para calcular $A_{lm}h_m$ y $B_{lm}h_m$, y c) la base debe ser transversal o satisfacer la condición de la ecuación (6.1b).

Se utiliza una base de ondas planas en la forma

$$|b_m\rangle = e^{i\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{x}} \quad (6.9)$$

donde \mathbf{G}_m son vectores de la red recíproca. La base $|b_m\rangle$ se trunca eligiendo un valor máximo de corte para la magnitud del vector de la red recíproca \mathbf{G}_m , dando como resultado un volumen esférico de vectores \mathbf{G} . Sin embargo, los vectores \mathbf{G} se expanden dentro de un volumen de un paralelepípedo, de tal forma que la transformación entre la representación de onda plana y de la representación espacial tome la forma de una Transformada Discreta de Fourier (TDF). Esto es, si los vectores primitivos de la red real son $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{R}_3$ y los vectores primitivos de la red recíproca son $\mathbf{G}_1, \mathbf{G}_2, \mathbf{G}_3$, definidos por la condición $\mathbf{R}_i \cdot \mathbf{G}_j = 2\pi\delta_{ij}$, entonces las funciones base toman la forma

$$|b_{m_1, m_2, m_3}\rangle = e^{i\sum_j m_j \mathbf{G}_j \cdot \mathbf{x}} \quad (6.10)$$

con $m_j = 0, 1, \dots, N_j - 1$ y $N = N_1 N_2 N_3$. Por lo tanto reescribimos la ecuación (6.6) para el campo en la forma

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}} \left(\sum_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}} \mathbf{R}_{\mathbf{k}} / N_{\mathbf{k}} \right) = \sum_{\{m_j\}} \mathbf{h}_{\{m_j\}} e^{i\sum_{j,k} m_j \mathbf{G}_j \cdot n_{\mathbf{k}} \mathbf{R}_{\mathbf{k}} / N_{\mathbf{k}}} = \sum_{\{m_j\}} \mathbf{h}_{\{m_j\}} e^{2\pi i \sum_j m_j n_j / N_j} \quad (6.11)$$

donde $n_k = 0, \dots, N_k - 1$ describen coordenadas espaciales sobre una malla de $N_1 \times N_2 \times N_3$, sobre las tres direcciones de la red. La ecuación (6.11) es precisamente una TDF, la cual puede calcularse a través del algoritmo de la Transformada Rápida de Fourier (FFT) en el tiempo $O(N \log N)$.

Habiéndose escogido la base, ya es posible resolver la ecuación generalizada de eigenvalores, ecuación (6.7), para los coeficientes h_m . Para ello se requiere calcular los elementos de matriz, A_{lm} . La matriz B es la matriz identidad (ver ecuación (6.8b)). Para calcular A_{lm} , se sustituye la forma del operador $\hat{\mathbf{A}}$, ecuación (6.4), y la base, ecuación (6.10), en la ecuación (6.8a), y se sigue el procedimiento siguiente: Se toma el rotacional en espacio recíproco (tomando el producto cruz con $\mathbf{k} + \mathbf{G}_m$),

se realiza la FFT, se multiplica por el inverso del tensor dieléctrico, $\widetilde{\epsilon}^{-1}$, se realiza la FFT inversa y se toma el rotacional nuevamente, es decir

$$A_{lm} = (\mathbf{k} + \mathbf{G}_l) \times \cdots \text{IFFT} \cdots \widetilde{\epsilon}^{-1} \cdots \text{FFT} \cdots (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \times, \quad (6.12)$$

de donde con el uso de la ecuación (6.12) se resuelve la ecuación generalizada de eigenvalores, ecuación (6.7), para los coeficientes h_m , a través de los cuales, a su vez, nos dan los estados $|\mathbf{H}_\mathbf{k}\rangle$ (ver ecuación (6.6)).

Una de las ventajas del uso de ondas planas se ve reflejada en el hecho de que el campo debe satisfacer la condición de transversalidad, ecuación (6.1b), es decir, en este caso, la ecuación (6.1b) se transforma

$$\mathbf{h}_m \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) = 0. \quad (6.13)$$

Para cada vector recíproco \mathbf{G}_m , se puede elegir un par de vectores unitarios ortonormales \hat{u}_m, \hat{v}_m que sean perpendiculares a $\mathbf{k} + \mathbf{G}_m$. Se define, entonces, $\mathbf{h}_m = h_m^{(1)}\hat{u}_m = h_m^{(2)}\hat{v}_m$. De esta manera, la base es intrínsecamente transversal, y la ecuación (6.7) resulta ser un problema de eigenvalores ordinario de rango $n = 2N$.

6.3 Consideraciones adicionales

Para hacer algunas simplificaciones al problema de eigenvalores de la ecuación (6.7), se pueden hacer algunas consideraciones adicionales que tratamos en las subsecciones siguientes.

6.3.1 Simetría de inversión

Los coeficientes h_m de la base son cantidades complejas y pueden elegirse de tal forma que sean cantidad reales para el caso siguiente: Si el sistema de estudio es un

sistema que tiene simetría de inversión, entonces se cumple que $\varepsilon(-\mathbf{x}) = \varepsilon(\mathbf{x})$. Por otro lado, se tiene que la Transformada de Fourier (FT) de una función real y par es otra función real y par; por lo que la representación en ondas planas del operador $\hat{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}}$, ecuación (6.4), es entonces una matriz real y simétrica. Lo que significa que se pueden escoger a los coeficientes h_m que sean cantidades puramente reales. Esto se refleja en un ahorro de recursos de almacenamiento y de un factor de 2 en el tiempo de procesamiento.

6.3.2 El tensor dieléctrico efectivo

Cuando se realiza la operación $\hat{\mathbf{A}}|H_{\mathbf{k}}$ en una base de ondas planas, la multiplicación por el inverso del tensor dieléctrico $\widetilde{\varepsilon}^{-1}$ se realiza en espacio real, después de realizar la transformada de Fourier, entonces se puede usar el valor de la constante dieléctrica en el punto en cuestión. Desafortunadamente, esto conlleva a una falta de convergencia de las frecuencias como función del número, N , de las funciones base, debido a problemas de discontinuidad de la base. Para evitar este problema se usa un tensor dieléctrico efectivo y suave cerca de las interfaces dieléctricas. En particular cerca de la interfaz se puede promediar el tensor dieléctrico.

6.3.3 Métodos iterativos

Los métodos iterativos son métodos rápidos para calcular los primeros p eigenvalores y eigenvectores, con $p \ll n$, de un problema de eigenvalores, $n \times n$, generalizado $Ay = \lambda By$. El método da inicialmente una solución aproximada para los eigenvectores e, iterativamente, va dando una mejor aproximación hasta alcanzar la convergencia. Por lo tanto, los métodos iterativos son ideales para encontrar los primeros eigenestados de las ecuaciones de Maxwell. Se han propuesto varios métodos iterativos. Los métodos iterativos en los que principalmente se enfoca el software de

MPB son: el método de cociente de Rayleigh y el método de Davidson, los cuales pueden revisarse en la referencia 35. Un factor importante en el desempeño de un método iterativo es la elección de un operador precondicional, el cual requiere que se haga una aproximación a la matriz inversa \mathbf{A}^{-1} de tal forma que el producto $\mathbf{A}^{-1}h$ pueda calcularse rápidamente.

7 Propiedades del nitrobenceno y del disulfuro de carbono

7.1 Nitrobenceno

El *nitrobenceno*, con fórmula química $C_6H_5NO_2$, es un líquido aceitoso tóxico de color amarillo pálido a marrón con un olor a almendras amargas que puede disolverse ligeramente en agua y fácilmente en otros productos químicos. Tiene un punto de fusión de $5.7\text{ }^\circ C$ y punto de ebullición de $211\text{ }^\circ C$. Su presión de vapor es de 20 Pa a $20\text{ }^\circ C$ y su solubilidad en agua es de 1.9 mg/l a $20\text{ }^\circ C$. El nitrobenceno no se produce de forma natural: es un compuesto sintético. Más del 95 % de este compuesto se utiliza en la producción de anilina, un importante intermediario químico que se utiliza en la fabricación de poliuretanos. El nitrobenceno, además, se utiliza para sintetizar la benzidina, el trinitrobenceno, el ácido nitrobenzolsufónico, la fucsina, la quinolina o fármacos como el acetoaminofeno [39](**Geneva2003**), como un disolvente en el refinado del petróleo, en la fabricación de éteres de celulosa y los acetatos. A principios del siglo XX, tenía un uso como alimento aditivo (sustituto de la esencia de almendras). Un significativo mercado comercial para el nitrobenceno es su uso en la producción del analgésico paracetamol.

Dentro del campo de la óptica, el nitrobenceno se usa en celdas Kerr, debido a que

tiene una constante Kerr muy grande ($\approx 220 \times 10^{-7}$ cm statvolt⁻²). El nitrobenceno se vierte en un recipiente con dos placas de capacitor, de tal manera que el líquido llene el espacio entre las placas. A esta configuración se le denomina celda Kerr. La celda se coloca entre dos filtros polarizados perpendicularmente entre sí, de modo tal que la luz no pueda pasar. Si se aplica, entonces, una tensión lo suficientemente alta a las placas del capacitor, el nitrobenceno se vuelve birrefringente y permitirá el paso de la luz. Este efecto es más evidente cuanto mayor sea la tensión aplicada. Las celdas Kerr generalmente contienen nitrobenceno o disulfuro de carbono y se han usado durante un buen número de años en una gran variedad de aplicaciones. Por ejemplo, como obturadores en fotografía de alta velocidad y como interruptores de haces luminosos.

7.2 Disulfuro de carbono

El disulfuro de carbono (con fórmula química CS_2) en estado puro es un líquido incoloro o ligeramente amarillento, casi sin olor o con olor similar al cloroformo. El disulfuro de carbono con impurezas, que usualmente se emplea en una gran variedad de procesos industriales es un líquido amarillento de olor desagradable similar al de putrefacción de un material orgánico vegetal. El disulfuro de carbono se evapora a temperatura ambiente y el vapor es, en una proporción mayor al doble, más pesado que el aire. Explota con facilidad al contacto con el aire y además se incendia fácilmente. En la naturaleza, se encuentran pequeñas cantidades de disulfuro de carbono provenientes de gases liberados de la superficie terrestre, por ejemplo, en erupciones volcánicas o sobre pantanos. Comercialmente, se encuentra como una mezcla azeotrópica con agua que contiene 97.2 % de disulfuro.

El disulfuro de carbono es altamente inflamable, reacciona vigorosamente con

agentes oxidantes y puede generar calor o hacer ignición e inclusive explotar. Cuando se calienta hasta su descomposición, libera gases tóxicos de óxidos de azufre. Además, puede generar cargas electrostáticas como resultado del flujo, agitación, etc. La sustancia se puede inflamar espontáneamente al contacto con superficies calientes. Ataca algunos tipos de plástico, caucho y revestimientos. El disulfuro de carbono se produce comercialmente mediante la reacción de azufre y carbón o metano. Se ha utilizado etano, propano y propeno con un alcance limitado. El proceso con metano ha ido reemplazando el anterior proceso usando carbón desde que fue introducido, por primera vez, a principios de los años cincuenta.

La elaboración de fibras de rayón es el uso industrial más importante del disulfuro de carbono. También se usa, hasta cierto punto, como solvente en diversos procesos industriales incluyendo la refinación de parafinas y petróleo, y más recientemente en la producción de agentes de flotación y herbicidas. Sin embargo, el riesgo de exposición a altas concentraciones de disulfuro de carbono, durante estos procesos, es pequeño comparado con el de la industria del rayón. Estas fibras se usan en la producción de filamentos de hilo textil, fibras estables de rayón y películas de celofán. El disulfuro de carbono ha sido un químico industrial importante desde los años ochenta debido a sus muchas propiedades útiles, incluyendo su capacidad de solubilizar grasas, cauchos, fósforo, azufre y otros elementos. Las propiedades solventes del disulfuro de carbono lo hacen indispensable en la preparación de grasas, lacas y alcanfor, en la industria refinadora de petróleo y en parafinas.

Además lo han hecho altamente apropiado para una gran variedad de aplicaciones industriales incluyendo: vulcanización y manufactura de cauchos y accesorios de caucho, producción de resinas, xantatos, tiocinatos, adhesivos para madera y agentes de flotación, inhibidor en la polimeración de cloruro de vinilo, etc. También, se ha usado industrialmente como un medio para promover la sulfatación en la

síntesis de elementos de las tierras raras usados en los semiconductores, como un regenerador de catalizadores de sulfuros metálicos de la serie de transición, y como solvente para la remoción de impresiones en plásticos de reciclaje.

Referencias

- [1] P. Russel, *Photonic crystal fibers: A historical account*, IEEE Leos Newsletter (October 2007).
- [2] P. Kaiser and H. Astle, *Low-loss single-material fibers made from pure fused silica*, The Bell System Technical Journal **53**(6), 1021 (August 1974).
- [3] V. Melekin and A. Manenkov, Technical Physics **13**, 1698 (1968).
- [4] P. Yeh and A. Yariv, *Theory of bragg fiber*, Optical Society of America **68**(9), 1196 (September 1978).
- [5] J. Knight, T. Birks, P. St J. Russell, and D. Atkin, *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*, Optics Lett. **21**(19), 1547 (1996).
- [6] R. Cregan, B. Mangan, and J. Knight, *Single-mode photonic band gap guidance of light in air*, Science **285**, 1537 (1999).
- [7] A. Bjarklev and J. B. and, *Photonic Crystal Fibers* (Kluwer Academic Publishers, 2003), ISBN 1-4020-7610-X.
- [8] T. M. Monro, P. J. Bennet, N. Broderick, and D. J. Richardson, *Holey fibers with random cladding distributions*, Optics Lett. **Vol 25**, 206 (2000).
- [9] T. Birks, J. Knight, and P. S. J. Russell, *Endlessly single mode photonic crystal fiber*, Optics Lett. **22**(13), 961 963 (1997).

- [10] J. K. Ranka, S. Robert, and J. S. Andrew, *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion a 800nm*, Optics Letters **25**(1), 25 (2000).
- [11] F. Benabid, *Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fibers*, Science **298**, 399 (2002).
- [12] J. C. Travers and W. Chang, *Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers*, Journal Optical Society of America B **28**(12) (December 2011).
- [13] E. Ippen and C. Shank, *Selfphase modulation of picosecond pulses in optical fibers*, Applied Physics Letters **24**(4), 190 (February 1974).
- [14] A. Voronin and V. Mitrokhin, *Understanding the nonlinear-optical response of a liquid-core photonic-crystal fiber*, Laser Physics Letters **7**(1), 46 (2010).
- [15] J. Joannopoulos, S. Johnson, J. Winn, and R. Meade, *Photonic crystals. Molding the flow of light* (Princeton Univ. Press, 2008), 2nd ed.
- [16] P. Mamyshev and S. Chernikov, *Ultrashort pulse propagation in optical fibers*, Opt. Lett (15), 1076 (1990).
- [17] A. Ghatak, *Introduction to fiber optics* (Cambridge University Press, 1998), 1st ed., ISBN 0-521-57785-3.
- [18] N. González Baquedano, *Estudio de la generación del segundo armónico en fibras de cristal fotónico*, Master's thesis, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Loma del Bosque 115, Lomas del Campestre (2009).
- [19] R. Zhang and J. Teipel, *Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation*, Optics Express **14**(15), 6800 (July 2006).

- [20] Y. Xu and X. Chen, *Modeling of micro diameter scale core optical fiber filled with various liquids*, Optics Express **16**(12) (June 2008).
- [21] S. Yiou and P. Delaye, *Stimulated raman scattering in an ethanol core microstructured optical fiber*, Optics Express **13**(12), 4786 (June 2005).
- [22] C. J. De Matos and C. M. C. and, *Liquid-core, liquid-cladding photonic crystal fibers*, Optics Express **15**(18), 11207 (September 2007).
- [23] A. Bozolan and C. J. De Matos, *Supercontinuum generation in a water-core photonic crystal fiber*, Optics Express **16**(13), 9671 (June 2008).
- [24] D. P. Ornelas Huerta, *Estudio teórico y experimental de efectos no lineales en fibras ópticas microestructuradas*, Master's thesis, Universidad de Guanajuato (Agosto 2012).
- [25] F. Cox and A. Argyros, *Liquid-filled hollow core microstructured polymer optical fiber*, Optics Express **14**, 4135 (2006).
- [26] K. M. Gundu and M. Kolesik, *Ultra-flattened-dispersion selectively liquid filled photonic crystal fiber gund*, Optics Express **14**(15), 6870 (July 2006).
- [27] V. J. Raja, *Supercontinuum generation in liquid-filled photonic crystal fiber with slow nonlinear response*, Journal Optical Society of America B **27**(9) (September 2010).
- [28] C. Conti and M. A. Schmidt, *Highly noninstantaneous solitons in liquid core photonic crystal fibers*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **105**, 263902 (Dec. 2010).
- [29] N. Karasawa, *Dispersion properties of liquid-core photonic crystal fibers*, Applied Optics **51**(21), 5259 (July 2012).

- [30] R. W. Boyd and G. Fischer, *Encyclopedia of Materials: Science and Technology* (2001).
- [31] A. Samoc, *Dispersion of refractive properties of solvents: Chloroform, toluene, benzene, and carbon disulfide in ultraviolet, visible, and near-infrared*, Journal of Applied Physics **94**(9), 6167 (November 2003).
- [32] K. Nielsen and D. Noordegraaf, *Selecting filling of photonic crystal fibers*, Pure and Applied Optics **7** (July 2005).
- [33] Y. Huang and Y. Xu, *Fabrication of functional microstructured optical fibers through a selective filling technique*, Applied Physics Letters **85**(22), 5182 (November 2004).
- [34] S.G. Johnson and J.D. Joannopoulos, The MIT Photonic-Bands Package, home page: <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.
- [35] S. Johnson and J. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*, Optics Express **8**(3), 173 (2001).
- [36] K. Saitoh and M. Koschiba, *Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion*, Optics Express **11**(8), 843 (2003).
- [37] K. Saitoh, *Numerical modeling of photonic crystal fibers*, Journal of Lightwave Technology **23**(11) (November 2005).
- [38] R. Rodriguez Vera and R. Diaz Uribe, eds., *Higher-order dispersion terms of a photonic crystal fiber with hexagonal holes*. Proc. of SPIE Vol. 811, 80115E (2011).
- [39] L.Davies, *Environmental Health Criteria 230N nitrobenzene*, vol. Geneva (2003), world health organization ed.