



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
ELÉCTRICA – TELECOMUNICACIONES

Fibras ópticas microestructuradas para aplicaciones
potenciales en telecomunicaciones e instrumentación

T E S I S
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTORA EN INGENIERÍA

P R E S E N T A:
M. I. MARÍA DEL CARMEN LÓPEZ BAUTISTA

TUTOR PRINCIPAL
DR. SERGIY KHOTYAINTEV, FACULTAD DE INGENIERÍA

COMITÉ TUTOR
DR. OLEKSANDR MARTYNYUK, FACULTAD DE INGENIERÍA
DR. MAXIMINO AVENDAÑO ALEJO, CCADET

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., JULIO 2017

JURADO ASIGNADO:

Presidente:	DR. MAXIMINO AVENDAÑO ALEJO
Secretario:	DR. JORGE RODRÍGUEZ CUEVAS
Vocal:	DR. SERGIY KHOTYAINTEV
1er Suplente:	DR. OLEKSANDR MARTYNYUK
2do Suplente:	DR. OLEG V. KOLOKOLTSEV FLATOV

Lugar donde se realizó la tesis: Ciudad Universitaria, Cd. Mx.

TUTOR DE TESIS:

DR. SERGIY KHOTYAINTEV

FIRMA

AGRADECIMIENTOS

A Dios

Por permitirme concluir esta etapa de mi vida y comenzar una nueva. Gracias por darme la vida y hacerme parte de tu familia. Tu GRACIA me ha dado las fuerzas para terminar este trabajo con éxito, sin tí no hubiera podido llegar a la meta. Te agradezco infinitamente por la vida de todas las personas que has puesto en mi camino, por mi madre Lupita y por mi padre Fermín, por mis hermanos Monserrat y Fermín, por mis sobrinas y cuñada Valeria, Geraldine, y Violeta; a quienes, sin lugar a dudas, les diste la sabiduría y la paciencia para darme ánimos y levantarme de toda caída.

Gracias por la vida de mis hermanitas Anita, Carmelita, Lolita y Laura, porque sé que a través de ellas veo tu bondad, tu misericordia y tu amor en mi vida. Gracias por sus oraciones, sus consejos y dirección, me han ayudado a no desfallecer y a continuar en la carrera.

Mi Señor, son muchas las personas a quien has invitado a mi vida y por todas ellas gracias, muchas gracias, al hermano Gonzalo, a los pequeñitos y a mis hermanos de la Iglesia, a mis tíos y tías, a mis primos, a mis amigos, y a todo aquel desconocido que me brindó una sonrisa cuando más la necesitaba.

Al Dr. Sergiy y al Dr. Oleksandr

Por su paciencia, apoyo y dirección en la realización de este trabajo, y por todo el tiempo dedicado al mismo. Gracias por compartir sus conocimientos conmigo.

A los Doctores M. Avendaño, J. Rodríguez y O. Kolokoltsev

Por el tiempo dedicado a leer este trabajo, y por sus valiosas correcciones y sugerencias.

A la DGAPA – PAPIIT de la UNAM por el apoyo en forma del proyecto “Implementación de un nuevo método de monitoreo del comportamiento de estructuras hasta su falla de elementos de concreto y materiales compuestos, con arreglos de fibras ópticas” con número de referencia IT102515.

A la DGAPA – PAPIME de la UNAM por el apoyo en forma del proyecto “Nuevas prácticas de laboratorio con actividades y experimentos virtuales y reales para el mejoramiento de la enseñanza y aprendizaje en dos asignaturas de la carrera de Ingeniería en Telecomunicaciones,” con número de referencia PE101616.

Al Instituto de Ingeniería y a la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) por el apoyo en forma del proyecto del Fondo de Colaboración Conjunta "Sistemas de Detección Temprano de Riesgos en Edificios Históricos".

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) y a la Coordinación de Estudios de Posgrado de la UNAM (CEP) por la beca otorgada para la realización de este trabajo.

A la UNAM por permitirme ser parte de esta gran casa de estudios como alumna y profesora.

*Y todo lo que hacéis, sea de
palabra o de hecho, hacedlo todo en el
nombre del Señor Jesús, dando
gracias a Dios Padre por medio de él.*

Colosenses 3:17

*Porque de él, y por él, y para
él, son todas las cosas. A él sea la
gloria por los siglos. Amén.*

Romanos 11:36

*Bendice, alma mía, a Jehová,
Y bendiga todo mi ser su santo nombre.
Bendice, alma mía, a Jehová,
Y no olvides ninguno de sus beneficios.
Él es quien perdona todas tus iniquidades,
El que rescata del hoyo tu vida,
El que te corona de favores y misericordias;
El que sacia de bien tu boca
De modo que te rejuvenezcas como el águila.*

Salmo 103:1-5

*No hay como el Dios de Jesurín,
Quien cabalga sobre los cielos para tu ayuda,
Y sobre las nubes con su grandeza.
El eterno Dios es tu refugio,
Y acá abajo los brazos eternos*

Deuteronomio 33:26-27

RESUMEN

Se investigó teóricamente las características de un sensor de índice de refracción de líquidos con índice de refracción cercanos al del agua, tales como soluciones acuosas de sacarosa y otras sustancias de interés para estudios de biología y medicina. El sensor es un acoplador direccional especial, conformado por una fibra óptica microestructurada y una guía de onda cilíndrica hueca que sirve como el canal para el analito. Para los fines de este trabajo, se empleó un análisis electromagnético numérico del acoplador con el paquete de software COMSOL Multiphysics. Se analizaron las configuraciones del acoplador con uno y dos canales para el analito. Se determinó la longitud de onda de resonancia, la longitud de acoplamiento y la sensibilidad del sensor al índice de refracción del analito en función de los parámetros del acoplador: el radio del canal, y la separación entre el núcleo y el canal. Se demostró que el acoplador con dos canales tiene una mayor sensibilidad al índice de refracción del analito, y su birrefringencia es mayor con respecto a la configuración con un sólo canal. Los resultados de este trabajo revelan y explican el efecto de los distintos parámetros del acoplador sobre las características del sensor; además, permiten determinar los parámetros más adecuados del sensor para sus aplicaciones prácticas.

ABSTRACT

We investigated the properties of a refractometric sensor for analytes of the refractive index close to that of the water, such as aqueous solutions of sucrose and other biological substances of interest in biology and medicine. The sensor is a special directional coupler that comprises a microstructured optical fiber and a hollow ring waveguide that acts as the analyte channel. We made a numerical electromagnetic analysis of the coupler using COMSOL Multiphysics. For the purposes of this study, work, we carried on the numerical electromagnetic analysis of the coupler by means of the COMSOL Multiphysics software. We considered two configurations of the coupler: with one and two analyte channels. We determined the resonant wavelength, the coupling length, and the sensitivity of the sensor to the analyte refractive index under coupler parameters: the channel radius, and the distance between the core and the analyte channel. We demonstrated that the sensor with two analyte channels has better sensitivity and higher birefringence than the sensor with one channel only. The results of this work reveal and explain the effect of different coupler parameters on sensor characteristics. Also, they allow one to determine sensor parameters that are most adequate for its practical applications.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 Justificación.....	2
1.2 Objetivos.....	3
1.3 Metodología.....	4
1.4 Referencias.....	5
CAPÍTULO 2. REVISIÓN DEL ESTADO DEL ARTE: FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUCTURADAS.....	6
2.1 Introducción.....	6
2.2 Fibras ópticas microestructuradas.....	6
2.3 Mecanismos de guiado de la radiación óptica en MSFs.....	10
2.3.1 Reflexión total interna modificada.....	10
2.3.2 Guiado por bandas fotónicas.....	12
2.4 Parámetros característicos de las MSFs.....	13
2.4.1 Parámetro V_{eff} para MSFs.....	13
2.4.2 Dispersión cromática.....	15
2.4.3 Pérdida por confinamiento.....	16
2.4.4 Área efectiva de las MSFs.....	16
2.4.5 Coeficiente de no linealidad.....	17
2.4.6 Pérdidas por macrocurvaturas.....	17
2.4.7 Apertura numérica.....	19
2.4.8 Pérdidas por empalmes.....	19
2.5 Aplicaciones de sensores basados en MSFs.....	20
2.5.1 Sensores de temperatura.....	20
2.5.2 Sensores de presión.....	22
2.5.3 Sensores de tensión.....	25
2.5.4 Sensores de índice de refracción.....	27
2.6 Conclusiones.....	38
2.7 Referencias.....	39
CAPÍTULO 3. SENSOR DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN BASADO EN UN ACOPLADOR DIRECCIONAL.....	48
3.1 Introducción.....	48

3.2 Acoplador direccional basado en MSF	48
3.2.1 Diseño de la geometría del acoplador direccional basado en MSF.....	50
3.2.2 Funcionamiento del acoplador direccional basado en MSF.....	51
3.2.3 Análisis electromagnético del acoplador direccional basado en MSF	52
3.3 Resultados del efecto del aumento del radio del canal del analito	54
3.3.1 Radio del canal del analito $r = 2 \mu m$	54
3.3.2 Radio del canal del analito $r = 4 \mu m$	59
3.3.3 Radio del canal del analito $r = 8 \mu m$	66
3.3.4 Radio del canal del analito $r = 16 \mu m$	73
3.4 Resultados del efecto al modificar el índice de refracción del analito	81
3.4.1 Sensibilidad	84
3.4.2 Límite de detección	85
3.5 Conclusiones.....	87
3.6 Referencias	89
CAPÍTULO 4. LONGITUD DE ACOPLAMIENTO DEL SENSOR DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN	90
4.1 Introducción.....	90
4.2 Longitud de acoplamiento en un acoplador óptico direccional.....	90
4.3 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3334$	95
4.4 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3334$	101
4.5 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3430$	107
4.6 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3430$	113
4.7 Análisis de resultados	119
4.7.1 Resultados para $r = 2 \mu m$ con variaciones en el índice de refracción del analito.....	119
4.7.2 Resultados para $r = 16 \mu m$ con variaciones en el índice de refracción del analito.....	120
4.8 Conclusiones.....	122
4.9 Referencias	123
CAPÍTULO 5. PROPIEDADES DEL SENSOR CON DOS CANALES SIMÉTRICOS PARA EL ANALITO	124
5.1 Introducción.....	124
5.2 Geometría del sensor de índice de refracción con dos canales de analito	124
5.3 Determinación de la longitud de onda de resonancia del sensor	126
5.4 Sensibilidad	127
5.5 Límite de detección	129

5.6 Longitud de acoplamiento	129
5.6.1 Radio de los dos canales $r = 2 \mu m$	130
5.6.2 Radio de los dos canales $r = 16 \mu m$	140
5.7 Análisis de Resultados.....	150
5.7.1 Sensibilidad y límite de detección	150
5.7.2 Longitud de acoplamiento	150
5.8 Análisis de la birrefringencia del sensor con dos canales	152
5.9 Conclusiones.....	155
5.10 Referencias	156
CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES GENERALES.....	157
ANEXO	

ÍNDICE DE FIGURAS

Capítulo 2

<i>Figura 2.1 Esquema de una fibra microestructurada. Los canales tubulares se extienden a lo largo de la fibra de forma paralela al núcleo y que tienen un arreglo geométrico determinado. Se indican los parámetros diámetro del hueco (d) y la separación de hueco-a-hueco (Λ).</i>	7
<i>Figura 2.2 Fibra de cristal fotónico monomodo [3].....</i>	8
<i>Figura 2.3 Esquema de una MSF de núcleo sólido con un revestimiento de huecos de aire.</i>	10
<i>Figura 2.4 Longitud de onda relativa λ/Λ en función del diámetro relativo de los agujeros d/Λ [23].</i>	11
<i>Figura 2.5 Micrografía electrónica de una PBGF, con diámetro exterior de 105 μm, $\text{AFF} \sim 39\%$, $\Lambda = 4.9\mu\text{m}$, diámetro del núcleo 14.8 μm [24].</i>	12
<i>Figura 2.6 Constante de propagación normalizada b en función de la frecuencia normalizada V. 14</i>	
<i>Figura 2.7 (a) Parámetro V_{eff} como función de λ/Λ, y (b) n_{FSM} como función de λ/Λ [31].....</i>	15
<i>Figura 2.8 Sección transversal de (a) PCF manufacturada por TEGS Inc. y (b) PCF-PM-1550-01 [49].....</i>	23
<i>Figura 2.9 Empalme entre una fibra microestructurada y una fibra monomodo estándar.</i>	24
<i>Figura 2.10 Diagrama del sensor con tres regiones colapsadas. (a) Micrografía electrónica de la sección transversal de la PCF. (b) Imagen del empalme entre la SMF y PCF mostrando la región de colapso [50].</i>	25
<i>Figura 2.11 Diagrama de la configuración del sensor basado en un interferómetro Fabry-Pérot empleando PCF [51].....</i>	26
<i>Figura 2.12 Micrografía electrónica de los agujeros aleatorios que rodean el núcleo sólido de la fibra [62]......</i>	28
<i>Figura 2.13 Longitud de onda resonante en función del índice de refracción de distintos líquidos [62].....</i>	29
<i>Figura 2.14 (a) Microscopia electrónica de la sección transversal de la PCF, y (b) Micrografía óptica de la punta del sensor de inmersión [63]......</i>	30
<i>Figura 2.15 Esquema de una MSF con núcleo sólido y agujeros llenos de un fluido con alto índice de refracción [65].</i>	31
<i>Figura 2.16 (a) Esquema de un sensor de índice de refracción basado en (a) la resonancia de bandas fotónicas, y (b) el principio de un acoplador direccional [68]......</i>	32

Figura 2.17 El índice efectivo de los modos del núcleo (n_{co}) y de la guía de onda (n_{wg}) que forma el canal saturado con el analito vs. la longitud de onda λ , donde λ_r es la longitud de onda de resonancia. 32

Figura 2.18 Espectro de transmisión en función de la longitud de onda del sensor de índice de refracción basado en una MSF presentado en [67]. 33

Figura 2.19 Esquemas de diferentes estructuras para sensores de índice de refracción basados en acopladores direccionales empleando MSFs y un canal para el analito. (a) Wu Yuan et al. [74], (b) Darran K. C. Wu et al. [75], (c) Guowen Au et al. [76]. 35

Capítulo 3

Figura 3.1 Esquema del sensor basado en un acoplador direccional en una fibra óptica microestructurada: 1-núcleo compuesto microestructurado, 2- guía de onda en forma anillo de espesor t , 3-canal del analito, 4- revestimiento de PMMA, diámetro de las barras de Zeonex d , periodo del enrejado A , y distancia entre el núcleo compuesto y el anillo h [4]. 50

Figura 3.2 (a) Espectro de transmisión al medir varias concentraciones de sacarosa, con los índices de refracción indicados en cada curva.(b) Longitudes de onda en función del índice de refracción de los picos indicados con las flechas rojas en (a) [4]. 52

Figura 3.3 (a) Esquema de la guía de onda en forma de anillo y (b) el núcleo compuesto microestructurado. 53

Figura 3.4 (a) Modelo de las estructuras separadas, y (b) Modelo de la estructura junta. 53

Figura 3.5 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) para $r = 2 \mu m$ 55

Figura 3.6 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE_{01} y (b) modo HE_{11} del anillo de PC; (c) modo del núcleo HE_{11-x} , y (d) modo del núcleo HE_{11-y} , para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 860 nm$ 56

Figura 3.7 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y TE_{01} ; y (b) HE_{11-y} y HE_{11} para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 860 nm$ 57

Figura 3.8 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 810 nm$ 58

Figura 3.9 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{21} , y (b) HE_{11-y} y HE_{21} , para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 810 nm$ 58

Figura 3.10 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 740 nm$ 59

Figura 3.11 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{31} , y (b) HE_{11-y} y HE_{31} , para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 740 nm$ 59

<i>Figura 3.12</i> Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}) para $r = 4 \mu\text{m}$.	60
<i>Figura 3.13</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE_{01} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 880 \text{ nm}$.	61
<i>Figura 3.14</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y TE_{01} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 880 \text{ nm}$.	61
<i>Figura 3.15</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{11} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 874 \text{ nm}$.	62
<i>Figura 3.16</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{11} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 874 \text{ nm}$.	62
<i>Figura 3.17</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 848 \text{ nm}$.	63
<i>Figura 3.18</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{21} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 848 \text{ nm}$.	63
<i>Figura 3.19</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 812 \text{ nm}$.	64
<i>Figura 3.20</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{31} , y (b) HE_{11-y} y HE_{31} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 812 \text{ nm}$.	64
<i>Figura 3.21</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{41} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 772 \text{ nm}$.	65
<i>Figura 3.22</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{41} , y (b) HE_{11-y} y HE_{41} , para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 772 \text{ nm}$.	65
<i>Figura 3.23.</i> Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 8 \mu\text{m}$.	66
<i>Figura 3.24</i> Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE_{01} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.	67
<i>Figura 3.25</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y TE_{01} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.	68
<i>Figura 3.26</i> Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{11} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 883 \text{ nm}$.	68
<i>Figura 3.27</i> Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{11} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 883 \text{ nm}$.	69

<i>Figura 3.28 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.....</i>	<i>69</i>
<i>Figura 3.29 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{21}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 3.30 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 859 \text{ nm}$.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 3.31 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{31}, y (b) HE_{11-y} y HE_{31}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 859 \text{ nm}$.....</i>	<i>71</i>
<i>Figura 3.32 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{41} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 838 \text{ nm}$.....</i>	<i>71</i>
<i>Figura 3.33 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{41}, y (b) HE_{11-y} y HE_{41}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 838 \text{ nm}$.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 3.34 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{51} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 818 \text{ nm}$.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 3.35 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{51}, para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 818 \text{ nm}$.....</i>	<i>73</i>
<i>Figura 3.36 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01}, HE_{11}, HE_{21}, HE_{31}, HE_{41}, HE_{51}) para $r = 16 \mu\text{m}$.....</i>	<i>74</i>
<i>Figura 3.37 Modelado de la estructura separada: (a) modo TE_{01}, (b) modo HE_{11} del anillo de PC, y (c) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.....</i>	<i>75</i>
<i>Figura 3.38 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y TE_{01}, y (b) HE_{11-y} y HE_{11}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.....</i>	<i>75</i>
<i>Figura 3.39 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 885 \text{ nm}$.....</i>	<i>76</i>
<i>Figura 3.40 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{21}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 885 \text{ nm}$.....</i>	<i>76</i>
<i>Figura 3.41 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 879 \text{ nm}$.....</i>	<i>77</i>
<i>Figura 3.42 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{31} para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 879 \text{ nm}$.....</i>	<i>77</i>
<i>Figura 3.43 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{41} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.....</i>	<i>78</i>

<i>Figura 3.44 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{41}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.....</i>	78
<i>Figura 3.45 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{51} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 865 \text{ nm}$.....</i>	79
<i>Figura 3.46 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y HE_{51}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 865 \text{ nm}$.....</i>	79
<i>Figura 3.47 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 2 \mu\text{m}$.....</i>	82
<i>Figura 3.48 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 4 \mu\text{m}$.....</i>	82
<i>Figura 3.49 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 8 \mu\text{m}$.....</i>	83
<i>Figura 3.50 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 16 \mu\text{m}$.</i>	83
<i>Figura 3.51 Longitud de onda de resonancia λ_r en función del índice de refracción del analito n_a. Datos correspondientes a los modelos (a) estructuras separadas, y (b) estructura junta.....</i>	84
<i>Figura 3.52 Factor f_{sat} para distintos radios del canal, $r=2, 4, 8$ y $16 \mu\text{m}$, modelado con la estructura separada.....</i>	86

Capítulo 4

<i>Figura 4.1 Modelo de un acoplador direccional genérico de 2×2.....</i>	91
<i>Figura 4.2 Acoplador direccional con núcleos cuadrados [1].....</i>	92
<i>Figura 4.3 Perfil de intensidad de los modos (a) par, e (b) impar [7].</i>	95
<i>Figura 4.4 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.</i>	99
<i>Figura 4.5 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.</i>	101
<i>Figura 4.6 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.</i>	105
<i>Figura 4.7 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.</i>	107

Figura 4.8 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación. 111

Figura 4.9 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$ 112

Figura 4.10 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación. 117

Figura 4.11 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$ 118

Figura 4.12 Longitud de acoplamiento L_c en función de h para $r = 2 \mu\text{m}$ y distintos índices de refracción del analito. 120

Figura 4.13 Longitud de acoplamiento L_c en función de h para $r = 16 \mu\text{m}$ y distintos índices de refracción del analito. 121

Capítulo 5

Figura 5.1 Sección transversal del sensor con dos canales para el analito. 1-núcleo compuesto microestructurado, 2- guía de onda en forma de anillo, 3-canal para el analito, 4- revestimiento de PMMA, diámetro de las barras de Zeonex d , periodo del enrejado A , y distancia h entre el núcleo compuesto y el anillo. 125

Figura 5.2 Patrones de los modos de propagación para (a) $r = 2 \mu\text{m}$ a $\lambda_r = 858 \text{ nm}$ y (b) $r = 16 \mu\text{m}$ a $\lambda_r = 891 \text{ nm}$, con $n_a = 1.3334$ 126

Figura 5.3 Patrones de los modos de propagación para (a) $r = 2 \mu\text{m}$ a $\lambda_r = 873 \text{ nm}$ y (b) $r = 16 \mu\text{m}$ a $\lambda_r = 908 \text{ nm}$, ambos con $n_a = 1.3430$ para el sensor con dos canales de analito. 127

Figura 5.4 Longitud de onda de resonancia λ_r en función del índice de refracción del analito n_a para distintos radios del canal $r = 2 \mu\text{m}$ y $r = 16 \mu\text{m}$ 128

Figura 5.5 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación. 133

Figura 5.6 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$ 134

Figura 5.7 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación. 138

Figura 5.8 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$ 139

Figura 5.9 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación. 143

Figura 5.10 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$ 144

Figura 5.11 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación..... 148

Figura 5.12 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$ 149

Figura 5.13 Longitud de acoplamiento L_c en función de h y distintos índices de refracción del analito para el sensor de dos canales con (a) $r = 2 \mu\text{m}$ y (b) $r = 16 \mu\text{m}$ 151

Figura 5.14 Birrefringencia B en función de λ para las estructuras del sensor con un canal y dos canales, con $r = 2 \mu\text{m}$ y separaciones de $h = 3, 4$ y $5 \mu\text{m}$ 153

Figura 5.15 Birrefringencia B en función de λ para las estructuras del sensor con un canal y dos canales, con $r = 16 \mu\text{m}$ y separaciones de $h = 3, 4$ y $5 \mu\text{m}$ 154

ÍNDICE DE TABLAS

Capítulo 2

Tabla 2.1 Características de sensores de índice de refracción.....	37
--	----

Capítulo 3

Tabla 3.1 Longitud de onda de resonancia λ_r de la interacción mutua entre los modos del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) con los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para distinto radio del canal $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu\text{m}$	54
---	----

Tabla 3.2 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) para $r = 2 \mu\text{m}$	55
--	----

Tabla 3.3 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}) para $r = 4 \mu\text{m}$	60
--	----

Tabla 3.4 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 8 \mu\text{m}$	67
--	----

Tabla 3.5 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 16 \mu\text{m}$	74
---	----

Tabla 3.6 Interacción mutua entre los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) y el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) para $r = 2 \mu\text{m}$	80
--	----

Tabla 3.7 Interacción mutua entre los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) y el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) para $r = 16 \mu\text{m}$	80
---	----

Tabla 3.8 Longitudes de onda de resonancia para $n_a=1.3334$ y $n_a=1.3430$	81
---	----

Tabla 3.9 Sensibilidad del sensor para radios de $2 \mu\text{m}$ y $16 \mu\text{m}$, y el incremento en sensibilidades obtenido con ambos modelos.....	85
---	----

Tabla 3.10 Valores del factor f_{sat} y límite de detección δn para distintos radios del canal, modelo de la estructura junta.....	86
--	----

Capítulo 4

Tabla 4.1 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h	95
Tabla 4.2 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	96
Tabla 4.3 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	98
Tabla 4.4 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	100
Tabla 4.5 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h	101
Tabla 4.6 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	102
Tabla 4.7 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	104
Tabla 4.8 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	106
Tabla 4.9 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h	108
Tabla 4.10 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	108
Tabla 4.11 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	110
Tabla 4.12 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	112
Tabla 4.13 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h	113
Tabla 4.14 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	114
Tabla 4.15 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	115
Tabla 4.16 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	118

Capítulo 5

<i>Tabla 5.1</i> Parámetros de diseño del sensor de índice de refracción con dos canales para el analito.	125
<i>Tabla 5.2</i> Longitud de onda de resonancia y sensibilidad del sensor con dos canales de analito para radios de $2\ \mu\text{m}$ y $16\ \mu\text{m}$	128
<i>Tabla 5.3</i> Valores del factor f_{sat} y límites de detección δn para el sensor de dos canales.	129
<i>Tabla 5.4</i> Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	130
<i>Tabla 5.5</i> Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	132
<i>Tabla 5.6</i> Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	134
<i>Tabla 5.7</i> Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	135
<i>Tabla 5.8</i> Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	137
<i>Tabla 5.9</i> Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 2\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	139
<i>Tabla 5.10</i> Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	140
<i>Tabla 5.11</i> Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	142
<i>Tabla 5.12</i> Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$	144
<i>Tabla 5.13</i> Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	145
<i>Tabla 5.14</i> Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	147
<i>Tabla 5.15</i> Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{effs} y n_{effa} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 16\ \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$	149

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

Durante las últimas dos décadas aparecieron nuevos tipos de fibras ópticas que se pueden definir como microestructuradas. Las fibras ópticas microestructuradas (MSFs por sus siglas en inglés) presentan arreglos periódicos de agujeros que se extienden a lo largo de la fibra que permitirán propagar la luz a través de la fibra.

Estas fibras proveen características inusuales tales como la operación monomodo en un amplio rango de longitudes de onda, es decir, que la fibra tiene un comportamiento unimodal independientemente de la frecuencia. Las MSF presentan propiedades como cambio en las pérdidas de borde a longitudes de onda corta, una pequeña o amplia área efectiva de núcleo, comportamiento anómalo de la dispersión en el visible y el infrarrojo cercano.

Las propiedades electromagnéticas de las MSFs pueden ser controladas mediante el cambio de algunos parámetros de diseño. En telecomunicaciones, se espera una amplia gama de aplicaciones de estas fibras, tales como la transmisión de información mediante solitones [1] y aprovechamiento de algunos efectos no lineales como generación de supercontinuo con longitudes de onda corta [2], etc.

Las MSFs son elementos prometedores para obtener sensores de alto desempeño físico, químico y/o biológico a partir de materiales de bajo índice de refracción [3], [4]. En las fibras ópticas convencionales, la típica operación para caracterizar materiales con un índice de refracción bajo está basada en la interacción del campo evanescente del modo de propagación con el medio o fluido a ser medido.

Las MSFs ofrecen una gran variedad de rutas alternativas. El potencial de las fibras está ligado a la selección del número, forma, posición y tamaño de los agujeros, dichos elementos afectan fuertemente las características de los sensores. Como ejemplo, los fluidos pueden entrar a la microestructura directamente, afectando tanto sus propiedades ópticas, como los modos de propagación, en cuyo caso puede aprovecharse una aplicación de espectroscopía con MSFs.

Las MSFs, cuyos orificios pueden rellenarse de algún material, pueden evitar los inconvenientes de los sensores de fibras ópticas convencionales, ya que proporcionan una alta sensibilidad al cambio del índice de refracción en los orificios. Alternativamente, las MSFs pueden tener un núcleo lleno de líquido y exhibir un mecanismo de reflexión total interna o bien, pueden tener un núcleo sólido y agujeros que contienen el material a ser monitoreado.

1.1 Justificación

Los sensores refractométricos basados en fibras microestructuradas (MSFs) típicamente tienen uno o varios canales que se llenan de la sustancia líquida por analizar, lo que modifica algunas características de la radiación óptica en dichas fibras en función de índice de refracción de analito.

En particular el empleo de las fibras microestructuradas en sensores refractométricos basados en acopladores direccionales permite lograr cruzar la curva de dispersión de la MSF con la curva de dispersión de la guía de onda usada como canal para el analito, ajustando los parámetros de diseño de la MSF. En las fibras ópticas convencionales este tipo de ajuste no es nada fácil de lograr. Además, el diámetro del campo modal de las MSFs puede ser mucho mayor en comparación con las fibras monomodo convencionales, lo que facilita el diseño y funcionamiento de un acoplador.

Sin embargo, los sensores existentes trabajan con líquidos de índice de refracción mayor que el sílice ($n > 1.4589$ a 575 nm [5]) y algunos nuevos desarrollos son capaces de medir el

índice de refracción cercano al del agua, cuyo índice de refracción es de $n = 1.3334$ a la longitud de onda de 575 nm [6], [7].

Existen sustancias líquidas orgánicas de índice de refracción menor al del agua, así como líquidos criogénicos. En particular el nitrógeno, hidrógeno y helio líquido tienen aplicaciones importantes en la industria, medicina e investigación científica.

A pesar de un significativo avance en el desarrollo de los sensores basados en MSFs, existen varios problemas que deben ser resueltos para que los nuevos sensores puedan ser introducidos en la práctica. Algunos de estos problemas son de carácter científico básico y otros son de ingeniería aplicada.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo Principal

Analizar el comportamiento electromagnético de un sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional en fibra óptica microestructurada, e identificar los campos de aplicación de dicho sensor.

1.2.2 Objetivos Particulares

1. Evaluar el desempeño del sensor refractométrico basado en el acoplamiento modal en MSFs en función del radio del canal del analito, mediante un análisis electromagnético.
2. Evaluar el desempeño del sensor refractométrico basado en el acoplamiento modal en MSFs en función de la distancia entre el núcleo microestructurado y el canal del analito, mediante un análisis electromagnético.

3. Evaluar el desempeño de un sensor de índice de refracción basado en MSFs, en función del número de canales, del radio del canal del analito, y de la distancia entre el núcleo microestructurado y el(los) canal(es).

1.3 Metodología

1. Realizar una revisión bibliográfica del estado del arte de las fibras ópticas microestructuradas, con un enfoque en la propagación de la radiación óptica en MSFs, métodos teóricos de análisis, técnicas de caracterización experimental y aplicaciones de estas fibras.
2. Evaluar y seleccionar los métodos numéricos más adecuados para realizar el análisis electromagnético de la radiación óptica en fibras MSFs.
3. Identificar los campos de aplicación de las fibras MSFs que requieren ser explotados debido a su interés científico.
4. Evaluar las características electromagnéticas de un acoplador direccional basado en MSF como sensor de índice de refracción.
5. Evaluar las características de sensibilidad y límite de detección del acoplador direccional basado en MSF modificando el índice de refracción del analito, aumentando el radio del canal del analito, incrementando la separación entre el canal del analito y el núcleo de la MSF.
6. Analizar los resultados obtenidos en el punto 5, y desarrollar las conclusiones y recomendaciones sobre los resultados del presente trabajo.
7. Publicar y difundir los resultados novedosos del presente trabajo mediante presentaciones en los foros científicos, y publicación de artículos de investigación científica en las revistas nacionales e internacionales.

1.4 Referencias

- [1] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre y P. S. J. Russell, "Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm," *Electron. Lett.*, vol. 36, nº 1, pp. 53-55, 2000.
- [2] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Man y P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, nº 9, pp. 2148-2155, 2002.
- [3] X. Fan, G. Wan y M. Tong, "Temperature and Strain Properties of Photonic Bandgap Fiber Sensors," de *Progress In Electromagnetic Research Symposium*, Shanghai, China, 2016.
- [4] N. Ayyanar, D. Vigneswaran, M. Sharma, M. Sumathi, M. S. M. Rajan y S. Konar, "Hydrostatic Pressure Sensor Using High Birefringence Photonic Crystal Fibers," *IEEE Sensors Journal*, vol. 17, nº 3, pp. 650-656, 2017.
- [5] I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, no. 10, pp. 1205-1209, 1965.
- [6] "Index of refraction of water," in *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press LLC, 2000-2001.
- [7] A. N. Bashkatov y E. A. Genina, "Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation," *Optical Technologies in Biophysics and Medicine IV, Proceedings of SPIE*, vol. 5068, pp. 393-395, 2003.

CAPÍTULO 2

FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUCTURADAS: ESTADO DEL ARTE

2.1 Introducción

En este capítulo se presenta un análisis el Estado del Arte de las Fibras Microestructuradas (MSFs), abarcando desde la clasificación de MSFs, los mecanismos de guiado de la radiación óptica en este tipo de fibras y el cálculo de los parámetros esenciales de las MSFs.

Además, se describen algunos sensores basados en MSFs capaces de medir la temperatura, la presión, la tensión y el índice de refracción externo; y se analiza la sensibilidad que pueden llegar a tener los sensores basados en MSFs comparados con los sensores de fibra óptica convencional.

2.2 Fibras ópticas microestructuradas

En 1991 J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell y D. M. Atkin P. S. J. Russell expresaron la idea de que la luz podría ser confinada dentro del núcleo hueco de la fibra óptica con un enrejado periódico de huecos en el revestimiento de la misma. A diferentes variantes de este tipo de fibras ópticas se le han dado diversos nombres desde Fibras “holey”, Fibras Microestructuradas (MSFs¹), Fibras de Cristal Fotónico (PCFs¹), hasta Fibras de Gap Fotónico (PBGFs¹) [1]. Esta clasificación dependerá tanto del diseño de la sección transversal de la fibra como de las singularidades de la propagación de la radiación óptica en la fibra.

¹ Por sus siglas en inglés

Las MSFs están constituidas por un arreglo de cilindros huecos a lo largo de la fibra y que están inmersos en el material sólido que forma el revestimiento de la fibra, de manera que se observa un patrón de huecos en su sección transversal. Al omitir el cilindro en la parte central de la fibra se forma el núcleo de la MSF. En la Figura 2.1 se ilustra un esquema de las fibras microestructuradas, asimismo se denotan dos parámetros esenciales en el diseño de estas fibras, d que representa el diámetro de los huecos, y Λ que es la separación de hueco-a-hueco.

El guiado de la luz en las MSFs es producido por el patrón de agujeros, siempre y cuando esta microestructura sea lo suficientemente pequeña, y que exista una variación del índice de refracción promedio mediante la inserción del aire u otros materiales en los agujeros [2].

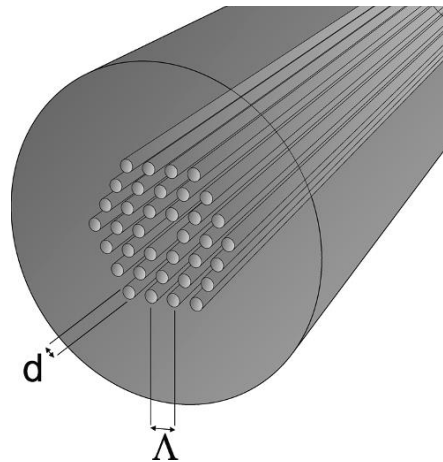


Figura 2.1 Esquema de una fibra microestructurada. Los canales tubulares se extienden a lo largo de la fibra de forma paralela al núcleo y que tienen un arreglo geométrico determinado. Se indican los parámetros diámetro del hueco (d) y la separación de hueco-a-hueco (Λ).

La razón de emprender esta nueva tecnología fue la necesidad de tener nuevas fibras que pudieran llevar más potencia, y que también se pudieran aplicar a sensores. También se buscaba que pudieran actuar como mejores anfitriones para los iones de tierras raras, y que tuvieran múltiples núcleos, así como altos efectos no lineales, mayor birrefringencia y una amplia dispersión.

Si bien, en un principio la importancia de las MSFs no fue muy bien reconocida, años después P. S. J. Russell y sus colegas de la Universidad de Bath en Reino Unido acaecieron en la idea, esta vez por el interés en cristales fotónicos como base para la fabricación de la primera fibra

de cristal fotónico de modo único (Knight et al. 1996) [3], [4]. Dicho desarrollo fue el que más impulsó la investigación en fibras microestructuradas. La Figura 2.2 ilustra la micrografía electrónica de la fibra de cristal fotónico monomodo correspondiente al trabajo de P. S. J. Russell y su grupo de investigación.

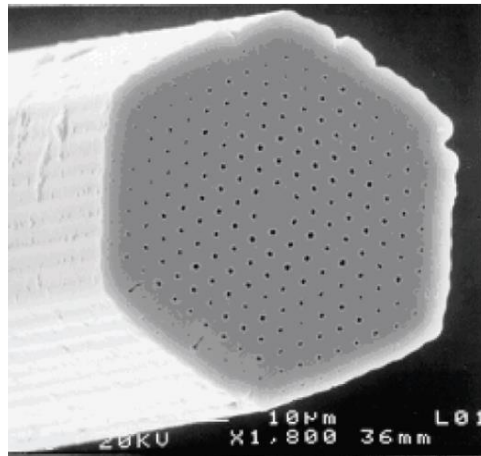


Figura 2.2 Fibra de cristal fotónico monomodo [3].

A partir de este logro, se han propuesto diversos diseños del arreglo de huecos para obtener diferentes estructuras de la faceta de la fibra, de manera que se pueden fabricar fibras microestructuradas altamente birrefringentes (HiBi-MSF) o fibras que mantienen la polarización (PM-MSF). Estos desarrollos han demostrado que la variación de la birrefringencia con la temperatura es mucho menor en las MSFs que en las fibras estándares altamente birrefringentes, debido a que la birrefringencia en las MSFs casi no depende de la tensión provocada por cambios de temperatura [5], [6]. Además, si se cambia el tamaño del núcleo de la MSF, se puede compensar la dispersión cromática, es decir, es posible hacer que las fibras tengan no linealidades muy bajas o muy altas [7], [8], [9].

Un uso atractivo de las MSFs con un alto coeficiente no lineal es la generación de supercontinuo, que posee muchas de las características de un láser, como alta intensidad y coherencia sobre un amplio rango espectral [10]. Asimismo, se pueden tener fibras con una apertura numérica mayor a 0.9, haciendo que los agujeros del revestimiento estén lo más juntos posibles, de forma que el revestimiento estaría conformado en su mayoría de aire [11].

Estas propiedades son motivo hoy en día del desarrollo de una nueva variedad de aplicaciones a partir del concepto de fibras de cristal fotónico. Las MSFs también han mejorado el sensado del campo evanescente, y la incorporación de la sustancia a ser examinada dentro de los agujeros de la microestructura, esto permite la creación de sensores físicamente robustos, al mantener dicha sustancia en las proximidades del núcleo [12], [13].

Otra característica, que es importante mencionar, son las pérdidas en las MSFs. Si bien la pérdida de las MSFs se mantiene por encima de las fibras convencionales, su rendimiento está mejorando rápidamente. El coeficiente de atenuación en las MSFs de núcleo sólido es de 0.28 dB/km [14], y para fibras con núcleo hueco es de 1.2 dB/km [15].

La mayoría de los trabajos en fibras microestructuradas han sido hechos en sílice, pero se están explorando otros materiales que expandan el campo de aplicaciones de las MSFs, empleando materiales con altos efectos no lineales y materiales que guíen en rangos de longitud de onda como el infrarrojo cercano. En la literatura se han reportado fibras ópticas microestructuradas de polímero (MPOF por sus siglas en inglés), y con materiales como el Topas y biodegradables [16], [17], [18].

La tecnología de MSF hasta hoy en día es muy costosa, los precios por metro van desde \$150 dólares por metro hasta los \$1,555 dólares por metro dependiendo del tipo de fibra (fibras de doble revestimiento dopadas con Iterbio, fibras de cristal fotónico altamente no lineales, fibras con amplia área modal, fibras de núcleo hueco, etc.) y su producción abarca hasta decenas de metros, es decir, no se fabrican fibras MSFs para distancias largas.

Si bien las fibras MSFs ofrecen muchas ventajas sobre las fibras convencionales, éstas presentan diversos inconvenientes, como el proceso de empalme entre fibras MSFs que resulta muy complejo debido a que es casi imposible alinear y hacer coincidir las estructuras de las facetas de ambas fibras. Además, si no se regula adecuadamente la potencia en el proceso de fusión por arco eléctrico, los agujeros de las fibras pueden colapsar y así destruir por completo la microestructura.

Otra desventaja de las fibras MSFs es el corte y la limpieza de las facetas de la fibra. Este proceso presenta recomendaciones como no limpiar con líquidos ya que puede entrar por los huecos y dañar las propiedades físicas y ópticas de la fibra. Es posible emplear las mismas herramientas de corte de las fibras convencionales para el corte de las fibras MSFs, pero se deben tomar las precauciones necesarias para no destruir la estructura de la fibra.

2.3 Mecanismos de guiado de la radiación óptica en MSFs

2.3.1 Reflexión total interna modificada

La estructura de una MSF con núcleo sólido corresponde a tener un cristal fotónico de dos-dimensiones como el revestimiento de la fibra, que al remover el capilar central se forma el núcleo de la MSF, como se observa en la Figura 2.3. Generalmente a este tipo de fibras que presentan un núcleo sólido de sílice y un revestimiento de cristal fotónico se les denomina Fibras de Cristal Fotónico (PCF, *photonic crystal fiber*). Estas fibras guían la luz a través de una forma de reflexión total interna (TIR, *total internal reflection*), llamada TIR modificado. Sin embargo, tienen propiedades diferentes que las fibras ópticas convencionales.

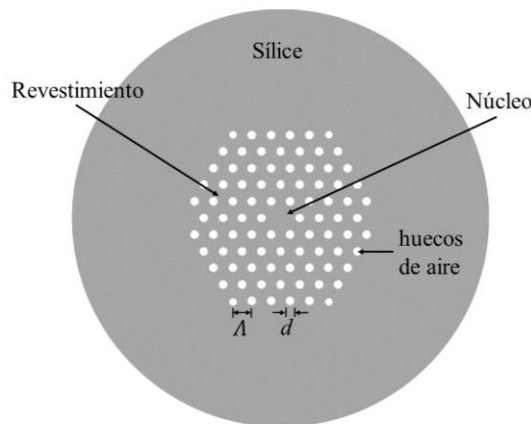


Figura 2.3 Esquema de una MSF de núcleo sólido con un revestimiento de huecos de aire.

El mecanismo de TIR modificado se debe al arreglo de los capilares de aire que filtran los modos de alto orden, de manera que sólo el modo fundamental se propaga a través del núcleo

de la fibra. El modo fundamental es el modo con un diámetro modal más pequeño, cercano al tamaño del núcleo, que corresponde a la constante de periodicidad de la estructura, Λ [19].

La primera fibra de cristal fotónico con núcleo sólido reportada en [3] (Figura 2.2) consistió en un enrejado triangular con huecos de aire con un diámetro de $d = 300 \text{ nm}$ y una separación entre huecos de $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$. Los autores reportan que durante los experimentos la fibra no siempre presenta un comportamiento multimodal incluso a longitudes de onda cortas y que el modo guiado siempre tuvo un único lóbulo central cubriendo el núcleo. A este comportamiento se le denominó *endlessly single mode* (ESM) [4], debido al comportamiento monomodo en un amplio rango espectral.

Por tanto, se explica que el arreglo periódico de agujeros del revestimiento actúa como un filtro modal, en el que la luz es evanescente en el aire y los huecos actúan como fuertes barreras. El campo del modo fundamental que entra en el núcleo de sílice con un sólo lóbulo de diámetro igual a 2Λ , no puede escapar a través de la malla, siendo los intervalos de la sílice demasiado estrechos entre los huecos de aire del primer anillo alrededor del núcleo. Cuando la fracción de llenado de aire en el arreglo de huecos, d/Λ , se incrementa, los modos de alto orden son atrapados. Los modelos numéricos demuestran que si la razón entre el diámetro de los agujeros y la separación entre ellos es $d/\Lambda < 0.43$, entonces la fibra no propagará modos de alto orden, es decir, la fibra es ESM, tal como se ilustra en la Figura 2.4 [20], [21], [22], [23].

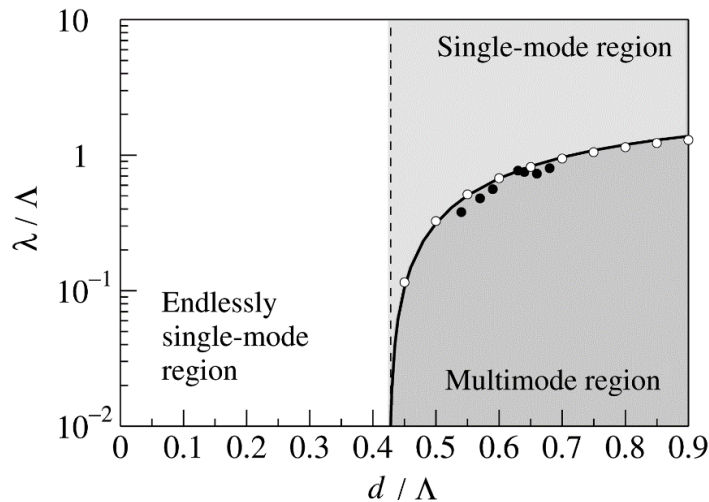


Figura 2.4 Longitud de onda relativa λ/Λ en función del diámetro relativo de los agujeros d/Λ [23].

2.3.2 Guiado por bandas fotónicas

A diferencia de las PCF que cuentan con un núcleo sólido, existe otra clase de MSFs que poseen un núcleo hueco denominadas Fibras de Gap Fotónico (PBGF, *photonic bandgap fiber*). Éstas guiarán la luz en medios como el aire u otros materiales con bajo índice por medio del efecto *bandgap* fotónico. En este tipo de fibras el hueco central, que ahora conforma el núcleo, posee un tamaño diferente y usualmente más grande que el diámetro de los agujeros que conforman el cristal fotónico del revestimiento, de tal manera que se obtiene una banda fotónica prohibida. Este efecto se demostró en 1999 en el trabajo realizado por R. F. Cregan et al. [24], en el cual se removieron algunos capilares centrales dejando un gran hueco de aire central, como se muestra en la Figura 2.5.

Los cristales fotónicos poseen bandas fotónicas prohibidas, en las cuales los modos ópticos están ausentes y se prohíbe la propagación de la luz, es decir, un cristal fotónico bloquea la propagación del campo electromagnético en cierto rango de frecuencia, o banda fotónica, de tal modo que confina la luz a la cercanía de los defectos en su estructura periódica. Las longitudes de onda en la banda fotónica son reflejadas por el revestimiento y son transmitidas a lo largo del núcleo hueco [15], [25].

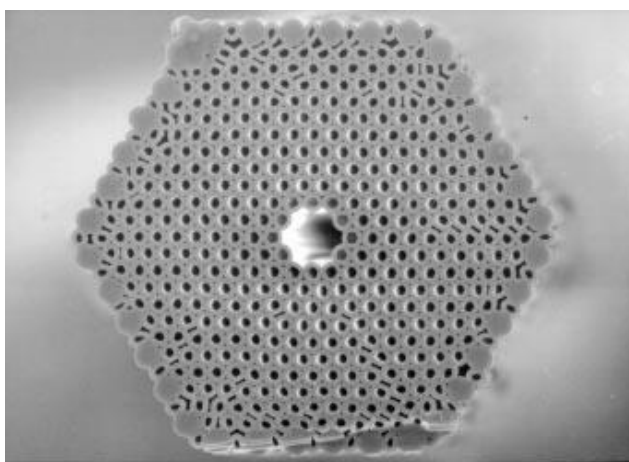


Figura 2.5 Micrografía electrónica de una PBGF, con diámetro exterior de $105\ \mu\text{m}$, $AFF \sim 39\%$, $\Lambda = 4.9\ \mu\text{m}$, diámetro del núcleo $14.8\ \mu\text{m}$ [24].

De aquí que el confinamiento de la luz en el núcleo depende de las bandas fotónicas propias de la geometría del cristal fotónico que conforma la fibra, no se requiere que el núcleo tenga

un índice de refracción mayor que el revestimiento. Un modo que se guía en el aire debe cumplir con la condición, $\beta/k_0 < 1$, la cual garantiza que la luz es libre de propagarse y formar un modo dentro del núcleo hueco, siendo imposible que pueda escaparse por el revestimiento [26], [27].

2.4 Parámetros característicos de las MSFs

2.4.1 Parámetro V_{eff} para MSFs

En una fibra óptica estándar de índice escalonado con un radio del núcleo a , y con índices de refracción del núcleo n_1 y revestimiento n_2 , se determina el número de modos de propagación por medio del valor V , denominado frecuencia normalizada, y se determina con la siguiente expresión [28]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad 2.1$$

Es por ello que el número de modos que soporta una fibra de índice escalonado depende dos factores: 1) la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, y 2) el tamaño del núcleo respecto a la longitud de onda. La condición para que una fibra convencional trabaje en el régimen unimodal es que la frecuencia normalizada sea $V < 2.405$, como se ilustra en la Figura 2.6. De esta manera las fibras monomodo convencionales son multimodo para longitudes de onda suficientemente cortas. Para un cálculo aproximado del número de modos se emplea la expresión $M = V^2/2$, escogiendo el número entero inmediato superior.

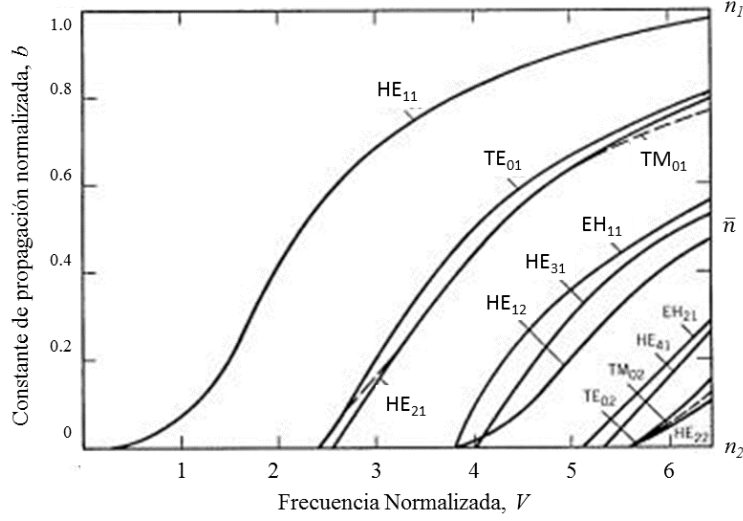


Figura 2.6 Constante de propagación normalizada b en función de la frecuencia normalizada V . Si $V \leq 2.405$ sólo se propagará el modo HE_{11} [28].

Para el caso de las MSFs con núcleo sólido que operan bajo el principio de TIR modificado, el principal parámetro de la fibra es el índice de refracción efectivo, n_{eff} . El índice efectivo lo conforman dos partes, una que es propia del material y la otra propia de la geometría, $n_{eff} = n_{eff}^{mat} + n_{eff}^{geom}$. Para un cierto material el índice efectivo sólo dependerá de la parte geométrica. Debido a que el índice del núcleo es mucho mayor que el promedio del índice del revestimiento, la fibra guía la luz por medio de la reflexión total interna como una fibra estándar [22], [29], [30].

Para una PCF con un arreglo triangular de huecos como el de la Figura 2.3 el parámetro V_{eff} efectivo se define como [23]:

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_1^2 - n_{FSM}^2} = \sqrt{U^2 + W^2}, \quad 2.2$$

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}, \quad 2.3$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2}, \quad 2.4$$

$$n_{eff} = \frac{\beta(\lambda, n(\lambda))}{k_0}. \quad 2.5$$

Donde λ es la longitud de onda de operación, n_1 es el índice de refracción del núcleo, n_{FSM} es el índice del revestimiento, definido como el índice efectivo del modo fundamental de llenado espacial (FSM - *fundamental space-filling mode*) [4], n_{eff} es el índice efectivo del modo fundamental guiado, β es la constante de propagación, $k_0 = 2\pi/\lambda$ es el número de onda en el espacio libre, y $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$ es el radio del núcleo efectivo. Los parámetros U y W son las constantes de fase transversal y de atenuación, respectivamente [31].

La Figura 2.7 (a) muestra los valores del parámetro V_{eff} en función de la frecuencia espacial normalizada λ/Λ , para diámetros relativos de los huecos d/Λ con valores de 0.20 – 0.80 en intervalos de 0.05. La Figura 2.7 (b) muestra los valores de n_{FSM} en función de λ/Λ para valores de d/Λ de 0.20 – 0.80. La condición de corte está dada por $V_{eff} = 2.405$, al igual que en las fibras convencionales, sin embargo, no dependerá de la longitud de onda, sino del parámetro d/Λ , de esta manera las PCFs funcionan en el régimen unimodal independientemente de la longitud de onda de operación [23].

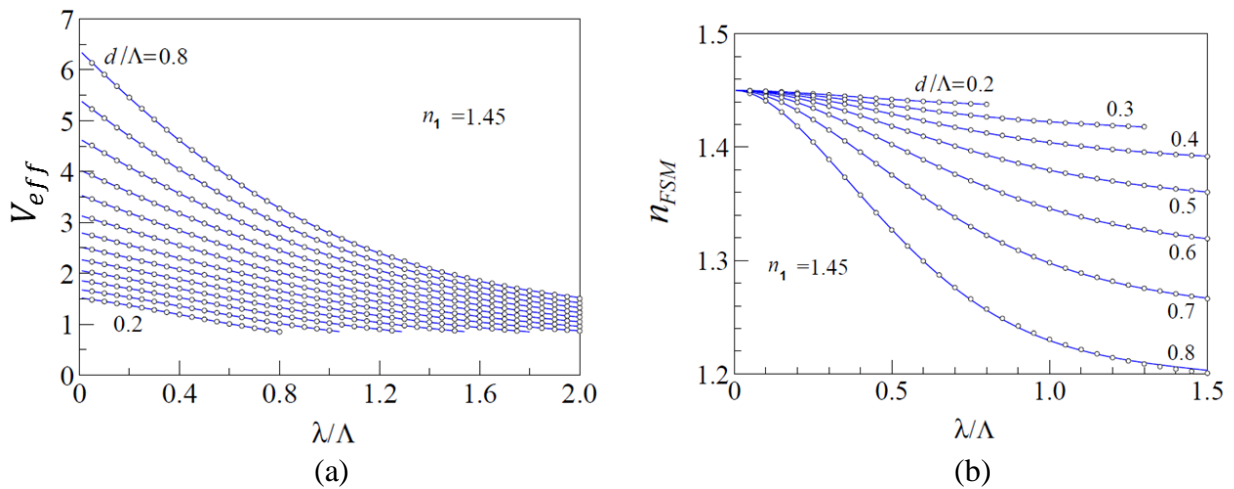


Figura 2.7 (a) Parámetro V_{eff} como función de λ/Λ , y (b) n_{FSM} como función de λ/Λ [31].

2.4.2 Dispersión cromática

La dispersión en fibras ópticas convencionales depende de la dispersión del material y de la guía de onda. En las MSFs el efecto de la dispersión de la guía de onda puede ser mayor y la

dispersión del material se ve afectada por el arreglo de huecos. El revestimiento de cristal fotónico cambia significativamente sobre un rango angosto de longitudes de onda. La dispersión cromática está dada por la siguiente ecuación [32]:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2}{d\lambda^2} [Re\{n_{eff}\}], \quad 2.6$$

donde $Re\{n_{eff}\}$ es la parte real del índice de refracción efectivo.

2.4.3 Pérdida por confinamiento

La pérdida por confinamiento se ocasiona debido a la potencia que se escapa a través de los huecos del revestimiento de la MSF, debido a que estos no aíslan totalmente al núcleo porque entre ellos existe material que los conectan unos con otros y con el núcleo también. La pérdida por confinamiento se da cuando al propagarse el modo fundamental de la fibra en la región de núcleo, parte de su energía se extiende a la región del revestimiento. Las MSFs tienen un índice efectivo complejo, y la pérdida de confinamiento se puede obtener de la parte imaginaria del índice de refracción efectivo n_{eff} [33]:

$$L \left(\frac{dB}{m} \right) = \frac{40\pi}{\ln(10)\lambda} \cdot Im\{n_{eff}\} = 8.686 \cdot k_0 \cdot Im\{n_{eff}\}, \quad 2.7$$

donde $Im\{n_{eff}\}$ es la parte imaginaria del índice de refracción efectivo.

2.4.4 Área efectiva de las MSFs

El área efectiva del núcleo, A_{eff} , se define como [34]:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^4 dx dy}, \quad 2.8$$

donde E es la amplitud del campo eléctrico transversal propagándose en la fibra. El área efectiva es una cantidad de gran importancia ya que es una medida de no-linealidad. Una baja

área efectiva resulta en una alta densidad de potencia y en consecuencia aparecen efectos no-lineales considerables. En fibras que requieran reducir el impacto de los efectos no lineales el valor de A_{eff} se incrementa. El área efectiva también está relacionada con el parámetro de anchura w que ajusta al modo fundamental de la fibra a una distribución Gaussiana, de forma que $A_{eff} = \pi w^2$.

El área efectiva depende de los parámetros de la fibra como el radio del núcleo y la diferencia de índices entre el núcleo y el revestimiento, por lo que es importante en características como el coeficiente de no linealidad, pérdidas por macrocurvaturas, apertura numérica y pérdidas por empalme [35].

2.4.5 Coeficiente de no linealidad

El coeficiente de no-linealidad γ está dado por [34]:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{n_2 2\pi}{\lambda A_{eff}}, \quad 2.9$$

donde n_2 es el coeficiente de índice no lineal, obtenido de la parte no lineal del índice de refracción, $\partial n = n_2 |E|^2$. La tecnología PCF ofrece la posibilidad de un confinamiento modal más riguroso y por tanto un área efectiva menor en comparación con la tecnología de fibras convencionales. En la literatura se reportan PCFs altamente no lineales con dispersión nula [36], [37].

2.4.6 Pérdidas por macrocurvaturas

Las pérdidas por curvaturas es un efecto adverso a la transmisión por fibra óptica. Es por ello que existe el interés de analizar las propiedades de las MSFs cuando éstas son dobladas. Cuando la fibra presenta una curvatura, el campo modal pierde su confinamiento y se extiende hacia afuera en la dirección de la curvatura, perdiéndose así la radiación óptica al exterior de la fibra. Sin embargo, este fenómeno puede ser aprovechado para el desarrollo de

nuevos componentes en los sistemas de comunicaciones ópticas o en sensores ópticos. En una MSF, parte de la luz que es guiada en la región del núcleo puede salir hacia la región del revestimiento, esta fuga de energía constituye la pérdida por confinamiento. Por tanto, es importante estimar con precisión las pérdidas por curvaturas de las MSFs [38], [39].

En el trabajo reportado por M. D. Nielsen et al. [40], se ha empleado la teoría de las fibras convencionales para calcular las pérdidas por curvaturas en fibras microestructuradas. La fórmula para las pérdidas por curvatura para un modo gaussiano en una fibra estándar está dada por [41]:

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi} a}{8 A_{eff} W} \frac{\exp\left(-\frac{4R\Delta W^3}{3 aV^2}\right)}{\sqrt{\frac{WR}{a} + \frac{V^2}{2\Delta W}}}, \quad 2.10$$

donde a es el radio del núcleo, R es el radio de curvatura, y los parámetros de la fibra están dados por, $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ es la diferencia relativa de índices entre el índice de refracción del núcleo n_1 y del revestimiento n_2 , V es la frecuencia normalizada, y W es el parámetro de decaimiento normalizado en el revestimiento.

M. D. Nielsen et al. realizaron la transformación completa de estos parámetros para que sean adecuados a una fibra con un alto contraste entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento como lo son las PCFs, obteniendo así,

$$\alpha\Lambda \simeq \frac{\Lambda^2\lambda}{8\sqrt{6\pi} n_s A_{eff} \Lambda} F\left(\frac{R}{6\pi^2 n_s^2 \Lambda} \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 V_{eff}^2\right), \quad 2.11$$

$$F(x) = \frac{e^{-x}}{\sqrt{x}},$$

donde R es el radio de curvatura, y n_s es el índice de refracción del sílice. Si se desea trabajar con una escala en dB α debe multiplicarse por $20 \log(e)$.

2.4.7 Apertura numérica

La apertura numérica (NA) es otro parámetro característico de las MSF que está relacionada con el área efectiva A_{eff} . Este parámetro toma importancia en aplicaciones en donde se requieren fibras ópticas con una alta apertura numérica, por ejemplo, en la colección eficiente de la luz en estructuras multimodo, en el monitoreo fluorescente, y en láseres de fibra de doble revestimiento. El máximo valor de NA en fibras de sílice monomodo y multimodo que se pueden encontrar en el mercado es de 0.35 y 0.5, respectivamente; por lo que fibras de sílice con NA arriba de estos valores son poco comunes. Sin embargo, la ventaja de las MSFs que ofrecen en esta área es de gran interés, en particular W. J. Wadsworth et al. [11] han diseñado y fabricado una MSF con una NA mayor a 0.9, cuya aplicación se enfoca en láseres de fibra de alta potencia.

La apertura numérica en MSFs puede ser controlada modificando el diámetro de los huecos d , para un espaciado Λ y longitud de onda λ , fijas [42]. Partiendo de un campo gaussiano de ancho w se tiene la expresión de aproximación $\tan\theta \simeq \lambda/\pi w$ para la mitad del ángulo de divergencia θ de la luz radiada por el extremo final de la fibra, de manera que la apertura numérica puede expresarse como [35]:

$$NA \simeq (1 + \pi A_{eff}/\lambda^2)^{-1/2}. \quad 2.12$$

2.4.8 Pérdidas por empalmes

El proceso de acoplamiento entre fibras microestructuradas (MSF) y fibras monomodo (SMF - *single mode fiber*), MSF-SMF o MSF-SMF, es la base para realizar dispositivos con baja reflectancia, que sean compactos y robustos. Es por ello la importancia de caracterizar las pérdidas que ocasiona realizar empalmes entre fibras ópticas. En el caso particular de las MSFs, se tienen limitantes en la potencia óptica de salida debido a las altas pérdidas en los empalmes, tal es el caso particular cuando se realizan empalmes entre MSFs y fibras con doble revestimiento con terminación pigtail [43]. Las pérdidas por empalme se pueden medir en términos de w_{SMF} y w_{MSF} que son el diámetro del campo modal de una fibra monomodo

estándar y una fibra microestructurada, respectivamente, y cuya expresión es la siguiente [44]:

$$L_s = -20 \log_{10} \frac{2 w_{SMF} w_{MSF}}{w_{SMF}^2 + w_{MSF}^2}. \quad 2.13$$

2.5 Aplicaciones de sensores basados en MSFs

En esta sección se hace un análisis de los diferentes sensores basados en fibras ópticas microestructuradas que se han desarrollado e investigado para el monitoreo de cantidades físicas como presión, temperatura, tensión, índice de refracción, etc. Se explicará el funcionamiento de los sensores, la técnica que se emplea para el sensado, la configuración del experimento y los resultados del experimento. Posteriormente se hace una comparación de la eficiencia o carencia de los sensores basados en fibras microestructuradas y los sensores basados en fibras convencionales, presentando las ventajas y desventajas para cada caso.

2.5.1 Sensores de temperatura

Uno de los sensores analizados emplea una configuración basada en un interferómetro de Sagnac. La mayor parte de los trabajos propuestos con el interferómetro de Sagnac son hechos con fibras de alta birrefringencia [45]. En [46] se reportan dos dispositivos uno compuesto por una fibra óptica convencional que mantiene la polarización (*PMF-polarization-maintaining fiber*) y otro con una fibra de cristal fotónico que mantiene la polarización (*PCF-PM*), ambos dispositivos configurados como un lazo (*loop*) Sagnac. Para la configuración se empleó un acoplador 50:50, fibra SMF-28, fibra PCF-PM-1550-01 con núcleo elíptico, fibra FS-PM-7811, un horno con control de temperatura marca Yamato Dx300, una fuente de luz continua e incoherente HP 83437A y un analizador de espectros óptico (*OSA-optical spectrum analyzer*) marca ANDO AQ6135A.

Para formar el lazo, las fibras PMF o PCF-PM se fusionaron con la fibra SMF-28. En uno de los extremos de la SMF se colocó la fuente de luz, y en el extremo final del dispositivo completo se colocó el OSA. Con el objetivo de medir la sensibilidad de los dispositivos a la

temperatura, se empleó el horno para someterlos a variaciones de temperatura en un intervalo de 40°C hasta 240°C con pasos de 10°C .

El dispositivo con PMF demostró tener una alta dependencia a la temperatura presentando un desplazamiento entre los picos de $\Delta\lambda = 6.40 \text{ nm}$, y cuya sensibilidad fue de $\Delta\lambda/\Delta T = -0.41 \text{ nm/K}$. Por el contrario, el dispositivo con PCF-PM demostró una menor dependencia a la temperatura que el dispositivo anterior. El desplazamiento del patrón de interferencia fue de $\Delta\lambda = 3.12 \text{ nm}$ y sensibilidad $\Delta\lambda/\Delta T = -0.0025 \text{ nm/K}$.

Los autores de [46] comprobaron experimentalmente que empleando PCFs se obtienen sensores casi insensibles a los cambios de temperatura. Esto se debe a que cuando se aplica un gradiente de temperatura a una PCF-PM, ésta no experimenta una diferencia en el coeficiente de expansión térmico en el núcleo y el revestimiento, ambos de sílice puro. La sílice pura tiene un coeficiente de expansión térmico muy bajo y el cambio en la birrefringencia debido a la expansión térmica de la estructura del cristal fotónico es insignificante.

Por otro lado, para analizar el comportamiento de las MSFs a temperaturas mayores a los 240°C , G. Coviello et al. investigaron en [47] un sensor de temperatura hasta 1000°C . En este artículo se fabricaron diferentes dispositivos con MSF de diferente longitud, para su monitoreo se empleó una fuente de luz centrada en 1550 nm y un OSA a la salida del dispositivo. Los dispositivos se colocaron en un horno tubular de 1200°C y se midió la temperatura con un termocople cerca del dispositivo empleando una razón de 10°C/min .

Los resultados demuestran que el espectro de transmisión cambia rápidamente hacia longitudes de onda menores hasta alcanzar la máxima temperatura, posteriormente el patrón se desplaza a longitudes de onda mayores. Los autores comentan que, la diferencia de la posición del espectro de transmisión en la posición inicial y final se debe a que, al calentarse el dispositivo y alcanzar la máxima temperatura el patrón decae por la relajación del estrés interno de la fibra durante su fabricación. La sensibilidad del dispositivo reportado fue de $\Delta\lambda/\Delta T \approx 8.3 \text{ pm/K}$.

Por último, S. Li et al. [48] reportaron un sensor de temperatura con 3 rayos de interferencia fabricado con una fibra de cristal fotónico de amplia área modal PCF-LMA-25. El núcleo de la fibra es sólido y tiene tres anillos de orificios en forma hexagonal, la longitud de la PCF es $L = 25.6 \text{ cm}$. La configuración está formada por una fuente de emisión espontánea amplificada (ASE – *amplified spontaneous emission*) a 1550 nm acoplada a una fibra SMF mediante un circulador, mientras que la luz reflejada del circulador alimenta al analizador de espectros.

Para detectar los cambios de temperatura, el dispositivo se introdujo en una cámara cilíndrica caliente, de manera que el incremento de la temperatura en el segmento PCF fuera simétrico. La sensibilidad del dispositivo reportado fue de $8.17 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, en el intervalo de temperatura de 20°C hasta 520°C .

De los sensores de temperatura basados en MSF se concluye que al someter a la fibra a altas temperaturas (1000°C), ésta puede sufrir modificaciones en la estructura y en las propiedades del vidrio, como el índice de refracción. Mientras que para los sensores que trabajan a temperaturas moderadas (240°C o 520°C), se determinó que la sensibilidad del dispositivo a la temperatura depende del coeficiente de expansión α y el coeficiente termo-óptico κ ; esto es $\Delta\lambda/\Delta T = \lambda_m(\alpha + \kappa)$, donde λ_m es la longitud de onda central de la fuente de luz.

2.5.2 Sensores de presión

Wojtek J. Bock et al. [49] reportan un sensor de fibra de cristal fotónico para medir la presión. En dicho artículo se presentan dos dispositivos diferentes: uno trabaja con una MSF especialmente manufacturada por TEGS Inc., y el segundo dispositivo se hizo con una fibra microestructurada que mantiene la polarización PCF-PM-1550-01. La sección transversal de ambas fibras se ilustra en la Figura 2.8. Para la caracterización y calibración de los sensores se empleó una fuente de luz blanca y técnicas polarimétricas.

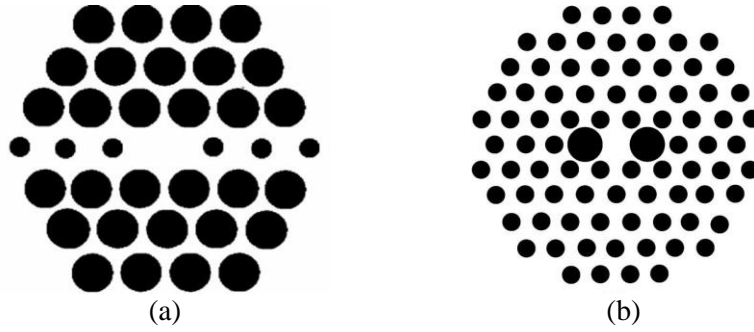


Figura 2.8 Sección transversal de (a) PCF manufacturada por TEGS Inc. y (b) PCF-PM-1550-01 [49].

Se midió la sensibilidad a la presión y a la temperatura para ambos dispositivos a 830 nm . Se registraron los patrones de franjas para monitorear el cambio de presión y temperatura empleando una cámara CCD y algoritmos de procesamiento de imágenes. Se detectó que el desplazamiento del patrón de franjas es proporcional al cambio de temperatura o presión. Además, los autores demostraron que la sensibilidad a la temperatura de ambas MSF empleadas, es mucho menor que las fibras altamente birrefringentes estándares (aprox. $0.07 \text{ rad/K} \cdot \text{m}$). Al mismo tiempo, la sensibilidad a la presión de la primera MSF es de $10.3 \text{ rad/Mpa} \cdot \text{m}$; mientras que para la segunda MSF es de $8.7 \text{ rad/Mpa} \cdot \text{m}$.

A pesar de los resultados presentados, los autores del artículo describen que el sensor de presión polarimétrico que proponen presenta mayores pérdidas que si se hace con una fibra bow-tie, debido a que el diámetro modal de la MSF es mucho menor que la fibra monomodo estándar, $d_{MSF} = 0.23 \mu\text{m}$ y $d_{SMF} = 7.9 \mu\text{m}$, respectivamente. Por lo tanto, se pierde potencia debido al desalineamiento de los diámetros modales. Además, el área modal de la MSF no es totalmente circular, y al empalmar estas fibras a 45° entre sus ejes de polarización existen pérdidas inevitables.

Asimismo, los orificios de la PCF se colapsan durante el proceso de empalme, por lo que se pierde la capacidad para confinar la luz en la región del núcleo de la fibra, y se afecta el estado de polarización de la luz y la intensidad de salida del sensor. Con esto, los autores sugieren que se debe mantener la región de colapso lo más corta posible, cuidando que el empalme sea lo suficientemente fuerte para manipularse.

El artículo analizado expone uno de los principales inconvenientes que se presenta al trabajar con MSF, y es el colapso de los agujeros de aire cuando se realiza un empalme que pueden producir atenuaciones significativas en el dispositivo que se esté desarrollando con esta fibra. Aunado a esto, es necesario modificar los parámetros de la empalmadora como el tiempo de duración del arco eléctrico y la potencia del arco, para poder tener un empalme con bajas pérdidas.

En el Laboratorio de Láseres y Fibra óptica de la Facultad de Ingeniería de la UNAM, se realizó un empalme entre una MSF y una SMF, como se ilustra en la Figura 2.9. Se observa que los agujeros de la MSF se colapsan en la vecindad donde se realiza la fusión, y además, se forma una burbuja de aire en la zona del empalme y un adelgazamiento en la zona de fusión. Con los parámetros adecuados, es posible tener un empalme en la que se evite la formación de burbujas y el adelgazamiento del diámetro de la fibra, sin embargo, el colapso de los agujeros no se puede evitar.

En la siguiente sección se analizarán los sensores de tensión en la que se aprovechan las regiones de colapso en las MSF para realizar sensores interferométricos. Concluyendo que después de todo este efecto de colapso de los agujeros que se produce al empalmar fibras MSF con otro tipo de fibras ópticas e incluso entre distintas MSF, puede ser ventajoso en el desarrollo de nuevos sensores.

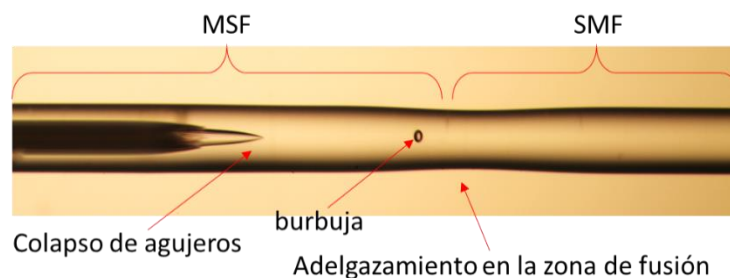


Figura 2.9 Empalme entre una fibra microestructurada y una fibra monomodo estándar.

2.5.3 Sensores de tensión

L. M. Hu et al. [50] proponen un sensor de tensión con MSF basado en un interferómetro Mach-Zehnder. El sensor emplea una fibra de cristal fotónico de amplia área modal PCF-LMA-10 de NKT Photonics. El segmento de PCF se encuentra en medio de dos fibras monomodo, por lo que el sensor tiene tres regiones colapsadas, dos corresponden a los empalmes entre la PCF y la SMF (CR_1 y CR_2), la tercera región es entre PCFs (CR_3), como se observa en la Figura 2.10. La PCF tiene una longitud de 9.2 cm.

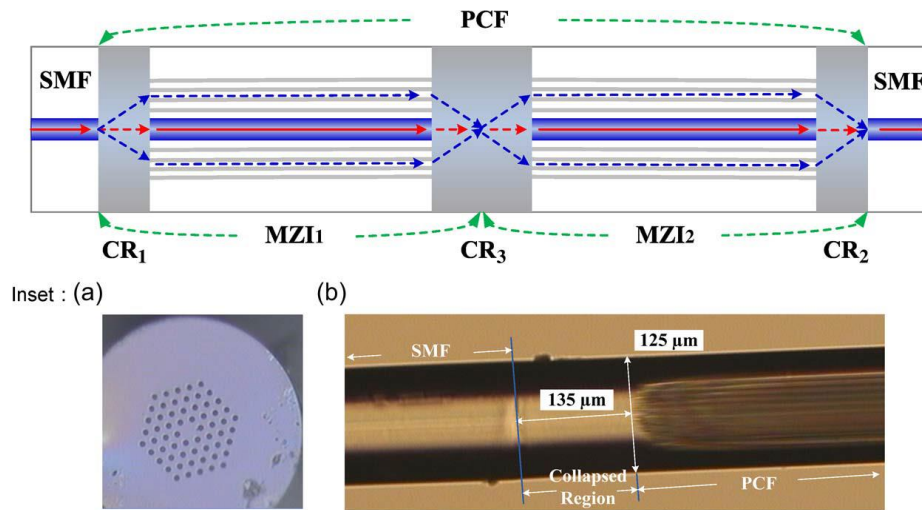


Figura 2.10 Diagrama del sensor con tres regiones colapsadas. (a) Micrografía electrónica de la sección transversal de la PCF. (b) Imagen del empalme entre la SMF y PCF mostrando la región de colapso [50].

La configuración emplea una fuente de luz de banda ancha de 1520 nm a 1600 nm (AS3223-BA2), un analizador de espectro óptico YOKOGAWA, modelo AQ6370. Para aplicar la tensión al sensor, uno de los extremos de la SMF se fija mientras que el otro extremo es estirado con una plataforma de traslación. El rango de tensión aplicada fue de 0 a 1.28 mε.

Primeramente, los autores analizan el comportamiento del dispositivo con sólo las regiones CR_1 y CR_2 , y posteriormente le inducen la tercera región de colapso CR_3 . La razón de cambio, de la longitud de onda en función de la tensión aplicada, fue de 1.89 nm/mε para

el primer dispositivo; mientras que para el segundo dispositivo fue de $1.98 \text{ nm}/m\varepsilon$. Los autores concluyen que al inducir la tercera región de colapso no se afecta significativamente el espectro de transmisión del sensor.

Por otro lado, los autores midieron la relación entre la intensidad de la señal óptica con la tensión aplicada, y determinaron que la sensibilidad para el primer dispositivo fue de $1.87 \text{ dB}/m\varepsilon$ y para el segundo fue de $11.22 \text{ dB}/m\varepsilon$. De manera que, al introducir la tercera región de colapso la medición de la intensidad mejora significativamente. Adicionalmente, se realizaron pruebas de temperatura y comprobaron que el sensor es estable a cambios de temperatura en un rango de 20°C a 80°C .

Otra propuesta de este tipo de sensores se encuentra en [51], donde se presenta un sensor interferométrico Fabry-Pérot (FPI) para la medición de la tensión a altas temperaturas basado en PCF. Este sensor se conforma por un acoplador, una SMF y una MSF, como se muestra en la Figura 2.11. El interferómetro está formado por una microburbuja entre las dos fibras, por lo que existe una interface vidrio-aire separadas por una distancia L , que determina el tamaño de la burbuja. Para monitorear el espectro de interferencia del sensor se empleó un OSA modelo Si720 de Micron Optics.

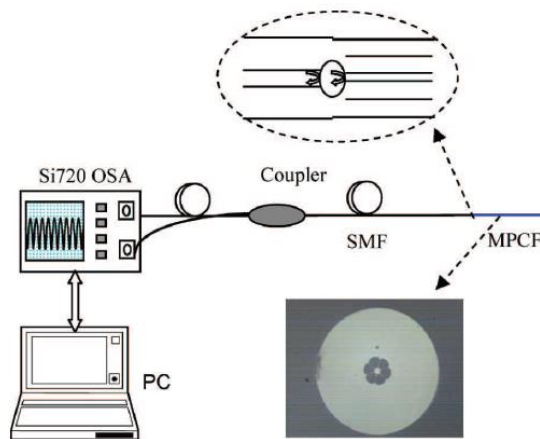


Figura 2.11 Diagrama de la configuración del sensor basado en un interferómetro Fabry-Pérot empleando PCF [51].

Como se mencionó en la sección anterior, el colapso de la microestructura o la formación de burbujas, como resultado de empalmar fibras microestructuradas pueden ser convenientes

para realizar cierto tipo de sensor. En este caso, Ming Deng et al. explotan las ventajas de inducir la burbuja dentro del sensor para emplearlo como un interferómetro Fabry-Perót.

Ming Deng et al. explican que para formar la microburbuja se usó el programa de la empalmadora para fusionar una fibra multimodo MMF con una monomodo SMF. La temperatura que se alcanza con el arco eléctrico será tan alta que excederá el punto de blandecimiento de la PCF y la tensión superficial superará la viscosidad. Como resultado, una parte del aire dentro de los agujeros queda atrapado y la expansión de los gases induce la microburbuja.

En respuesta a la tensión, se reportó que la longitud de la cavidad del FPI tiene una relación lineal con la tensión aplicada por la plataforma de traslación, incluso a altas temperaturas. El coeficiente de tensión es de $2.78 \text{ pm}/\mu\epsilon$ a 1550 nm . En comparación con el artículo anterior, integrar el FPI mediante la inclusión de una microburbuja mejora la sensibilidad en función de la tensión aplicada al dispositivo.

También se realizó el análisis del comportamiento del dispositivo a altas temperaturas y se menciona que la longitud de la cavidad se incrementa a razón de $\Delta D = D \cdot \alpha$, siendo $D = 44.9 \mu\text{m}$ la longitud inicial de la cavidad y $\alpha = 5.5 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ el coeficiente de expansión térmica de la sílice. El rango de temperatura que se manejó fue de 50°C a 750°C , de manera que la sensibilidad a la temperatura es $0.981 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ a 1550 nm . Los autores sostienen que la sensibilidad es 30 veces mejor comparada con los sensores que emplean fibras de Bragg, y es más baja que la de sensores FPI en línea.

2.5.4 Sensores de índice de refracción

Los sensores de índice de refracción son de importancia para caracterizar sustancias biológicas en aplicaciones médicas, o para caracterizar sustancias en la industria de alimentos, en la industria química, entre otras. El área que necesita una mayor sensibilidad es en la detección de biomoléculas que requieren la medición de ligeros cambios en el índice de refracción resultante de eventos de unión entre moléculas adheridas a una superficie. Entre

las técnicas para medir esos cambios de índice de refracción están los sensores de resonancia por plasmones superficiales (SPR – *surface plasmon resonance*) [52], [53], [54], interferómetros [55], [56], micro-resonadores y rejillas de fibra óptica [57], [58], [59], [60].

Las técnicas de SPR, interferométricas, y de micro-resonadores pueden detectar cambios en el índice de refracción del orden de 10^{-7} o menores. Las técnicas basadas en fibra óptica tienen un límite de detección de uno a varios órdenes de magnitud superior que las técnicas anteriormente mencionadas [61]. Sin embargo, los sensores de fibra óptica ofrecen el beneficio de ser compactos, facilidad de fabricación en masa y un costo potencialmente bajo.

Con el advenimiento de las MSFs, éstas también se han ido incorporando al área de sensores refractométricos. En esta área de aplicación se han reportado sensores basados en fibras ópticas con huecos aleatorios (RHOFs - *random hole optical fibers*), como se observa en la Figura 2.12. Ke Wang et al. [62] reportaron un sensor de índice de refracción en una fibra que, en vez de tener un arreglo simétrico de agujeros de aire, posee una distribución de huecos aleatorios alrededor del núcleo. El sensor está formado por una rejilla de periodo largo (LPG – *long period grating*) inscrita en la RHOF, y resulta la primera LPG grabada en una RHOF para detectar cambios en el índice de refracción en el medio externo de la fibra.

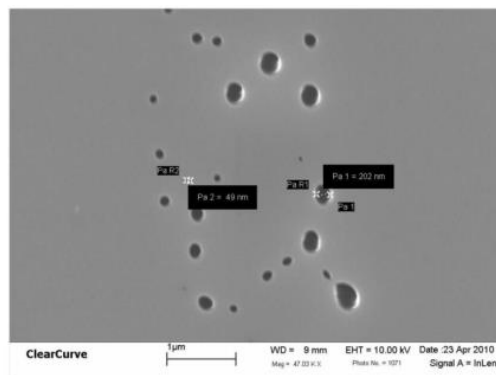


Figura 2.12 Micrografía electrónica de los agujeros aleatorios que rodean el núcleo sólido de la fibra [62].

El trabajo experimental reportado consiste en empalmar un segmento de 40 cm de RHOF con una SMF estándar para comunicaciones. El segmento de fibra completo se conectó a una fuente de luz de banda ancha y fue monitoreada con un OSA. La inscripción de la rejilla se

realizó empleando un láser CO₂ a una longitud de onda de $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. La LPG se conforma de 14 periodos de $\Lambda = 450 \mu\text{m}$ cada uno.

Para analizar el comportamiento del sensor, el segmento de la fibra donde se encuentra la rejilla se sumergió en 5 diferentes líquidos con diferente índice de refracción: 1.400, 1.412, 1.420, 1.432 y 1.440. Los resultados mostraron que la longitud de onda resonante de la LPG se desplaza a menores longitudes de onda al incrementar el índice de refracción del medio externo. El artículo no reporta la sensibilidad del dispositivo. Sin embargo, en la gráfica que reportan (Figura 2.13), la mayor sensibilidad que se puede obtener con las mediciones realizadas es de $-125 \text{ nm}/\text{RIU}$ (unidades de índice de refracción), que corresponde a la línea formada entre los índices de 1.432 y 1.440.

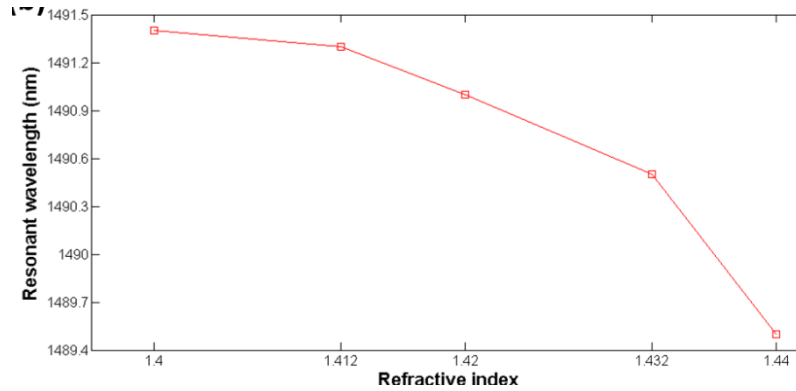


Figura 2.13 Longitud de onda resonante en función del índice de refracción de distintos líquidos [62].

Continuando con la línea de inducir una microburbuja en el sensor, D. J. J. Hu et al. [63] fabricaron un sensor en miniatura para medir variaciones en el índice de refracción externo en el rango de 1.33 a 1.40. El sensor está compuesto por una SMF empalmada con $387.6 \mu\text{m}$ de PCF, entre las cuales se formó la microburbuja con un diámetro de $27.7 \mu\text{m}$; mientras que el otro extremo de la PCF se fusionó con una pieza esférica que actúa como un espejo reflectivo. La Figura 2.14 muestra la sección transversal de la PCF y el sensor de inmersión en miniatura.

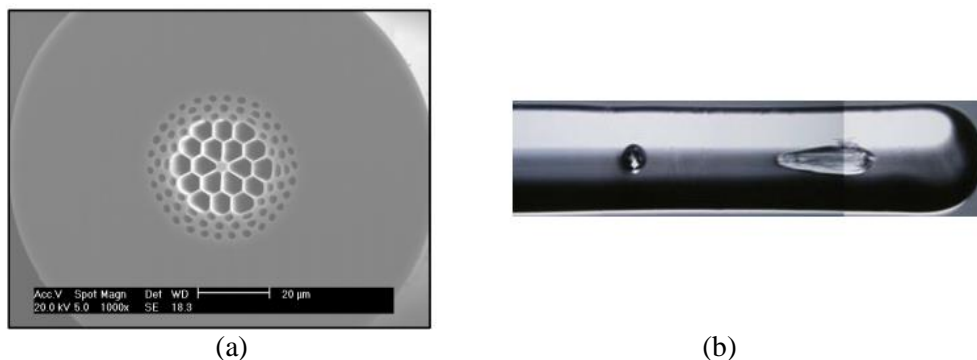


Figura 2.14 (a) Microscopia electrónica de la sección transversal de la PCF, y (b) Micrografía óptica de la punta del sensor de inmersión [63].

Al sumergir la punta del sensor en diferentes líquidos, se mide la luz reflejada con ayuda de un OSA. Los resultados muestran que, al incrementar el índice de refracción externo, las franjas de interferencia que se observan en el OSA se desplazan a mayores longitudes de onda, y se observa un decremento en las razones de extinción. La sensibilidad del dispositivo es aproximadamente $21.4 \text{ nm}/RIU$.

Los sensores de índice de refracción basados en MSFs también ofrecen la propiedad de que la microestructura de agujeros huecos puede albergar un fluido, de forma que el fluido se localiza en la vecindad del núcleo. La cercanía física entre el núcleo de la MSF y el fluido en los microcanales permite que la radiación óptica que se propaga por el núcleo y su campo evanescente interactúe con las propiedades ópticas del fluido (analito) usando solamente un volumen de la muestra de pico litros.

El mecanismo de guiado de la radiación óptica por el núcleo se conserva aun cuando el analito se introduce dentro de uno o varios orificios. Esto lo describe Bise et al. [64], demostrando que el guiado de bandas fotónicas se puede lograr en MSFs de núcleo sólido rodeados por un arreglo hexagonal de agujeros llenos de un fluido con un índice de refracción mayor que el material que constituye la fibra, como se observa en la Figura 2.15.

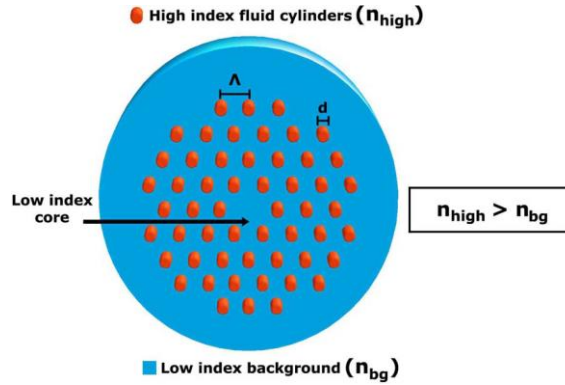


Figura 2.15 Esquema de una MSF con núcleo sólido y agujeros llenos de un fluido con alto índice de refracción [65].

En dicha estructura la luz es guiada en el núcleo sólo en un cierto intervalo de longitudes de onda correspondientes a las bandas del revestimiento. Estos intervalos dependen del índice de refracción del fluido en los agujeros. Este tipo de dispositivos se usan para realizar filtros espectrales sintonizables en localización, forma y ancho, sobre un amplio rango de longitudes de onda [65].

Este tipo de sensores dependen de las características resonantes de la MSF, que es muy sensible al índice de refracción en los agujeros. Las características resonantes pueden ser debido a las bandas fotónicas propias de la MSF [66] o a la resonancia en la geometría del acoplador direccional [67].

La Figura 2.16 (a) describe el esquema de una fibra MSF que usa la propiedad de resonancia por medio de bandas fotónica. En este caso los orificios de la MSF están llenos de un analito con alto índice de refracción. El guiado de la luz en el núcleo ocurrirá en las bandas fotónicas del revestimiento de alto índice de refracción. Las bandas fotónicas están delimitadas por las frecuencias de corte de los modos de cada orificio saturado con el analito.

La Figura 2.16 (b) muestra el esquema de un sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional al introducir el analito en un sólo orificio. La resonancia ocurrirá cuando el índice efectivo del modo del núcleo sea igual al índice efectivo del modo de la guía de onda que forma el canal saturado con el analito, es decir, $n_{core}(\lambda_r) = n_{wg}(\lambda_r)$, donde λ_r es la longitud de onda de resonancia en donde se cumple la condición anterior. La Figura

2.17 ilustra tanto las curvas de dispersión de los modos del núcleo y de la guía de onda, como la condición de acoplamiento de fase (*phase matching condition*) mencionada anteriormente.

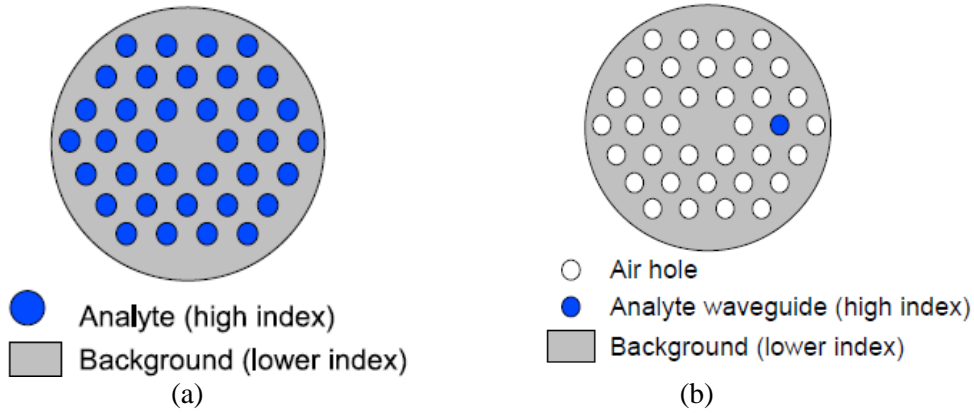


Figura 2.16 (a) Esquema de un sensor de índice de refracción basado en (a) la resonancia de bandas fotónicas, y (b) el principio de un acoplador direccional [68].

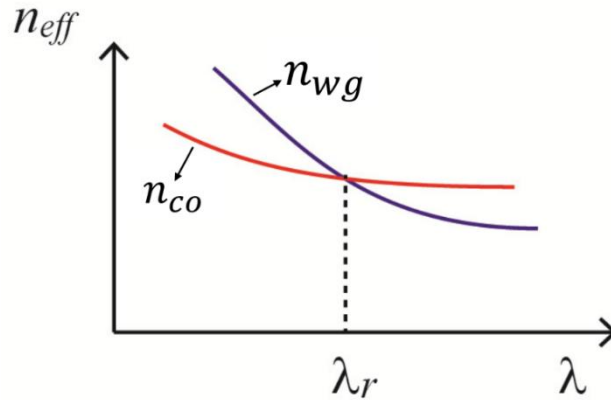


Figura 2.17 El índice efectivo de los modos del núcleo (n_{co}) y de la guía de onda (n_{wg}) que forma el canal saturado con el analito vs. la longitud de onda λ , donde λ_r es la longitud de onda de resonancia.

El acoplamiento de la luz del núcleo con la guía de onda resulta en una caída de potencia (muesca angosta) en el espectro de transmisión cerca de la longitud de onda de resonancia λ_r , que puede ser usada para medir el índice de transmisión del analito. La Figura 2.18 ilustra el espectro de transmisión del núcleo y manifiesta que la muesca angosta o el pico más profundo se localiza en la longitud de onda de resonancia λ_r donde se cumple la condición de acoplamiento de fase. El cambio en el índice de refracción del analito ocasionará el corrimiento espectral de este pico.

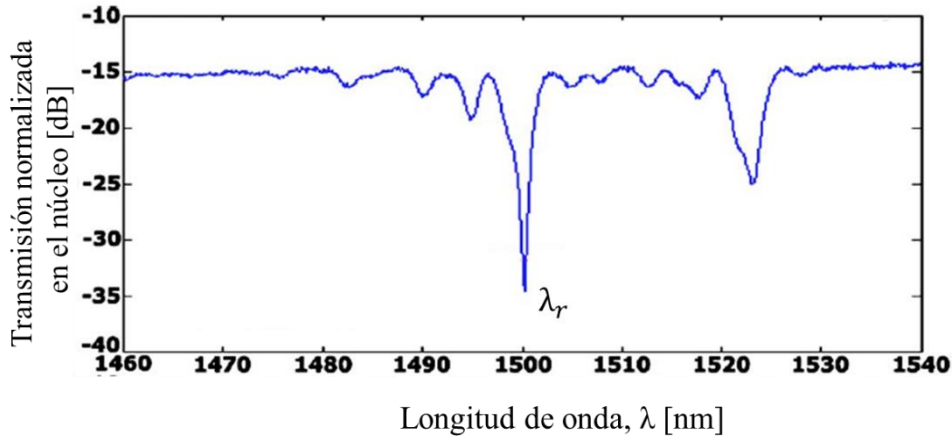


Figura 2.18 Espectro de transmisión en función de la longitud de onda del sensor de índice de refracción basado en una MSF presentado en [67].

Además, la Figura 2.18 muestra dos picos de resonancia. El pico más profundo y angosto es debido al acoplamiento entre los modos fundamentales del núcleo y del canal. El segundo pico corresponde al acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y el primer modo de alto orden del canal. El espectro puede estar compuesto por varios picos según el número de interacciones mutuas entre el modo fundamental del núcleo y los modos del canal que contiene el analito.

Estos sensores resonantes están condicionados a que el analito tenga un índice de refracción mayor que el material que los rodea. Los canales del analito forman guías de onda, por lo que los modos del núcleo de la MSF se acoplarán con los modos de estas guías de onda.

Sin embargo, muchas de las sustancias biológicas son soluciones basadas en agua, con índices de refracción de 1.33 a 1.35, mientras que las fibras ópticas de sílice o de polimetilmetacrilato poseen un índice de refracción de 1.45 y 1.49, respectivamente. B. T. Kuhlmeier et al. [69] propusieron añadir una cubierta de alto índice de refracción a los orificios de la MSF para caracterizar analitos con un bajo índice de refracción. Este recubrimiento de los orificios forma un tipo de anillo que actúa como un resonador, incluso cuando está lleno de un analito de bajo índice.

El fluido que se introducirá en los orificios debe cumplir ciertas características para que éste se mantenga dentro de los orificios sin derramarse. Estas características incluyen que la

absorción del fluido sea pequeña a la longitud de onda de operación, que el fluido debe tener cierta afinidad con el material de la fibra para facilitar el llenado, y que el líquido posea cierta sintonización, es decir, que pueda cambiar sus propiedades ópticas, como por ejemplo la dependencia del índice de refracción con la temperatura [65], o si se emplean cristales líquidos se puede aplicar un campo eléctrico externo para sintonizarlo [70].

Para introducir el fluido en los agujeros de la MSF basta con sumergir una terminal de la MSF en el líquido y dejar el otro extremo abierto a la presión atmosférica. Si existe afinidad entre el líquido y el material de la fibra, las fuerzas capilares dominarán y el líquido subirá por los microcanales. La longitud de llenado puede ser controlada restringiendo el tiempo en que la fibra se encuentra sumergida en el líquido. El tiempo requerido para que se llene una cierta longitud depende del diámetro de los agujeros, la viscosidad y de la tensión superficial del líquido [71].

Además, es posible seleccionar los agujeros que deben ser llenados por el analito, con la finalidad de alcanzar una alta sensibilidad y límites de detección menores, independientemente de la geometría de la fibra microestructurada que se use para caracterizar el índice de refracción [65].

Existen varias técnicas para seleccionar el número de agujeros a rellenar estas incluyen colapsar los agujeros de aire, escisión por inyección en donde interviene las velocidades diferenciales de llenado de los agujeros de diferentes tamaños, y el bloqueo manual mediante algún material curable [72], [73]. Las primeras dos técnicas se pueden usar para cierta configuración de orificios, mientras que el bloqueo manual permite crear un patrón arbitrario de los agujeros que serán bloqueados.

A continuación, se describen tres trabajos encontrados en la literatura sobre esta línea de aplicación de sensores refractométricos de MSFs basados en acopladores direccionales.

Wu Yuan et al. [74] proponen una estructura de doble núcleo y un canal para el analito, como se ilustra en la Figura 2.19 (a). Los autores manejan dos polímeros en la microestructura. El

primero constituye el revestimiento y tiene un índice de refracción de $n_b = 1.34$; y el segundo constituye a los capilares de la fibra con un índice de $n_r = 1.53$. El diámetro de los capilares es de $d = 0.53\Lambda$, y la separación entre ellos es de $\Lambda = 3.2 \mu m$. Wu Yuan et al. caracterizaron el sensor para analitos con índice de refracción en el intervalo de $n_a = 1.4 - 1.46$, obteniendo una sensibilidad de $70,000 \text{ nm}/RIU$.

Darran K. C. Wu et al. [75] proponen un sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional en una MSF. La estructura de este sensor se muestra en la Figura 2.19 (b). Los parámetros geométricos de la estructura son $\Lambda = 8 \mu m$, $d = 3.6 \mu m$, y $d_{core} = 12.3 \mu m$. Los autores caracterizaron un fluido con índice de refracción de $n_a = 1.50$ a $\lambda = 1.5 \mu m$ a $T = 25^\circ C$, con $dn_a/dT = -3.86 \times 10^{-4}/^\circ C$. El intervalo de temperaturas empleado fue de $34^\circ C - 93^\circ C$, observando una variación total del índice del analito de $\Delta n_a = 0.0228$. La sensibilidad del dispositivo reportado fue de $15,600 \text{ nm}/RIU$, con un límite de detección de 6.66×10^{-8} , y una longitud de acoplamiento de $L_c = 13.3 \text{ cm}$.

Guowen Au et al. [76] Proponen un sensor de doble núcleo con un arreglo rectangular en la microestructura de la fibra, tal como se ilustra en la Figura 2.19 (c). El diámetro de los agujeros de aire y el central es de $d = 2 \mu m$, y el espaciamiento entre los orificios en las direcciones horizontal y vertical es de $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 3 \mu m$. El orificio central contiene al analito a caracterizar. El intervalo de índices de refracción de los analitos que analiza el artículo es $n_a = 1.33 - 1.41$. La sensibilidad del dispositivo es de $14,216 \text{ nm}/RIU$. La longitud física del dispositivo es de $L = 300 - 500 \mu m$.

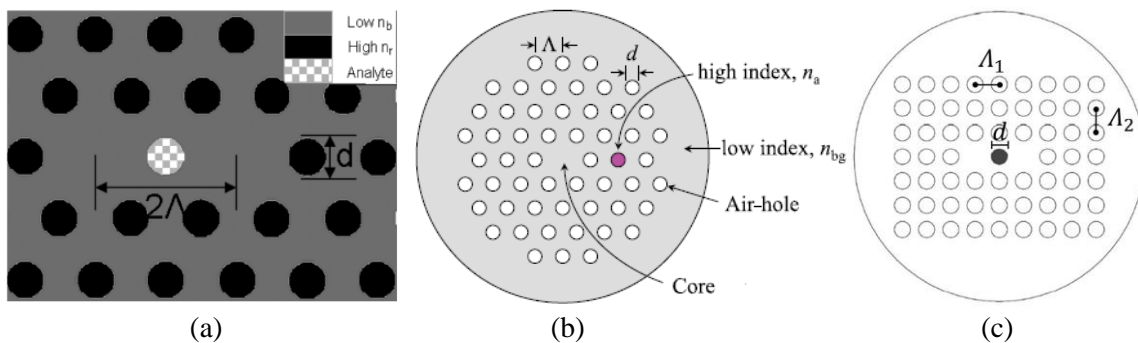


Figura 2.19 Esquemas de diferentes estructuras para sensores de índice de refracción basados en acopladores direccionales empleando MSFs y un canal para el analito. (a) Wu Yuan et al. [74], (b) Darran K. C. Wu et al. [75], (c) Guowen Au et al. [76].

En general, la sensibilidad de este tipo de sensores de índice de refracción excede los $3 \times 10^4 \text{ nm}/RIU$, y alcanzan límites de detección por debajo de los 10^{-6} [67]. Sin embargo, la sensibilidad y el límite de detección de estos sensores depende mucho de la geometría de la microestructura y de las propiedades físicas del fluido a caracterizar.

En cuanto a la geometría de la microestructura, se ha notado que en la mayoría de los trabajos de la literatura examinados, se realizan análisis numéricos para determinar cuáles son los valores óptimos del diámetro del núcleo, del diámetro de los orificios, de la separación entre ellos e incluso el tipo de arreglo de la microestructura que forman los orificios. Todos estos parámetros influyen fuertemente en el comportamiento del sensor, por lo que no se cuenta con una estructura ideal para este tipo de sensores.

Con respecto a las propiedades físicas del analito como el índice de refracción, la longitud de acoplamiento L_c depende de este parámetro, y además el funcionamiento del dispositivo es mejor cuando la longitud que ocupa el líquido es igual a L_c . De manera que, si se desconoce con antelación el intervalo de índices de refracción del analito, se debe monitorear el espectro de transmisión a medida que el o los orificios se llenan, para garantizar un mejor desempeño del dispositivo.

A pesar de los avances en la refractometría óptica [77], [78], [79], [80], [81] y en la detección de bajo índice de refracción empleando fibras ópticas microestructuradas [82], [83], [84], [85], [86], [87], [88], los sensores actuales de bajo índice de refracción aún necesitan mejorarse para introducirse en la práctica.

La Tabla 2.1 muestra las tecnologías existentes de sensores de índice de refracción indicando la sensibilidad, el límite de detección, y el intervalo del índice de refracción del analito en el que el sensor muestra la respuesta de sensibilidad o límite de detección indicada.

Tabla 2.1 Características de sensores de índice de refracción.

Sensor de índice de refracción	Sensibilidad (límite de detección)	Intervalo de índice de refracción del analito, n_a
SPR basado en fibra multinúcleo	23,000 nm/RIU (4.35×10^{-6} RIU) A. A. Rifat [52]	1.46 - 1.485
SRP basado en PCF	5,500 nm/RIU (7.69×10^{-6} RIU) C. Liu et al. [54]	1.23 - 1.29
MSF sensor de punta	21.4 nm/RIU (-) D. J. J. Hu et al. [63]	1.33 - 1.40
MSF con doble núcleo – acoplador direccional	70,000 nm/RIU (-) W. Yuan et al. [74]	1.40 - 1.46
MSF - acoplador direccional	15,600 nm/RIU (6.66×10^{-8}) D. K. C. Wu et al. [75]	1.460-1.640
MSF - acoplador direccional	1,660 nm /RIU (6×10^{-5} RIU) K. J. Lee [82]	1.3334 - 1.3430
PCF con 3 tapers	281.6 nm/RIU (3.55×10^{-6}) Y. Zhao [83]	1.3333 – 1.3737
Fibra multinúcleo	12,500 nm/RIU (1×10^{-5} RIU) D. A. May-Arrijoja [89]	No limitado
LPFG-PCF	1,500 nm/RIU (2×10^{-5} RIU) L. Rindorf [90]	1.30 -1.35
MSF - mezclado de cuatro ondas	8,800 nm /RIU (6×10^{-6} RIU) M. H. Frosz [91]	1.30 - 1.35
Interferómetro Fabry-Perot en PCF	1,635.62 nm/RIU (2.5×10^{-5} RIU) J. Tian [92]	1.332 - 1.347
Refractómetros Abbe Digital modelo AR2008 Analógico modelo AR4	(1×10^{-4}) (5×10^{-4}) A. KRÜSS Optronic GmbH [93]	1.3000 – 1.7200
Refractómetro de procesos Modelo PRB21	(1×10^{-5}) A. KRÜSS Optronic GmbH [93]	1.3200 –1.5600

2.6 Conclusiones

La presencia de un revestimiento microestructurado en la fibra óptica modifica notablemente el rendimiento físico de ésta. Las investigaciones de los respectivos efectos han dado lugar al desarrollo de nuevos tipos de fibras denominadas fibras ópticas microestructuradas (MSF). Durante la última década el diseño y fabricación de diversos dispositivos basados en MSFs ha sido fuertemente impulsado por la academia en busca de nuevos principios de la propagación de la luz en las guías de onda. Al mismo tiempo, grandes compañías han enfocado parte de sus recursos en esta nueva clase de fibras.

El análisis teórico y modelado matemático de las MSFs requieren de herramientas teóricas y técnicas experimentales más complejas para poder caracterizar estas fibras, y aún más para caracterizar los dispositivos sensores basados en ellas.

Dentro de las aplicaciones de las MSFs se encuentran los sensores de diferentes cantidades físicas como temperatura, presión, tensión e índice de refracción. Estos sensores prometen competir con las tecnologías existentes, como son los sensores interferométricos, los sensores de resonancia de plasmones superficiales, los sensores basados en rejillas de Bragg o de periodo largo, los sensores de fibra óptica, entre otros.

Generalmente, los dispositivos descritos en la literatura combinan el uso de fibras monomodo o multimodo convencionales con MSF, para fabricar estos sensores. Al combinar estas dos tecnologías se obtiene mayor facilidad de desarrollo de sensores de diversas sustancias o compuestos como son gases, líquidos, y en especial sustancias biológicas.

A pesar de los avances importantes en los sensores basados en MSFs, aún es necesario mejorar su sensibilidad y su límite de detección para que puedan introducirse en la práctica. Es por ello, que surge el interés de realizar el presente trabajo de investigación, en el que se plantea explorar y profundizar el campo de conocimiento de las MSFs en aplicaciones potenciales en telecomunicaciones e instrumentación.

2.7 Referencias

- [1] P. S. J. Russell, "Photonic Crystal Fibers," *Applied Physics*, vol. 299, no. 5605, pp. 358-362, 2003.
- [2] F. Mitschke, *Fiber Optics. Physics and Technology*, USA: Springer, 2009.
- [3] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell and D. M. Atkin, "All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters*, vol. 21, no. 19, p. 1547-1549, 1996.
- [4] T. A. Birks, J. C. Knight and P. S. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Optics Letters*, vol. 22, no. 13, p. 961-963, 1997.
- [5] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. M. B. J. Arriaga, T. A. Birks and P. S. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibers," *Optics Letters*, vol. 25, no. 18, p. 1325-1327, 2000.
- [6] N. A. Issa, M. A. van Eijkelenborg, M. Fellow, F. Cox, G. Henry and M. C. J. Large, "Fabrication and study of microstructured optical fibers with elliptical holes," *Optics Letters*, vol. 29, no. 12, p. 1336-1338, 2004.
- [7] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion," *Optics Express*, vol. 11, no. 8, p. 843-852, 2003.
- [8] W. Reeves, J. C. Knight, P. S. J. Russell and P. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 10, no. 14, p. 609-613, 2002.
- [9] N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett and D. J. Richardson, "Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities," *Optics Letters*, vol. 24, no. 20, p. 1395-7, 1999.
- [10] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Optics Letters*, vol. 25, no. 1, pp. 25-27, 2000.
- [11] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. A. Birks, T. D. Hedley and P. S. J. Russell, "Very high numerical aperture fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, p. 843-845, 2004.
- [12] Vadim A. Markel, Thomas F. George, in *Optics of Nanostructures Materials*, New York, Wiley, 2001, pp. 39-71.

- [13] A. Bjarklev and J. Riishede, "Photonic Crystal Fibers – a Variety of Applications," *4th International Conference on Transparent Optical Networks*, vol. 2, no. 97, 2002.
- [14] J. Zhou, K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, C. Fukai, T. Matsui and I. Sankawa, "Progress on low loss photonic crystal fibers," *Optical Fiber Technology*, vol. 11, no. 2, p. 101–110, 2005.
- [15] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight and P. S. J. Russell, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Optics Express*, vol. 13, no. 1, p. 236–244, 2005.
- [16] M. A. Van Eijkelenborg, M. C. J. Large, A. Argyros, J. M. S. Zagari, N. A. Issa, I. Bassett, S. Fleming, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke and N. A. P. Nicorovici, "Microstructured polymer optical fibre," *Optics Express*, vol. 9, no. 7, p. 319–327, 2001.
- [17] G. Emiliyanov, J. J. B. O. Bang, P. E. Hoiby, L. H. Pedersen, E. M. Kjær and L. Lindvold, "Localized biosensing with Topas microstructured polymer optical fiber," *Optics Letters*, vol. 32, no. 5, p. 460–462, 2007.
- [18] A. Dupuis, N. Guo, Y. Gao, N. Godbout, S. Lacroix, C. Dubois and M. Skorobogatiy, "Porous double-core biodegradable polymer optical fiber," *Optics Letters*, vol. 32, p. 109, 2007.
- [19] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks and P. S. J. Russell, "Photonic bandgap guidance in optical fibers," *Science*, vol. 282, no. 5393, p. 1476 – 1478, 1998.
- [20] B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran, C. M. d. Sterke, P. A. Robinson, G. Renversez and D. Maystre, "Microstructured optical fibers: where's the edge?," *Optics Express*, vol. 10, no. 22, p. 1285–1290, 2002.
- [21] B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran and C. M. d. Sterke, "Modal cutoff in microstructured optical fibers," *Optics Letters*, vol. 27, no. 19, pp. 1684-1686, 2002.
- [22] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen and K. P. Hansen, "Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers," *Optics Letters*, vol. 28, no. 20, p. 1879–1881, 2003.
- [23] M. Koshiba and K. Saitoh, "Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers," *Optics Letters*, vol. 29, no. 15, pp. 1739-1741, 2004.
- [24] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight and T. A. Birks, "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air," *Science*, vol. 285 , no. 5433 , pp. 1537-1539, 1999.

- [25] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, New York: Princeton University Press, 2008.
- [26] G. J. Pearce, G. S. Wiederhecker, C. G. Poulton, S. Burger and P. S. J. Russell, "Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres," *Optics Express*, vol. 15, no. 20, pp. 12680-12685, 2007.
- [27] A. H. a. J. H. Song-Jin Im, "Guiding properties and dispersion control of kagome lattice hollow-core photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 17, no. 15, pp. 13050-13058, 2009.
- [28] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, 3rd ed., New York: Wiley-Interscience, 2002.
- [29] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba and N. A. Mortensen, "Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design," *OSA*, vol. 13, no. 26, pp. 10833-39, 2005.
- [30] M. D. N. a. N. A. Mortensen, "Photonic crystal fiber design based on the V-parameter," *Optics Express*, vol. 11, no. 21, pp. 2762-2768, 2003.
- [31] K. Saitoh and M. Koshiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 13, no. 1, pp. 267-274, 2005.
- [32] I. Hasan, A. Razzak and S. Habib, "Design and Characterization of Highly Birefringent Residual Dispersion Compensating Photonic Crystal Fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 23, pp. 4578-4584, 2014.
- [33] S. Haxha and H. Ademgil, "Novel design of photonic crystal fibres with low confinement losses, nearly zero ultra-flatted chromatic dispersion, negative chromatic dispersion and improved effective mode area," *Optics Communications*, vol. 281, no. 2, p. 278-286, 2008.
- [34] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, San Diego: Academic Press, 2001.
- [35] N. A. Mortensen, "Effective area of photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 10, no. 7, pp. 341-348, 2002.
- [36] C. Chaudhari, T. Suzuki and Y. Ohishi, "Highly nonlinear chalcogenide core nanofiber and photonic crystal fiber showing zero dispersion at 1.55 μm ," *Proc. of SPIE 7357*, vol. , pp. Photonic Crystal Fibers III, 735703 , 2009.
- [37] M. R. Hasan and M. S. A. a. M. I. Hasan, "Polarization maintaining highly nonlinear photonic crystal fiber with closely lying two zero dispersion wavelengths," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 5, p. 056107, 2016.

- [38] N. H. Vu, I.-K. Hwang and Y.-H. Lee, "Bending loss analyses of photonic crystal fibers based on the finite-difference time-domain method," *Optics Letters*, vol. 33, no. 2, pp. 119-121, 2008.
- [39] H. Ademgil, S. Haxha, T. Gorman and F. AbdelMalek, "Bending Effects on Highly Birefringent Photonic Crystal Fibers With Low Chromatic Dispersion and Low Confinement Losses," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 5, pp. 559-567, 2009.
- [40] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, M. Albertsen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev and D. Bonacinni, "Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers," *Optic Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1775-1779, 2004.
- [41] J.-i. Sakai and T. Kimura, "Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers," *Applied Optics*, vol. 17, no. 10, pp. 1499-1506, 1978.
- [42] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, P. M. W. Skovgaard and J. Broeng, "Numerical Aperture of Single-Mode Photonic Crystal Fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 8, pp. 1094 - 1096, 2002.
- [43] D. Ouyang, S. Ruan, C. Guo and H. Wei, "Low Loss Splicing Between Double-Clad Fiber and Photonic Crystal Fiber Using Graded Index Fiber Lens," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 14, p. 2524, 2014-2530.
- [44] R. Hasan and S. Hossain, "Design and Simulation of Ultra Flattened Dispersion Large Mode Area and Low Splice Loss Photonic Crystal Fiber," *Proceedings of International Conference on Electrical Information and Communication Technology*, pp. 378 - 382, 2015.
- [45] J. M. Estudillo-Ayala, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla and R. Rojas-Laguna, "Teoría del interferómetro de Sagnac de fibra de baja birrefringencia y torcida," *Revista Mexicana de Física*, vol. 47, no. 3, 2001.
- [46] D.-H. Kim and J. U. Kang, "Sagnac loop interferometer based on polarization maintaining photonic crystal fiber with reduced temperature sensitivity," *Optics Express*, vol. 12, no. 19, 2004.
- [47] G. Coviello, V. Finazzi, J. Villatoro and V. Pruneri, " Thermally stabilized PCF-based sensor for temperature measurements up to 1000°C," *Optic Express*, vol. 17, no. 24, 2009.
- [48] S.-S. Li, Z.-D. Huang, X.-S. Song, S.-Y. Zhang, Q. Zhong, F. Xu and Y.-Q. Lu, " Photonic crystal fibre based high temperature sensor with three-beam path interference," *Electronics Letters*, vol. 46, no. 20, p. NA, 2010.

- [49] W. J. Bock, J. Chen, T. Eftimov and W. Urbanczyk, "A Photonic Crystal Fiber Sensor for Pressure Measurements," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 55, no. 4, 2006.
- [50] L. M. Hu, C. C. Chan, X. Y. Dong, Y. P. Wang, P. Zu, W. C. Wong, W. W. Qian and T. Li, "Photonic Crystal Fiber Strain Sensor Based on Modified Mach–Zehnder Interferometer," *IEEE Photonics Journal*, vol. 4, no. 1, pp. 114-118, 2012.
- [51] M. Deng, T. Z. Chang-Ping Tang and Y.-J. Rao, "PCF-Based Fabry–Pérot Interferometric Sensor for Strain Measurement at High Temperatures," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 11, pp. 700-702, 2011.
- [52] A. A. Rifat, G. A. Mahdiraji, Y. M. Sua, R. Ahmed, Y. G. Shee and F. R. M. Adikan, "Highly sensitive multi-core flat fiber surface plasmon resonance refractive index sensor," *Optics Express*, vol. 24, no. 3, pp. 2485-2495, 2016.
- [53] M. Lu, W. Peng, Q. Liu, Y. Liu, L. Li, Y. Liang and J.-F. Masson, "Dual channel multilayer-coated surface plasmon resonance sensor for dual refractive index range measurements," *Optics Express*, vol. 25, no. 8, pp. 8563-8570, 2017.
- [54] C. Liu, L. Yang, X. Lu, Q. Liu, F. Wang, J. Lv, T. Sun, H. Mu and P. K. Chu, "Mid-infrared surface plasmon resonance sensor based on photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 25, no. 13, pp. 14227-14237, 2017.
- [55] Y. Gao, Z. Xin, Q. Gan, X. Cheng and F. J. Bartoli, "Plasmonic interferometers for label-free multiplexed sensing," *Optics Express*, vol. 21, no. 5, pp. 5859-5871, 2013.
- [56] R. Casquel, J. A. Soler, M. Holgado, A. López, A. Lavín, J. d. Vicente, F. Sanza, M. Laguna, M. Bañuls and R. Puchades, "Sub-micrometric reflectometry for localized label-free biosensing," *Optics Express*, vol. 23, no. 10, pp. 12544-12554, 2015.
- [57] D. Sun, T. Guo, Y. Ran, Y. Huang and B.-O. Guan, "Poly-L-lysine monolayer-modified microfiber Bragg grating biosensor for specific DNA detection," *Optical Sensors*, vol. SeM4C.5, 2014.
- [58] T. Sun, S. Kan, G. Marriott and C. J. Chang-Hansnain, "High Contrast Grating Resonator for Label-Free Biosensor," *CLEO: Science and Innovations*, vol. STu4K.6, 2015.
- [59] J. Xu, X. Zhang, L. Han, L. Fu, T. Guo and B.-O. Guan, "In-situ protein detection based on cut-off mode monitoring of a tilted fiber Bragg grating biosensor," *Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications*, vol. WT4A.30, 2015.

- [60] J. Zou, Z. Le and J.-J. He, "Temperature Self-Compensated Optical Waveguide Biosensor Based on Cascade of Ring Resonator and Arrayed Waveguide Grating Spectrometer," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, no. 21, pp. 4856-4863, 2016.
- [61] X. Fan, G. Wan and M. Tong, "Temperature and Strain Properties of Photonic Bandgap Fiber Sensors," in *Progress In Electromagnetic Research Symposium*, Shanghai, China, 2016.
- [62] K. Wang and G. Pickrell, "Long Period Gratings in Random Hole Optical Fibers for Refractive Index Sensing," *Sensors*, pp. 1558-1564, 2011.
- [63] D. J. J. Hu, J. L. Lim, Y. Wang and P. P. Shum, "Miniaturized photonic crystal fiber tip sensor for refractive index sensing," *Proceedings of IEEE Sensors*, pp. 1488-1490, 2011.
- [64] R. Bise, R. Windeler, K. Kranz, C. Kerbage, B. J. Eggleton y D. J. Trevor, "Tunable photonic band gap fiber," de *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf (OFC)*, Anaheim, CA, 2002.
- [65] B. T. Kuhlmeiy, B. J. Eggleton and D. K. C. Wu, "Fluid-Filled Solid-Core Photonic Bandgap Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 11, pp. 1617-1630, 2009.
- [66] N. M. Litchinitser and E. Poliakov, "Antiresonant guiding microstructured optical fibers for sensing applications," *Applied Physics B*, vol. 81, no. 2, p. 347–351, 2005.
- [67] D. K. Wu, B. T. Kuhlmeiy and B. J. Eggleton, "Ultrasensitive photonic crystal fiber refractive index sensor," *Optics Letters*, vol. 34, no. 3, pp. 322-324, 2009.
- [68] B. T. Kuhlmeiy, S. Coen and S. Mahmoodian, "Coated photonic bandgap fibres for low-index sensing applications: cutoff analysis," *Optics Express*, vol. 17, no. 18, pp. 16306-16321, 2009.
- [69] B. T. Kuhlmeiy, F. Luan, J. M. Lazaro, L. Fu, B. J. Eggleton, D. Yeom, S. Coen, A. Wang, J. C. Knight and C. M. B., "Applications of long period gratings in solid core photonic bandgap fibers," *AIP Conference Proceedings*, vol. 1055, no. 1, p. 61–64, 2008.
- [70] M. Haakestad, T. Alkeskjold, M. Nielsen, L. Scolari, J. Riishede, H. Engan and A. Bjarklev, "Electrically tunable photonic bandgap guidance in a liquid-crystal-filled photonic crystal fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* , vol. 17, no. 4, p. 819–821, 2005.
- [71] K. Nielsen, D. Noordegraaf, T. Sorensen, A. Bjarklev and T. Hansen, "Selective filling of photonic crystal fibres," *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*, vol. 7, no. 8, p. L13–L20, 2005.

- [72] Y. Huang, Y. Xu and A. Yariv, "Fabrication of functional microstructured optical fibers through a selective-filling technique," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 22, p. 5182–5184, 2004.
- [73] X. Zhang, R. Wang, F. M. Cox, B. T. Kuhlmeiy and M. C. J. Large, "Selective coating of holes in microstructured optical fiber and its application," *Optics Express*, vol. 14, no. 24, p. 16 270–16 278, 2007.
- [74] W. Yuan, G. E. Town and O. Bang, "Refractive Index Sensing in an All-Solid Twin-Core Photonic Bandgap Fiber," *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, no. 7, pp. 1192 - 1199, 2010.
- [75] D. K. C. Wu, K. J. Lee, V. Pureur and B. T. Kuhlmeiy, "Performance of refractive index sensors based on directional couplers in photonic crystal fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 22, p. 3500–3510, 2013.
- [76] G. Au, S. Li, X. Yan, X. Zhang, Z. Yuan and Y. Zhang, "High-sensitivity and tunable refractive index sensor based on dual-core photonic crystal fiber," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 33, no. 7, pp. 1330-1334 , 2016.
- [77] H. W. Lee, M. A. Schmidt, H. T. P. Uebel, N. Y. Joly and M. S. a. P. S. Russell, "Optofluidic refractive-index sensor in step-index fiber with parallel hollow micro-channel," *Optics Express*, vol. 19, no. 9, pp. 8200-8207, 2011.
- [78] P. Sanchez, C. R. Zamarreño, M. Hernaez, I. R. Matias and F. J. Arregui, "Optical fiber refractometers based on Lossy Mode Resonances by means of SnO₂ sputtered coatings," *Sensors Actuators, B: Chem.*, vol. 202, pp. 154-159, 2014.
- [79] I. D. Villar, A. B. Socorro, J. M. Corres, F. J. Arregui and I. R. Matias, "Refractometric sensors based on multimode interference in a thin-film coated singlemode-multimode-single-mode structure with reflection configuration," *Applied Optics*, vol. 53, no. 18, pp. 3913-3919, 2014.
- [80] P. Zubiate, C. R. Zamarreño, I. D. Villar, I. R. Matias and F. J. Arregui, "High sensitive refractometers based on lossy mode resonances (LMRs) supported by ITO coated D-shaped optical fibers," *Optics Express*, vol. 23, no. 6, pp. 8045-8050, 2015.
- [81] M. Komanec, T. N. T. Martan and S. Zvanovec, "Multimode fiber tapers for reproducible refractometric liquid detection," *Opt. Eng.*, vol. 54, no. 4, pp. 047102-1-047102-6, 2015.
- [82] K. J. Lee, X. Liu, N. Vuillemin, R. Lwin, S. G. Leon-Saval, A. Argyros and B. T. Kuhlmeiy, "Refractive index sensor based on a polymer fiber directional coupler for low index sensing," *Optics Express*, vol. 22, no. 14, pp. 17497-17507, 14 July 2014.

- [83] Y. Zhao, F. Xia and J. Li, "Sensitivity-Enhanced Photonic Crystal Fiber Refractive Index Sensor With Two Waist-Broadened Tapers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, no. 4, pp. 1373-1379, 2016.
- [84] Y. E. Monfared and S. A. Ponomarenko, "Slow light generation via stimulated Brillouin scattering in liquid-filled photonic crystal fibers," *Int. Journal for Light and Electron Optics*, vol. 127, no. 15, p. 5800–5805, 2016.
- [85] S. A. Pidenko, N. A. Burmistrova, P. S. Pidenko, A. A. Shuvalov, A. A. Chibrova, Y. S. Skibina and I. Y. Goryacheva, " Controlled chemical modification of the internal surface of photonic crystal fibers for application as biosensitive elements," *Optical Materials*, vol. 60, p. 283.289, 2016.
- [86] A. V. Markin, N. E. Markina and I. Y. Goryacheva, "Raman spectroscopy based analysis inside photonic-crystal fibers," *Trends in Analytical Chemistry*, vol. 88, pp. 185-197, 2017.
- [87] H. Liu, C. Tan, C. Zhu, Y. Wang, Y. Gao, H. Ma and D. Cheng, "Simultaneous measurement of temperature and magnetic field based on directional resonance coupling in photonic crystal fibers," *Optics Communications*, vol. 391, p. 111–115, 2017.
- [88] C. S. Kumar and R. Anbazhagan, "Investigation on chalcogenide and silica based photonic crystal fibers with circular and octagonal core," *Int. J. Electron. Commun.*, vol. 72, pp. 40-50, 2017.
- [89] D. A. May-Arrijoja and J. R. Guzman-Sepulveda, "Highly Sensitive Fiber Optic Refractive Index Sensor Using Multicore Coupled Structures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 13, pp. 2695-2701, 2017.
- [90] L. Rindorf and O. Bang, "Highly sensitive refractometer with a photonic-crystal-fiber long-period grating," *Optics Letters*, vol. 33, no. 6, pp. 563-565, 2008.
- [91] M. H. Frosz, A. Stefani and O. Bang, "Highly sensitive and simple method for refractive index sensing of liquids in microstructured optical fibers using four-wave mixing," *Optics Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10471-10484, 2011.
- [92] J. Tian, Z. Lu, M. Quan, Y. Jiao and Y. Yao, "Fast response Fabry–Perot interferometer microfluidic refractive index fiber sensor based on concave-core photonic crystal fiber," *Optics Express*, vol. 24, no. 18, pp. 20132-20142, 2016.

- [93] "Refractómetros Abbe para laboratorio - de Krüss," A.KRÜSS Optronic GmbH , 2017. [Online]. Available: http://www.kruess.com/documents/BR_Refraktometer_ES_1.7.pdf. [Accessed 15-06-2017].

CAPÍTULO 3

SENSOR DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN BASADO EN UN ACOPLADOR DIRECCIONAL: ANÁLISIS ELECTROMAGNÉTICO

3.1 Introducción

En este capítulo se reportan los resultados obtenidos del sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional de fibra óptica microestructurada. Este sensor está constituido por tres componentes principales: 1) un núcleo compuesto microestructurado, 2) un canal donde se deposita el analito, y 3) una guía de onda en forma de anillo de policarbonato (PC) alrededor del canal del analito. El índice de refracción del analito influye en el acoplamiento resonante entre el núcleo y el anillo de policarbonato, lo que modifica la intensidad de la radiación óptica en el núcleo en función del índice de refracción del analito a las longitudes de onda de resonancia de los modos electromagnéticos resultantes de la interacción mutua núcleo-anillo. En la sección 3.3 de este capítulo se analiza el efecto del radio del canal sobre los modos de propagación de dicha estructura, enfocado en el acoplamiento electromagnético entre el anillo de PC y el núcleo compuesto. En la sección 3.4 se analiza la respuesta del sensor respecto a la variación del índice de refracción del analito y el radio del canal. Los resultados demuestran un aumento del 40% en la sensibilidad, cuando el radio del canal aumenta de $2 \mu m$ a $16 \mu m$.

3.2 Acoplador direccional basado en MSF

Las fibras ópticas microestructuradas (MSF) tienen características de propagación no comunes comparadas con las fibras ópticas convencionales. Estas características resultan de

gran interés en diversas áreas, tales como las telecomunicaciones y la instrumentación [1], [2].

El acoplamiento resonante en las MSFs permite el sensado de diferentes cantidades físicas, así como el filtrado de señales ópticas. Además, es posible modificar la constante de propagación y el índice de refracción efectivo de la MSF en un amplio rango, lo que permite el control del acoplamiento modal debido a factores externos. Es por estas razones que las MSFs abren un nuevo panorama para el desarrollo de nuevos sensores basados en fibra óptica [3].

En este capítulo se analiza un sensor de índice de refracción de líquidos basado en un acoplador direccional en una fibra microestructurada, y cuya configuración principal fue propuesta por K. J. Lee *et al.* [4]. El sensor trabaja bajo el acoplamiento resonante entre la radiación óptica en el núcleo compuesto y la guía de onda en forma de anillo de PC, que forma el canal del analito, de un radio $r = 2 \mu m$, como se muestra en la Figura 3.1. Este canal puede ser llenado con un analito líquido. El índice de refracción efectivo de los modos electromagnéticos del anillo depende del índice de refracción del analito.

Si el índice de refracción efectivo del núcleo es igual al del anillo (*phase matching condition*), entonces la potencia se transfiere periódicamente entre el núcleo y el anillo [5], y se observan picos en el espectro de transmisión del núcleo a las longitudes de onda de resonancia λ_r . La variante del sensor descrito en [4] mostró una sensibilidad de $1.66 \times 10^3 \text{ nm}/RIU$ (unidades de índice de refracción) y un límite de detección de la solución de sacarosa en agua de $3 \mu g/mL$.

No obstante, el radio del canal de $2 \mu m$ es muy pequeño, por lo cual debe usarse un bombeo a alta presión para introducir el analito al canal, es una desventaja grande que impide el uso práctico de esta variante del sensor. Por esto, es de gran interés investigar si es posible incrementar el radio del canal y analizar el efecto que tendría el radio del canal sobre el acoplamiento resonante del sensor.

3.2.1 Diseño de la geometría del acoplador direccional basado en MSF

El diseño del acoplador considera la geometría y los materiales descritos en [4], los cuales se ilustran en la Figura 3.1, y se describen a continuación: 1) Un núcleo compuesto microestructurado (MS) con simetría hexagonal formado por 19 barras de Zeonex 480R, con diámetro $d = 345 \text{ nm}$ e índice de refracción $n_{zeonex} \approx 1.52^2$ [6], el periodo del enrejado o la separación entre las barras de Zeonex es de $\Lambda = 860 \text{ nm}$; 2) una guía de onda en forma de anillo de Policarbonato (PC) de espesor $t = 300 \text{ nm}$ e índice de refracción $n_{PC} \approx 1.57^2$ [6]; 3) el radio interno del anillo r , que será el radio del canal del analito; 4) el revestimiento de la fibra es de polimetilmetacrilato (PMMA) de índice de refracción $n_{PMMA} \approx 1.486^2$ [6]. La separación $h = 5 \text{ }\mu\text{m}$, describe la distancia entre el centro del núcleo compuesto y el borde inferior del anillo.

La diferencia del trabajo que aquí se presenta respecto a lo reportado en [4], es el incremento del tamaño del radio del canal del analito en un rango de $2 \text{ }\mu\text{m}$ a $16 \text{ }\mu\text{m}$.

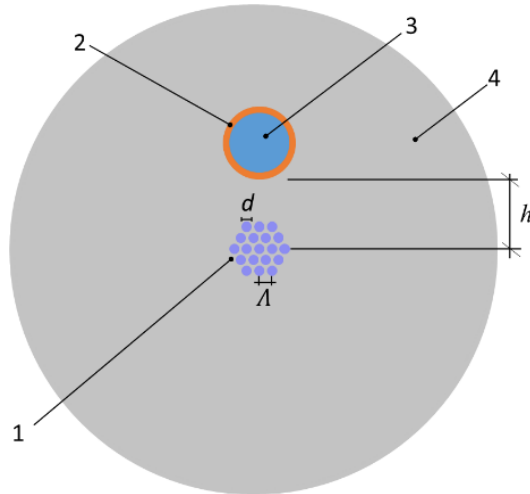


Figura 3.1 Esquema del sensor basado en un acoplador direccional en una fibra óptica microestructurada: 1-núcleo compuesto microestructurado, 2- guía de onda en forma anillo de espesor t , 3-canal del analito, 4- revestimiento de PMMA, diámetro de las barras de Zeonex d , periodo del enrejado Λ , y distancia entre el núcleo compuesto y el anillo h [4].

² A $\lambda = 720 \text{ nm}$ de acuerdo con [6].

3.2.2 Funcionamiento del acoplador direccional basado en MSF

La pequeña diferencia entre los índices de refracción de las barras de Zeonex y el revestimiento de PMMA permite que la fibra tenga un diámetro modal grande en el núcleo, mientras que la diferencia entre los índices de refracción del anillo de PC y el revestimiento, es mayor, por lo que ofrece una alta sensibilidad al analito que se encuentra en el interior del anillo [7].

La potencia óptica del núcleo se transfiere completamente al anillo de PC en múltiplos impares de la longitud de acoplamiento L_c cuando los modos de ambas estructuras están en fase. Este acoplamiento en fase ocurre cuando los índices de refracción efectivos del núcleo y del anillo son iguales a una determinada longitud de onda de resonancia λ_r . El índice de refracción efectivo del anillo depende del índice de refracción de analito n_a y de la longitud de onda de la radiación óptica inyectada en el núcleo de la fibra.

La longitud de onda de resonancia λ_r , se puede determinar al visualizar los picos en el espectro de transmisión de la radiación óptica del núcleo, y da una medida del índice de refracción del analito. La respuesta espectral y la sensibilidad del sensor reportado en [4], se muestran en la Figura 3.2 (a) y Figura 3.2 (b), respectivamente. En el espectro de transmisión se observa el desplazamiento de la longitud de onda de las dos resonancias más pronunciadas en función del índice de refracción del analito. La sensibilidad del primer pico de resonancia, (de izquierda a derecha) es de $S = 1.43 \times 10^3 \text{ nm}/RIU$; mientras que para el segundo es de $S = 1.66 \times 10^3 \text{ nm}/RIU$.

Sin embargo, la dificultad que radica en el diseño de sensores de índice de refracción basados en acopladores direccionales en MSF, es obtener las curvas de dispersión adecuadas para la correcta operación del sensor. La siguiente sección describe dos metodologías para obtener las curvas de dispersión teóricas del sensor.

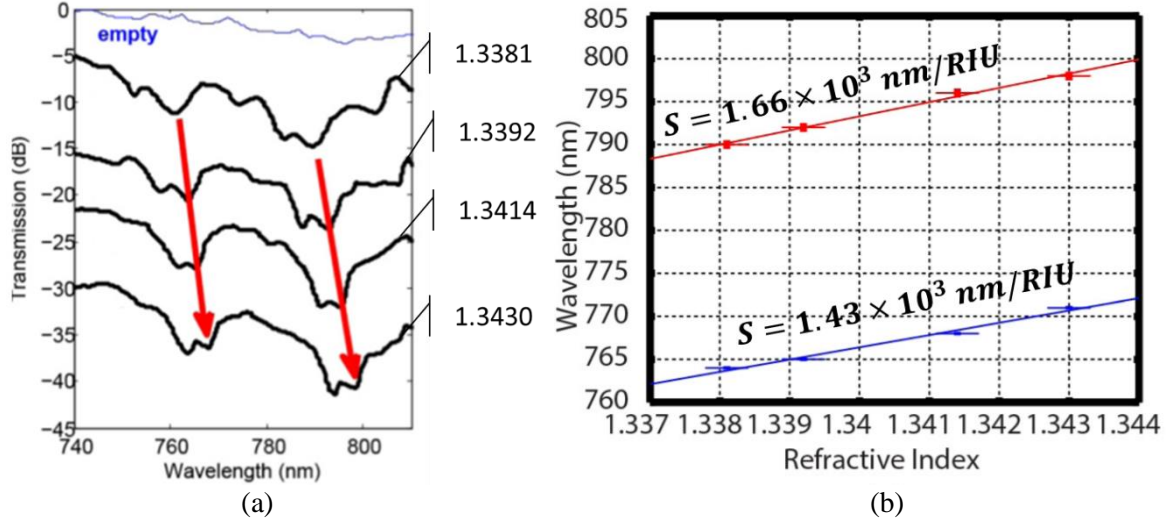


Figura 3.2 (a) Espectro de transmisión al medir varias concentraciones de sacarosa, con los índices de refracción indicados en cada curva. (b) Longitudes de onda en función del índice de refracción de los picos indicados con las flechas rojas en (a) [4].

3.2.3 Análisis electromagnético del acoplador direccional basado en MSF

Para el análisis electromagnético del acoplador direccional basado en MSF, se consideró primeramente la metodología descrita en [4], y se calcularon los índices de refracción efectivo tanto para el modo fundamental de propagación del núcleo, como para los modos de propagación del anillo de PC con analito ($n_a = 1.3334$). Además, se obtuvieron tanto las curvas de dispersión del anillo de PC con analito y del núcleo compuesto, como las frecuencias de resonancia en donde se cumple la condición de acoplamiento de fase entre ambas guías de onda. Por último, se obtuvieron los patrones de los modos de propagación del anillo y del núcleo compuesto. La Figura 3.3 muestra una vista aumentada de estas dos estructuras. Cabe mencionar que el trabajo citado realizó el análisis numérico del acoplamiento considerando ambas estructuras por separado, como se ilustra en la Figura 3.4 (a).

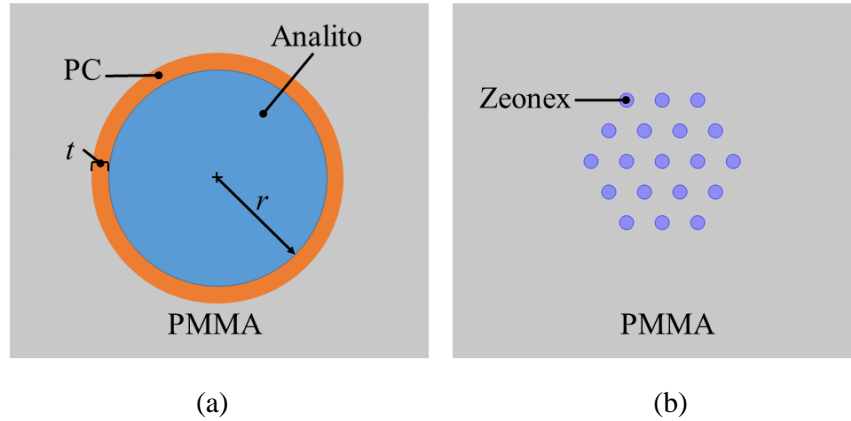


Figura 3.3 (a) Esquema de la guía de onda en forma de anillo y (b) el núcleo compuesto microestructurado.

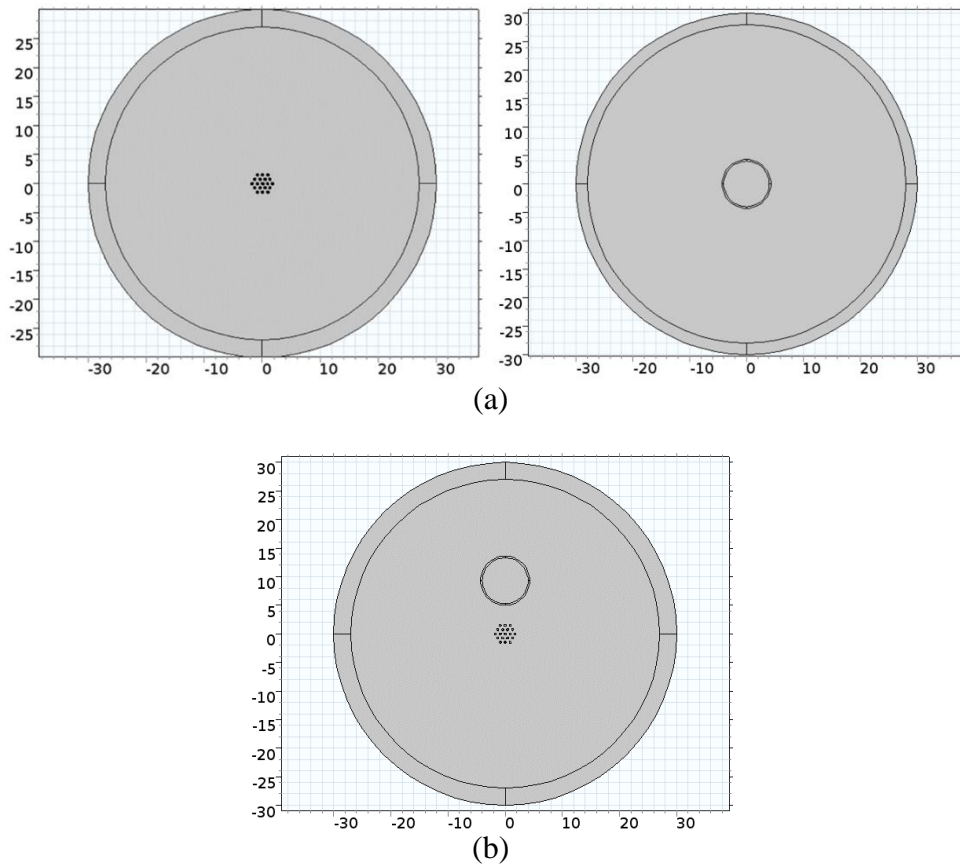


Figura 3.4 (a) Modelo de las estructuras separadas, y (b) Modelo de la estructura junta.

De manera alternativa, se obtuvieron los patrones modales del núcleo compuesto y del anillo de PC con analito cuando ambos forman una estructura junta, como se muestra en la Figura 3.4 (b). Ambos análisis se realizaron en un intervalo de longitudes de onda de 720 nm a 900 nm , y a diferencia de [4], que emplearon un método multipolar para el análisis

electromagnético del acoplador, el presente trabajo emplea el método de elementos finitos usando el programa COMSOL Multiphysics. En la sección siguiente se muestran los resultados calculados para los radios del canal de $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu m$.

3.3 Resultados del efecto del aumento del radio del canal del analito

En esta sección se reporta el efecto que tiene el radio del canal del analito sobre el funcionamiento del sensor. La Tabla 3.1 muestra un resumen de las longitudes de onda de resonancia de la interacción mutua entre los modos del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) con analito, para distinto radio del canal $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu m$. La longitud de onda de resonancia es la longitud de onda a la que se cumple la condición de acoplamiento de fase, en la que el índice de refracción efectivo del modo fundamental del núcleo ($n_{eff-HE_{11-x,y}}$) y el índice de refracción efectivo de los modos de propagación del anillo de PC ($n_{eff-TE,HE}$) son iguales. Los resultados de la tabla muestran un corrimiento del espectro hacia longitudes de onda más largas como resultado del aumento del tamaño del canal.

Tabla 3.1 Longitud de onda de resonancia λ_r de la interacción mutua entre los modos del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) con los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para distinto radio del canal $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu m$.

Radio [μm]	Longitud de onda de resonancia, λ_r [nm]					
	$HE_{11-x}-TE_{01}$	$HE_{11-y}-HE_{11}$	$HE_{11-y}-HE_{21}$	$HE_{11-x,y}-HE_{31}$	$HE_{11-x,y}-HE_{41}$	$HE_{11-x,y}-HE_{51}$
2	860	860	810	740	-	-
4	880	874	848	812	772	-
8	890	883	875	859	838	818
16	890	890	885	879	875	865

3.3.1 Radio del canal del analito $r = 2 \mu m$

La Figura 3.5 muestra las curvas de dispersión para los 4 modos de propagación del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}), y el modo fundamental del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$). Se observa que la longitud de onda de resonancia de los modos obtenidos por la interacción

mutua entre los modos núcleo-anillo, $HE_{11-x}-TE_{01}$ y $HE_{11-y}-HE_{11}$, es la misma. Mientras que las longitudes de onda de resonancia de los modos núcleo-anillo, para los modos de alto orden del anillo, $HE_{11-x,y}-HE_{21}$ y $HE_{11-x,y}-HE_{31}$, están separadas por 50 nm y 120 nm , respectivamente, de la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$. Es por ello que, en el espectro de transmisión no existirá traslape entre los picos de transmisión (caída de potencia de transmisión a través del núcleo) del modo fundamental núcleo-anillo ($HE_{11-x}-TE_{01}$) y los modos de alto orden núcleo-anillo ($HE_{11-x,y}-HE_{21}$, $HE_{11-x,y}-HE_{31}$).

La Tabla 3.2 muestra las longitudes de onda de resonancia λ_r y los índices de refracción efectivo n_{eff} de la combinación de modos debido a la interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}).

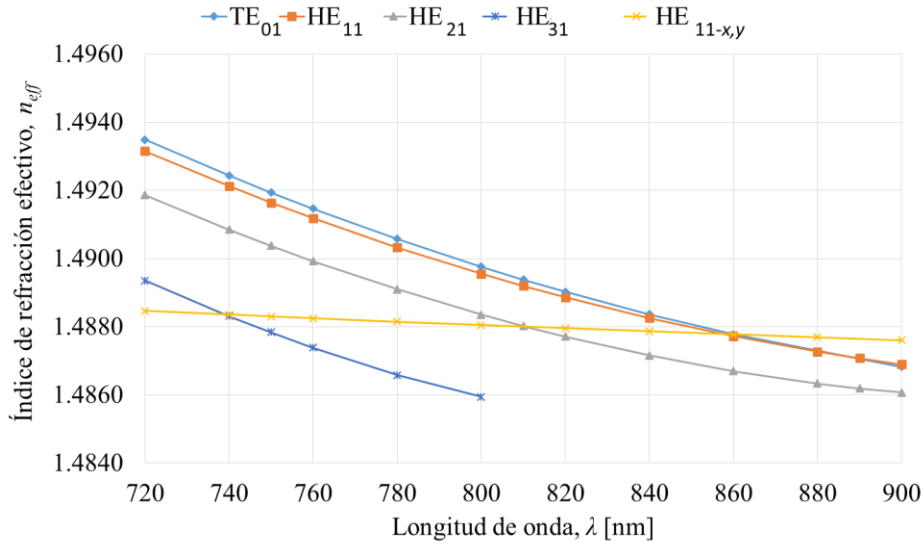


Figura 3.5 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) para $r = 2\ \mu\text{m}$.

Tabla 3.2 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) para $r = 2\ \mu\text{m}$.

	Modos de interacción mutua núcleo-anillo			
	$HE_{11-x}-TE_{01}$	$HE_{11-y}-HE_{11}$	$HE_{11-x,y}-HE_{21}$	$HE_{11-x,y}-HE_{31}$
λ_r [nm]	860	860	810	740
n_{eff}	1.4877	1.4878	1.4880	1.4883

- **Modos TE_{01} y HE_{11}**

La Figura 3.6 ilustra los modos de propagación TE_{01} y HE_{11} del anillo de PC, y HE_{11-x} del núcleo MS a la longitud de onda de resonancia $\lambda_r = 860 \text{ nm}$, considerando el núcleo y el anillo de PC como estructuras separadas.

El núcleo MS tiene dos modos de propagación con polarizaciones ortogonales, HE_{11-x} y HE_{11-y} , que poseen el mismo índice de refracción efectivo. Sin embargo, para los fines prácticos de este capítulo es suficiente mostrar y manejar una de estas polarizaciones. Por ello, de aquí en adelante sólo se mostrará el modo con polarización horizontal.

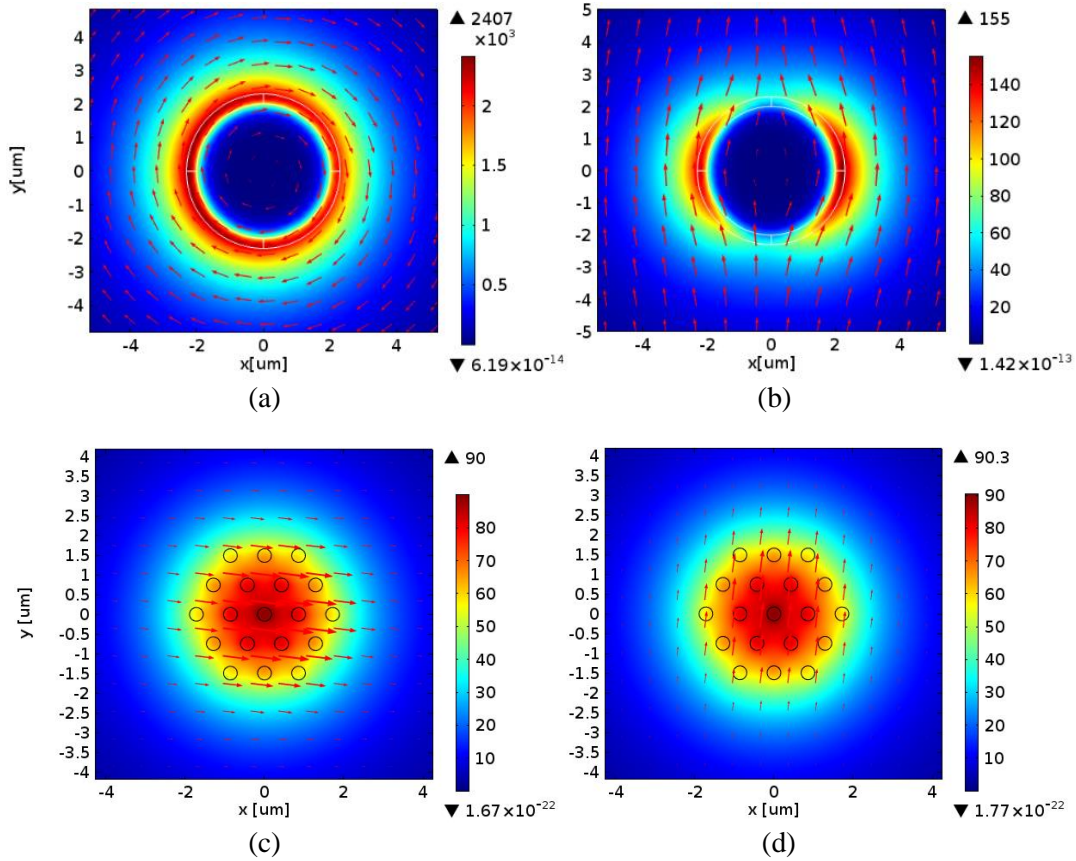


Figura 3.6 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE_{01} y (b) modo HE_{11} del anillo de PC; (c) modo del núcleo HE_{11-x} , y (d) modo del núcleo HE_{11-y} , para $r = 2 \text{ }\mu\text{m}$ y $\lambda_r = 860 \text{ nm}$.

La Figura 3.7 muestra las interacciones mutuas entre el modo del núcleo HE_{11-x} y el modo del anillo TE_{01} ; y entre los modos HE_{11-y} y HE_{11} , cuando el sensor es modelado como una estructura junta. Ambos modos tienen el mismo índice de refracción efectivo de $n_{eff} =$

1.4877. La interacción mutua núcleo-anillo HE_{11-x} - TE_{01} se distingue una simetría de las líneas del campo eléctrico respecto al plano entre ambas guías; en la interacción mutua núcleo-anillo HE_{11-y} - HE_{11} es posible observar la antisimetría con polarización vertical, respecto al plano intermedio entre las guías.

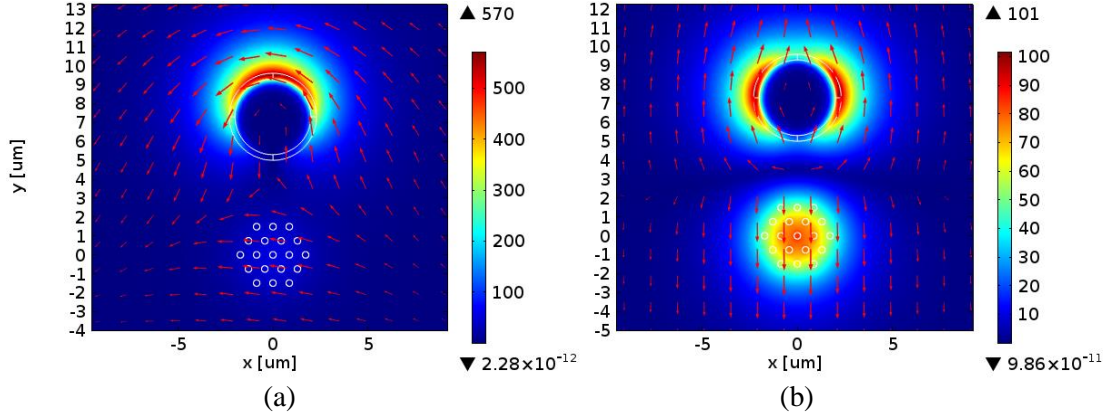


Figura 3.7 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y TE_{01} ; y (b) HE_{11-y} y HE_{11} para $r = 2 \mu m$ y $\lambda_r = 860 nm$.

- **Modo HE_{21}**

La Figura 3.8 ilustra los modos de propagación HE_{21} del anillo y HE_{11-x} del núcleo, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 810 nm$. Este análisis se realizó considerando a las estructuras por separado.

Si se considera el modelado de una estructura junta (ver la Figura 3.9) se observa la interacción mutua entre los modos $HE_{11-x,y}$ con el modo HE_{21} . En ambos casos esta interacción es simétrica respecto al plano que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4880$.

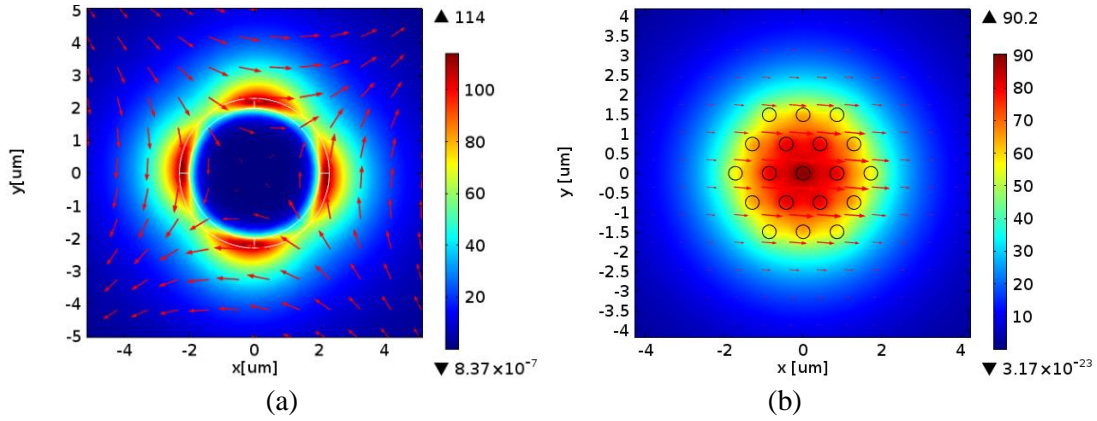


Figura 3.8 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 810 \text{ nm}$.

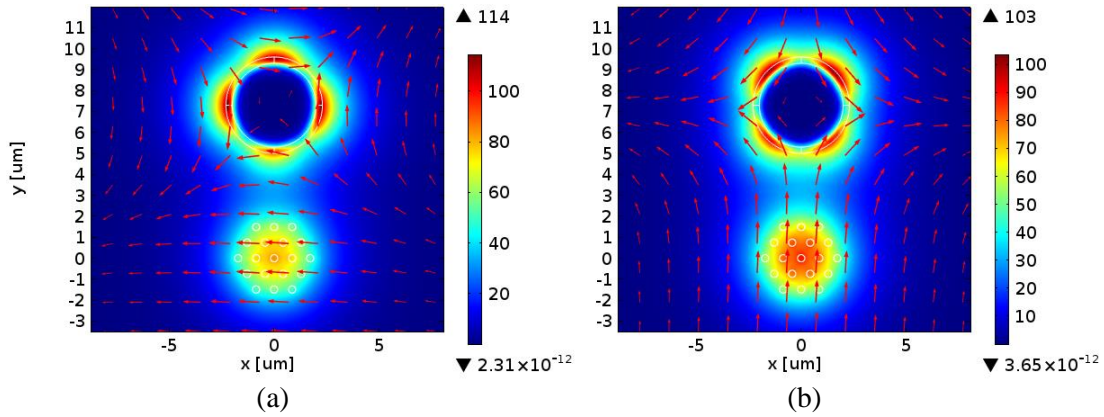


Figura 3.9 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{21} , y (b) HE_{11-y} y HE_{21} , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 810 \text{ nm}$.

- **Modo HE_{31}**

La Figura 3.10 ilustra los modos de propagación HE_{31} y HE_{11-x} , correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 740 \text{ nm}$, considerando a éstas como estructuras separadas.

Considerando el modelado de una estructura junta, la Figura 3.11 muestra la interacción mutua entre los modos $HE_{11-x,y}$ con el modo HE_{31} del anillo. En ambos casos la interacción es antisimétrica respecto a la región intermedia de las guías. El índice de refracción efectivo de ambos modos es $n_{eff} = 1.4883$.

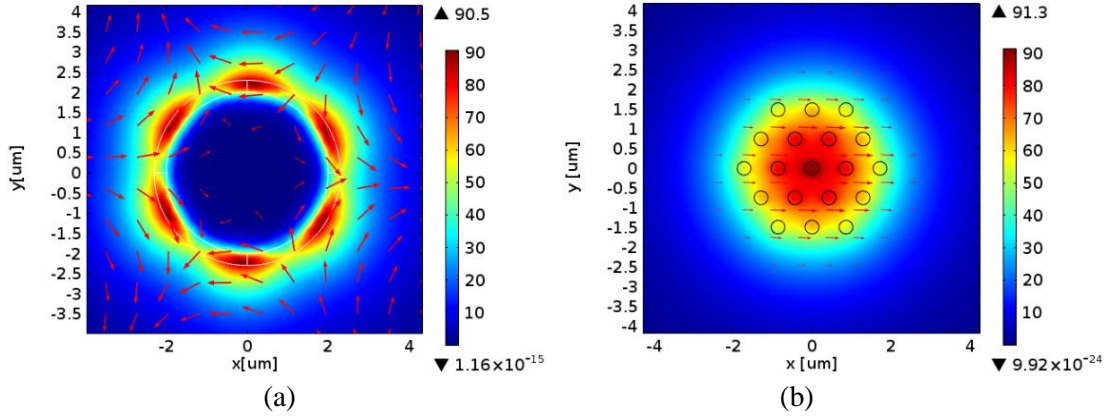


Figura 3.10 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 740 \text{ nm}$.

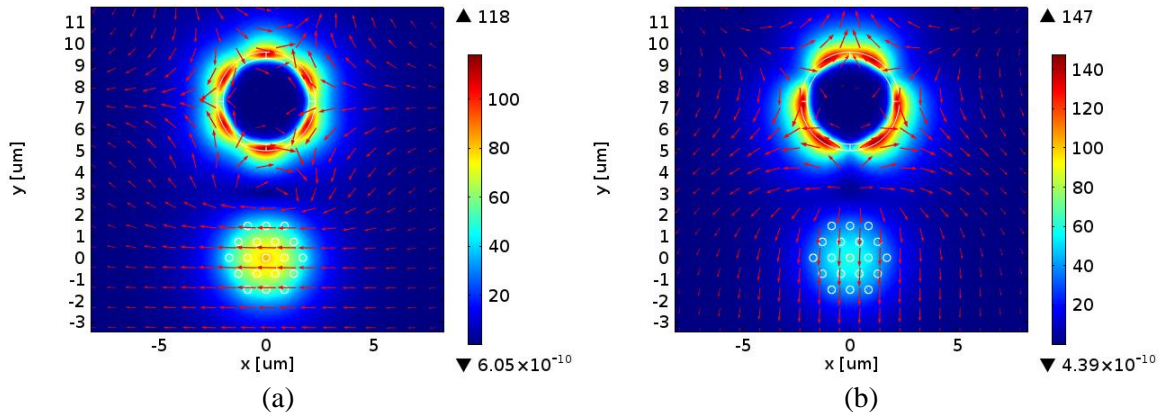


Figura 3.11 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{31} , y (b) HE_{11-y} y HE_{31} , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 740 \text{ nm}$.

3.3.2 Radio del canal del analito $r = 4 \mu\text{m}$

La Figura 3.12 muestra las curvas de dispersión para los 5 modos de propagación del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}), y el modo fundamental del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$). Se observa que existe una separación de 6 nm entre las longitudes de onda de resonancia de los modos obtenidos por la interacción mutua núcleo-anillo, HE_{11-x} - TE_{01} , y HE_{11-y} - HE_{11} . Mientras que las longitudes de onda de resonancia de los modos núcleo-anillo, para los modos de alto orden del anillo, HE_{11-y} - HE_{21} , $HE_{11-x,y}$ - HE_{31} y $HE_{11-x,y}$ - HE_{41} , están separadas por 32 , 68 y 108 nm , respectivamente, de la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo HE_{11-x} - TE_{01} .

Aunque las longitudes de onda de resonancia de los modos de alto orden núcleo-anillo ($HE_{11-y}-HE_{21}$, $HE_{11-x,y}-HE_{31}$ y $HE_{11-x,y}-HE_{41}$) se encuentran más próximas a la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo ($HE_{11-x}-TE_{01}$), no habrá traslape entre los picos de resonancia en el espectro de transmisión.

La Tabla 3.3 muestra las longitudes de onda de resonancia λ_r y los índices de refracción efectivo n_{eff} de la combinación de modos debido a la interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}).

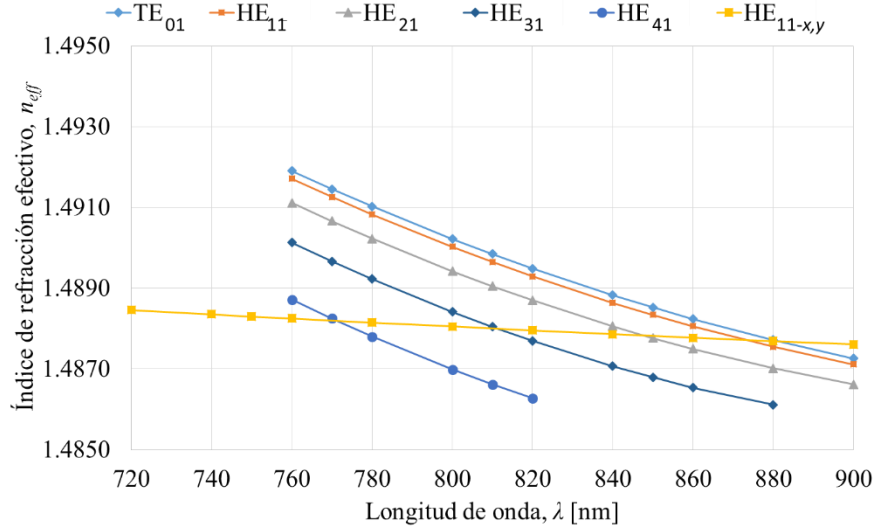


Figura 3.12 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}) para $r = 4 \mu m$.

Tabla 3.3 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41}) para $r = 4 \mu m$.

	Modos de interacción mutua núcleo-anillo				
	$HE_{11-x}-TE_{01}$	$HE_{11-y}-HE_{11}$	$HE_{11-x,y}-HE_{21}$	$HE_{11-x,y}-HE_{31}$	$HE_{11-x,y}-HE_{41}$
λ_r [nm]	880	874	848	812	772
n_{eff}	1.4877	1.4877	1.4878	1.4881	1.4882

- **Modo TE₀₁**

La Figura 3.13 ilustra los modos de propagación TE₀₁ y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 880 \text{ nm}$, correspondientes a los resultados del modelado con estructuras separadas.

En el análisis de la estructura junta, la Figura 3.14 muestra la interacción mutua entre los modos TE₀₁ y HE_{11-x}. Esta interacción resulta ser simétrica respecto al plano intermedio entre ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4877$.

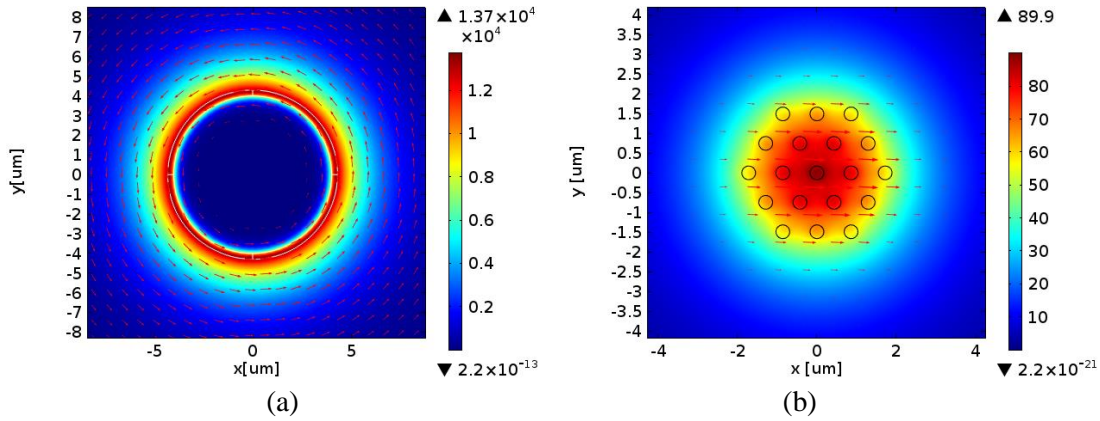


Figura 3.13 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE₀₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 880 \text{ nm}$.

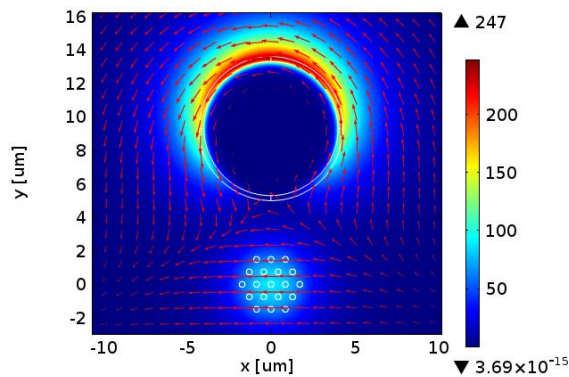


Figura 3.14 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y TE₀₁, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 880 \text{ nm}$.

- **Modo HE₁₁**

La Figura 3.15 ilustra los modos de propagación HE₁₁ y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 874 \text{ nm}$, considerando el modelado de estructuras separadas.

El modelo de la estructura junta la Figura 3.16 muestra la interacción mutua entre los modos HE₁₁ y HE_{11-x}. Esta interacción es antisimétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4877$.

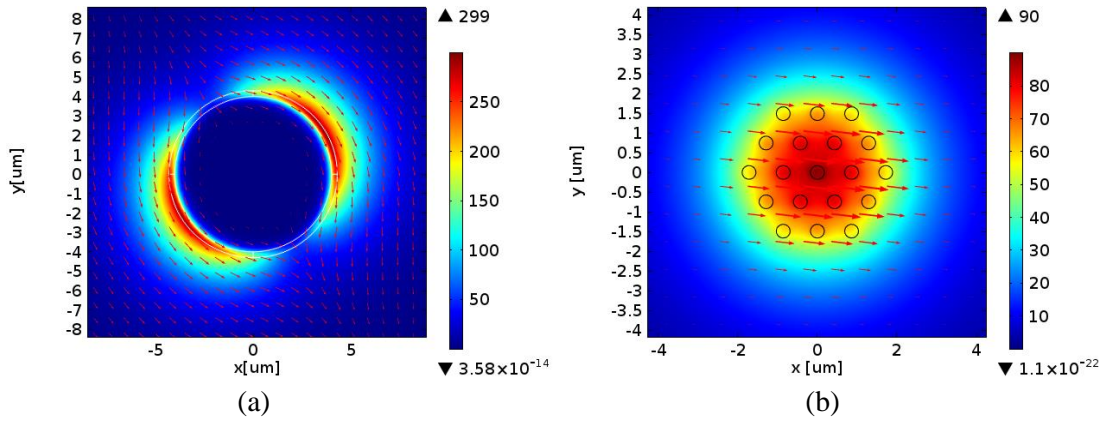


Figura 3.15 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE₁₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 874 \text{ nm}$.

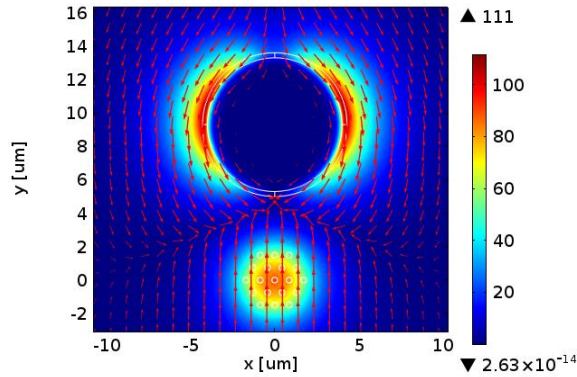


Figura 3.16 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₁₁, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 874 \text{ nm}$.

- **Modo HE₂₁**

La Figura 3.17 expone los modos de propagación HE₂₁ y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 848 \text{ nm}$, considerando el núcleo MS y el anillo de PC como estructuras separadas.

En el modelado de la estructura junta, la Figura 3.18 muestra la interacción mutua entre los modos HE₂₁ y HE_{11-y}. Esta interacción es antisimétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4878$.

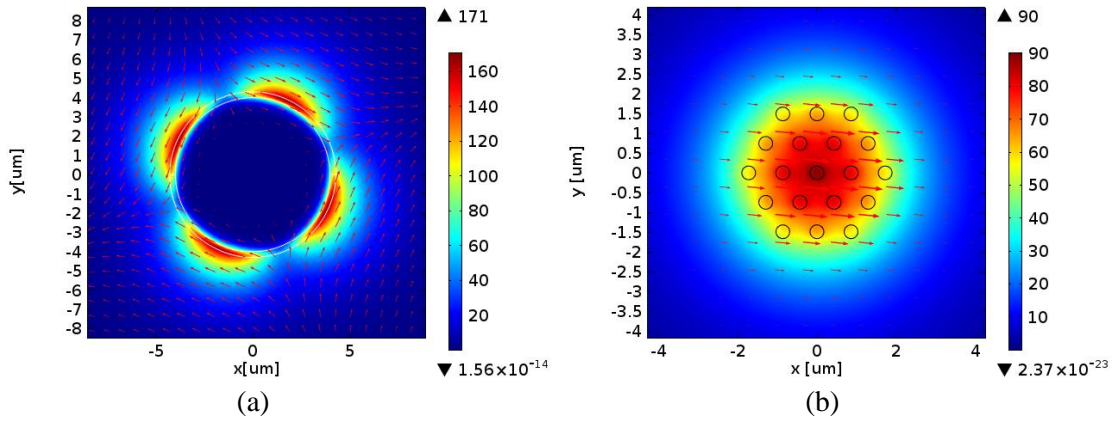


Figura 3.17 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE₂₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 848 \text{ nm}$.

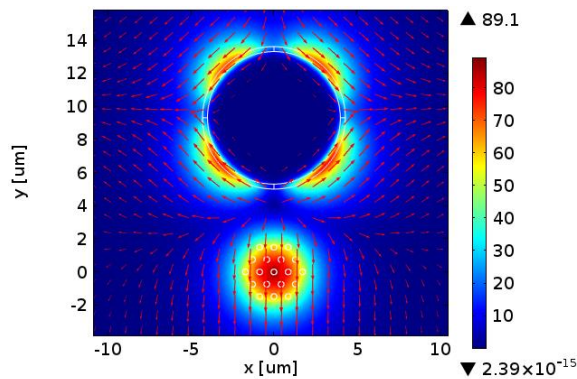


Figura 3.18 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₂₁, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 848 \text{ nm}$.

- **Modo HE₃₁**

La Figura 3.19 exhibe los modos de propagación HE₃₁ y HE_{11-x}, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 812 \text{ nm}$, obtenidos mediante el método de estructuras separadas.

Considerando el modelo completo del acoplador, se observa que en la Figura 3.20 existe una interacción mutua entre los modos HE₃₁ y HE_{11-x,y}. En ambos casos esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. Estos resultados indican que el modo HE₃₁ del anillo puede excitarse con las dos polarizaciones ortogonales del núcleo. El índice de refracción efectivo de ambos modos acoplados es $n_{eff} = 1.4881$.

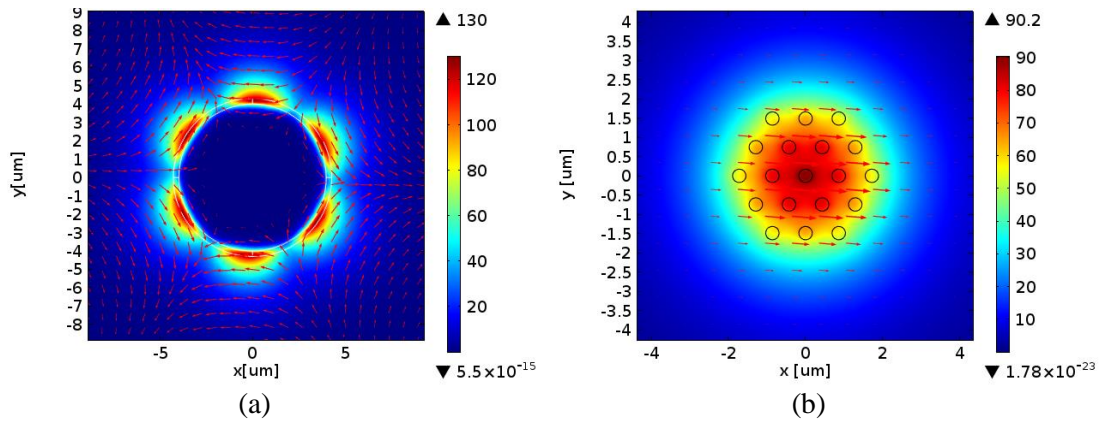


Figura 3.19 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE₃₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 812 \text{ nm}$.

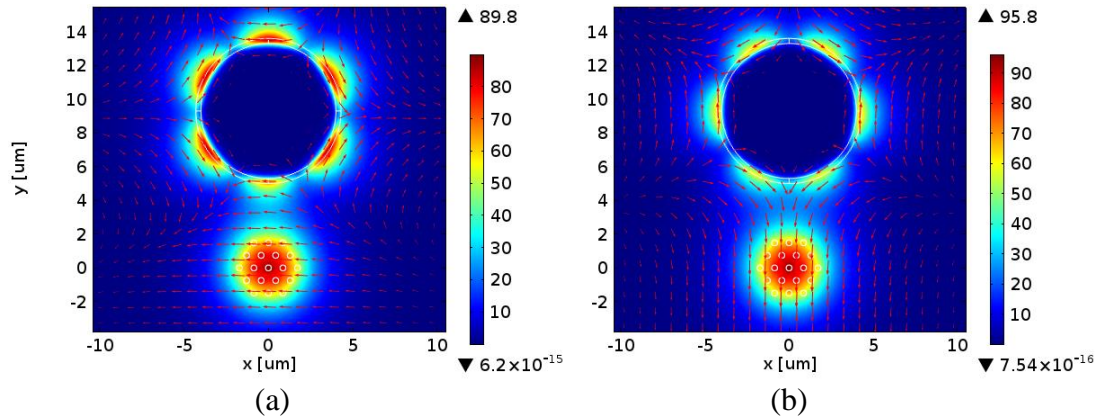


Figura 3.20 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE₃₁, y (b) HE_{11-y} y HE₃₁, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 812 \text{ nm}$.

- **Modo HE₄₁**

La Figura 3.21 muestra los modos de propagación HE₄₁ y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 772 \text{ nm}$, correspondientes al modelado de estructuras separadas.

Considerando el modelo de la estructura junta, la Figura 3.22 muestra la interacción mutua entre los modos HE₄₁ y HE_{11-x,y}. En ambos casos la interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. Estos resultados indican que el modo HE₄₁ del anillo puede excitarse con las dos polarizaciones ortogonales del núcleo. El índice de refracción efectivo de ambos modos es $n_{eff} = 1.4882$.

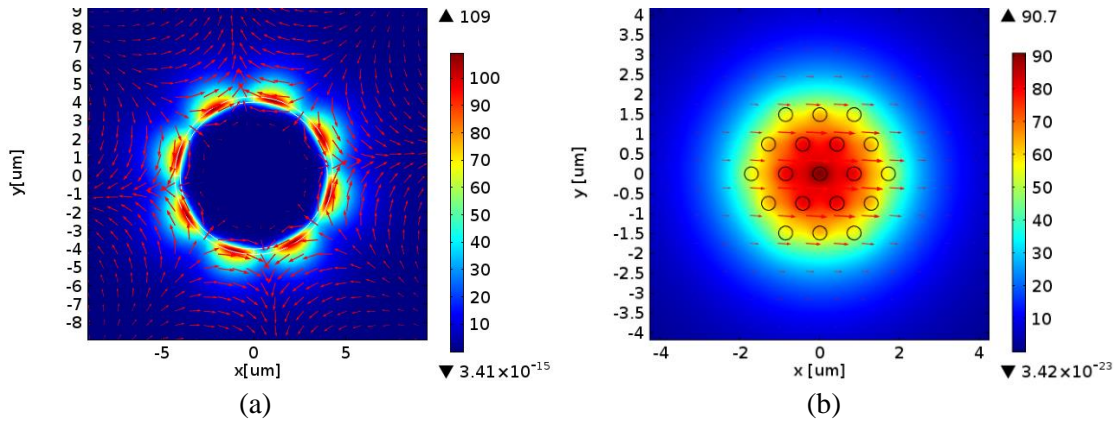


Figura 3.21 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE₄₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 772 \text{ nm}$.

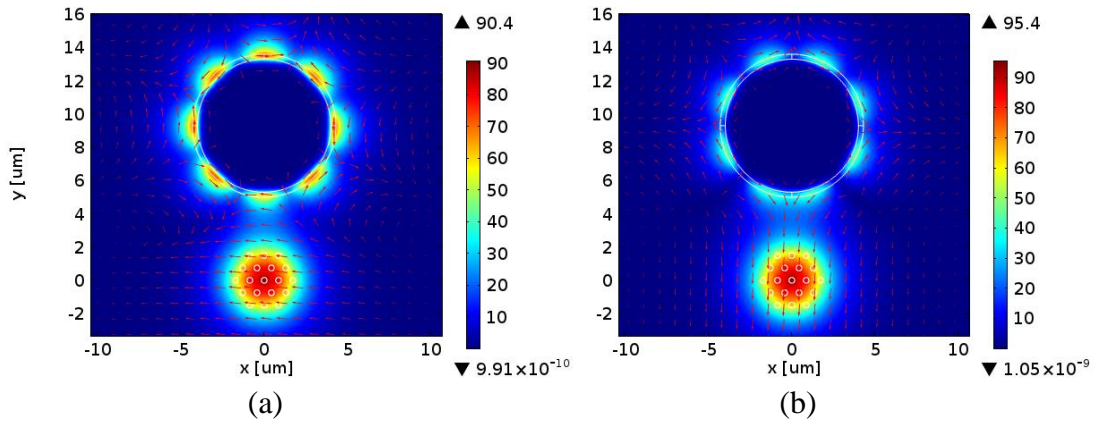


Figura 3.22 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE₄₁, y (b) HE_{11-y} y HE₄₁, para $r = 4 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 772 \text{ nm}$.

3.3.3 Radio del canal del analito $r = 8 \mu m$

La Figura 3.23 muestra las curvas de dispersión para los 6 modos de propagación del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) y el modo fundamental del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$). Se observa que existe una separación de 7 nm entre las longitudes de onda de resonancia de los modos obtenidos por la interacción mutua núcleo-anillo, $HE_{11-x}-TE_{01}$, y $HE_{11-y}-HE_{11}$. Mientras que las longitudes de onda de resonancia de los modos núcleo-anillo, para los modos de alto orden del anillo, $HE_{11-y}-HE_{21}$, $HE_{11-x,y}-HE_{31}$, $HE_{11-x,y}-HE_{41}$ y $HE_{11-y}-HE_{51}$, están separadas por 17 , 31 , 52 , y 72 nm , respectivamente, de la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$.

Se observa que, conforme aumenta el radio del canal, las longitudes de onda de resonancia λ_r de los modos de alto orden núcleo-anillo se aproximan a la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo. Con el radio de $8 \mu m$ aún es posible distinguir los picos de transmisión entre los modos de alto orden núcleo-anillo ($HE_{11-y}-HE_{11}$, $HE_{11-y}-HE_{21}$, $HE_{11-x,y}-HE_{31}$, $HE_{11-x,y}-HE_{41}$, $HE_{11-y}-HE_{51}$) de la resonancia del modo fundamental núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$.

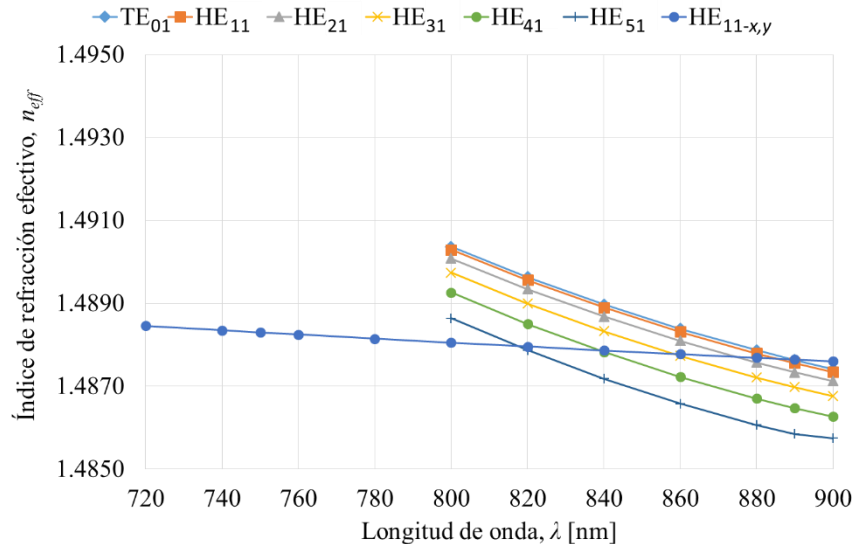


Figura 3.23 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 8 \mu m$.

La Tabla 3.4 muestra las longitudes de onda de resonancia λ_r y los índices de refracción efectivo n_{eff} de la combinación de modos debido a la interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}).

Tabla 3.4 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 8 \mu m$.

	Modos de interacción mutua núcleo-anillo					
	$HE_{11-x}-TE_{01}$	$HE_{11-y}-HE_{11}$	$HE_{11-y}-HE_{21}$	$HE_{11-x,y}-HE_{31}$	$HE_{11-x,y}-HE_{41}$	$HE_{11-y}-HE_{51}$
λ_r [nm]	890	883	875	859	838	818
n_{eff}	1.4876	1.4877	1.4877	1.4878	1.4879	1.4879

- **Modo TE_{01}**

La Figura 3.24 expone los modos de propagación TE_{01} y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 890 \text{ nm}$, considerando el núcleo MS y el anillo de PC como estructuras separadas.

Al emplear el modelo completo del acoplador, se observa la interacción mutua entre los modos núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$ (ver la Figura 3.25). Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4876$.

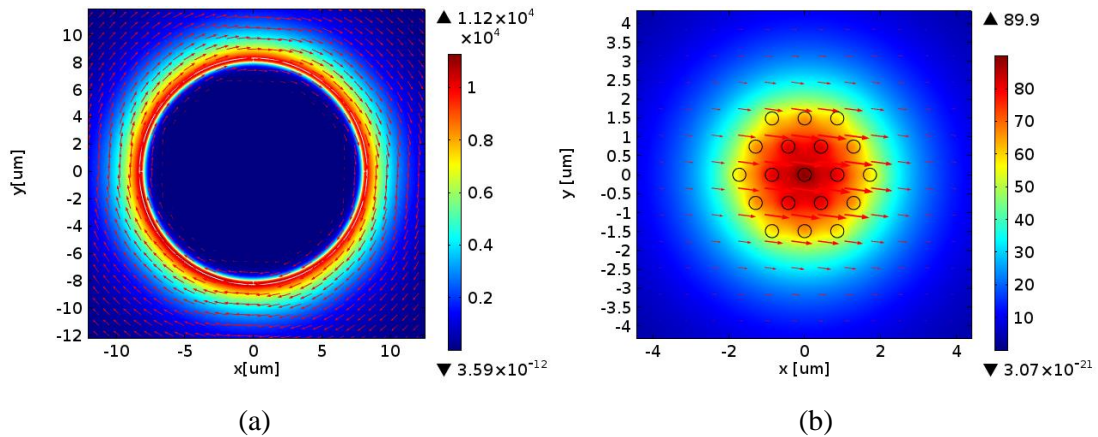


Figura 3.24 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo TE_{01} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu m$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.

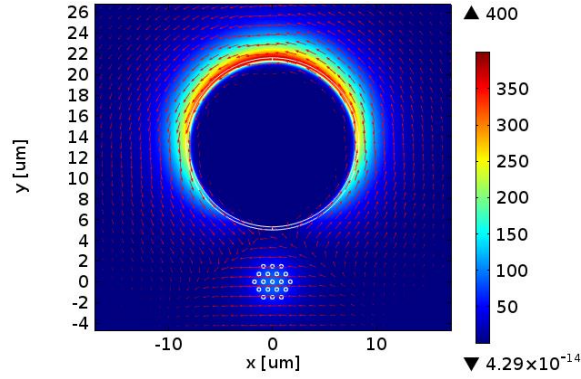


Figura 3.25 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y TE_{01} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.

- **Modo HE_{11}**

La Figura 3.26 ilustra los modos de propagación HE_{11} y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 883 \text{ nm}$, considerando el núcleo MS y el anillo de PC como estructuras separadas.

Por otra parte, cuando se realiza el modelado de la estructura junta, la Figura 3.27 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{11} y HE_{11-y} . Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4877$.

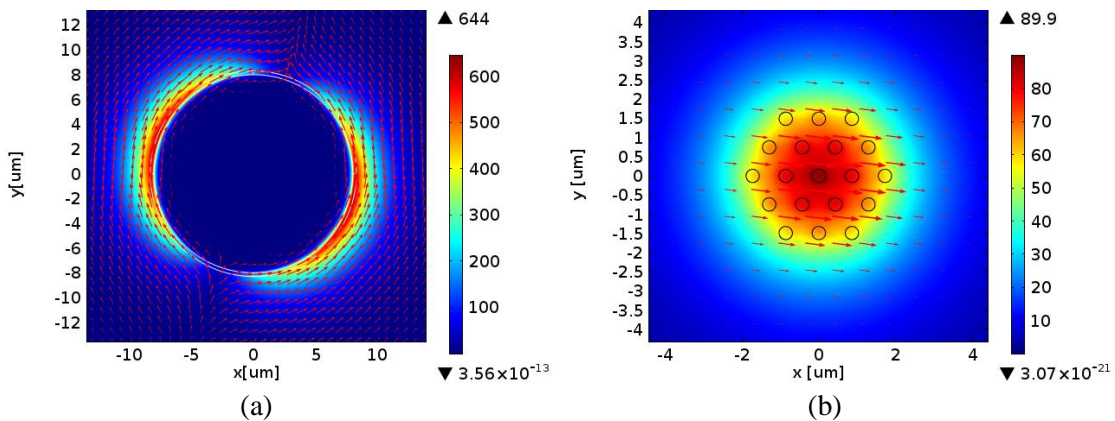


Figura 3.26 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{11} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 883 \text{ nm}$.

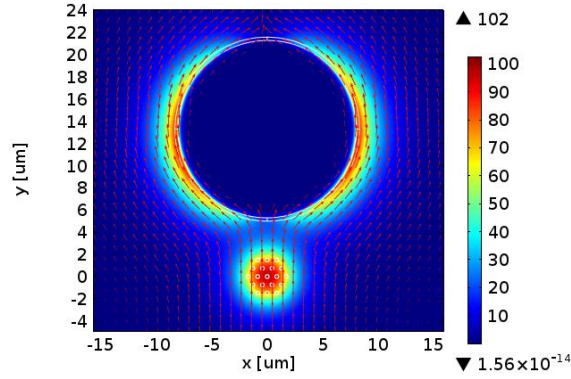


Figura 3.27 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{11x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 883 \text{ nm}$.

- **Modo HE_{21}**

La Figura 3.28 ilustra los modos de propagación HE_{21} y HE_{11-x} a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 875 \text{ nm}$, considerando el núcleo MS y el anillo de PC como estructuras separadas.

Si se considera el modelado de la estructura junta (ver la Figura 3.29) se observa la interacción mutua núcleo-anillo HE_{21} - HE_{11-y} . Esta interacción es antisimétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4877$.

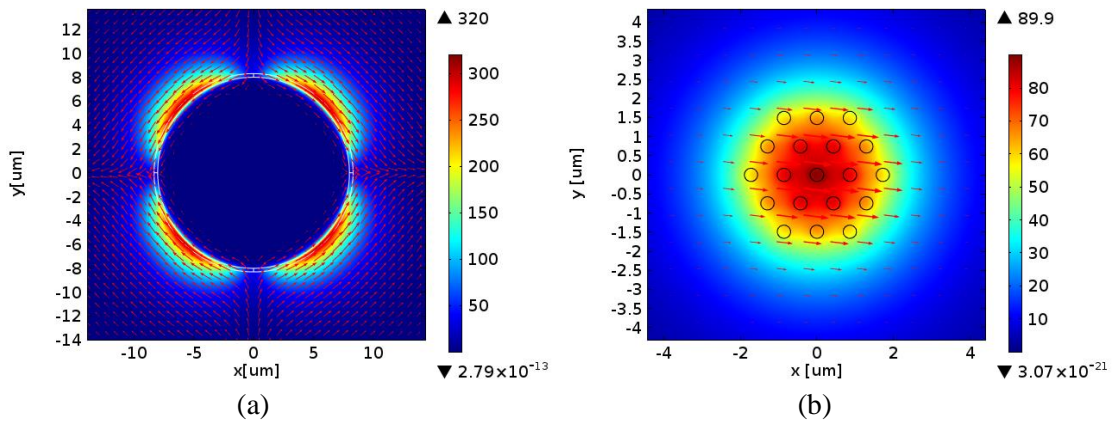


Figura 3.28 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{21} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.

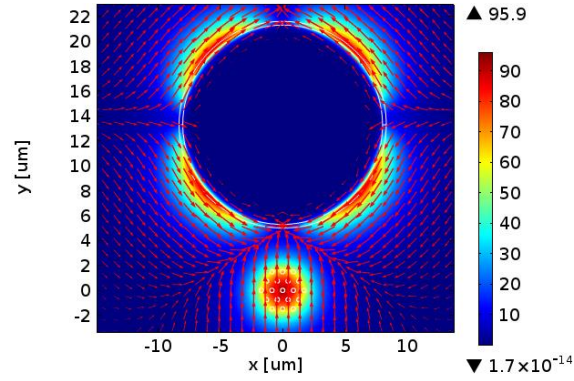


Figura 3.29 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{21} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.

- **Modo HE_{31}**

La Figura 3.30 exhibe los modos de propagación HE_{31} y HE_{11-x} , correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 859 \text{ nm}$, considerando a éstas como estructuras separadas.

Considerando el modelado de la estructura junta, la Figura 3.31 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{31} y $HE_{11-x,y}$. Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. Los resultados indican que este modo puede excitarse con las dos polarizaciones ortogonales del núcleo. Ambos modos tienen un índice de refracción efectivo de $n_{eff} = 1.4878$.

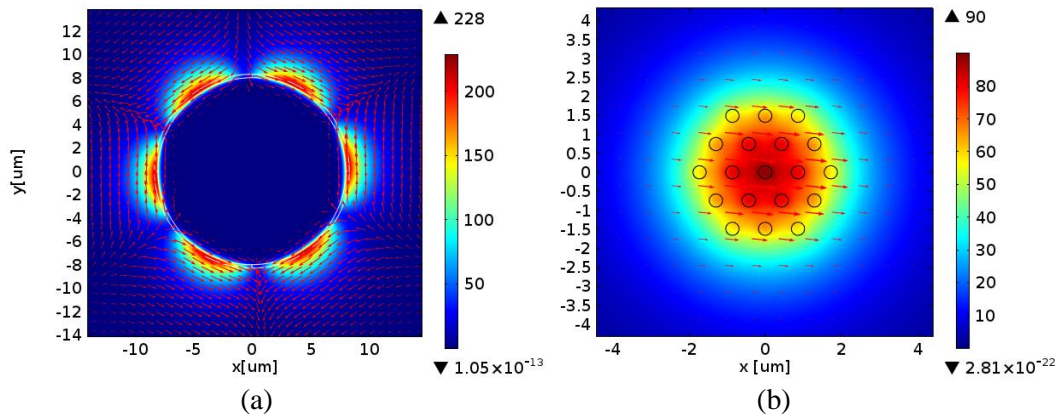


Figura 3.30 Modelado de las estructuras separadas: (a) modo HE_{31} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 859 \text{ nm}$.

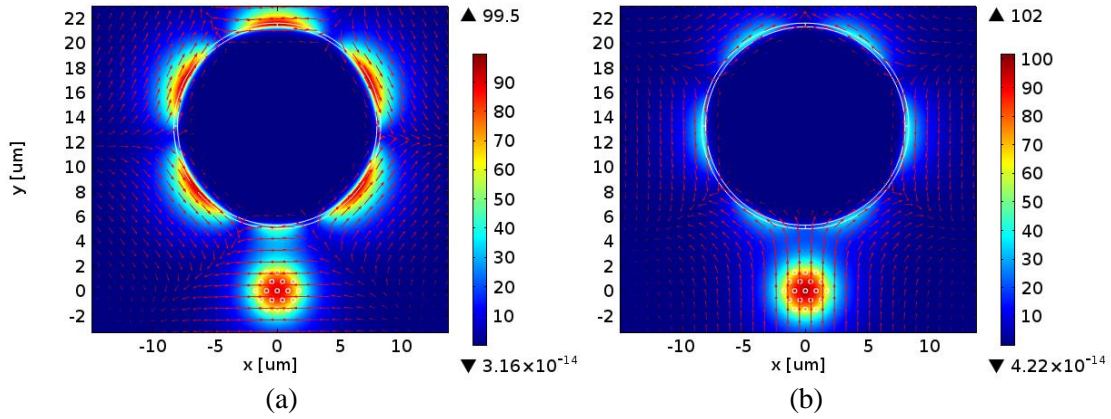


Figura 3.31 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{31} , y (b) HE_{11-y} y HE_{31} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 859 \text{ nm}$.

- **Modo HE_{41}**

La Figura 3.32 ilustra los modos de propagación HE_{41} y HE_{11-x} , correspondientes al modo del anillo y del núcleo, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 838 \text{ nm}$, considerando a éstas como estructuras separadas.

Considerando el modelado de una estructura junta, la Figura 3.33 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{41} y $HE_{11-x,y}$. Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. Los resultados indican que este modo puede exitarse con las dos polarizaciones ortogonales del núcleo. El índice de refracción efectivo de ambos modos es $n_{eff} = 1.4879$.

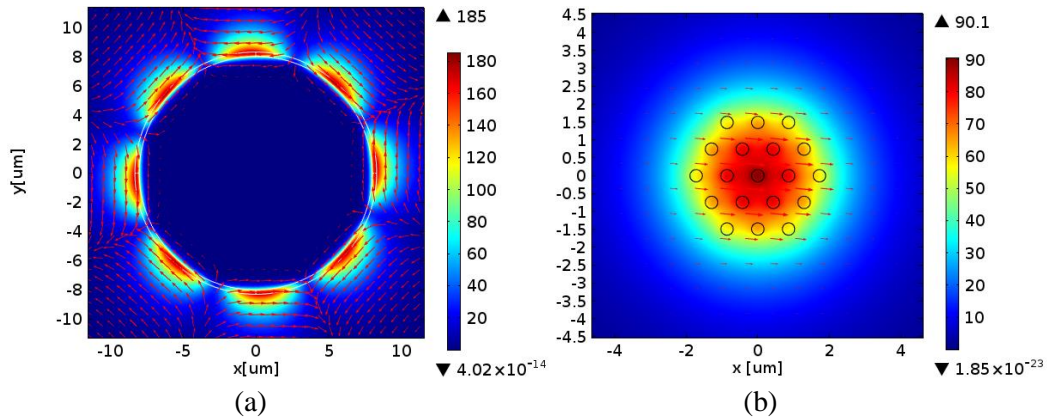


Figura 3.32 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{41} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 838 \text{ nm}$.

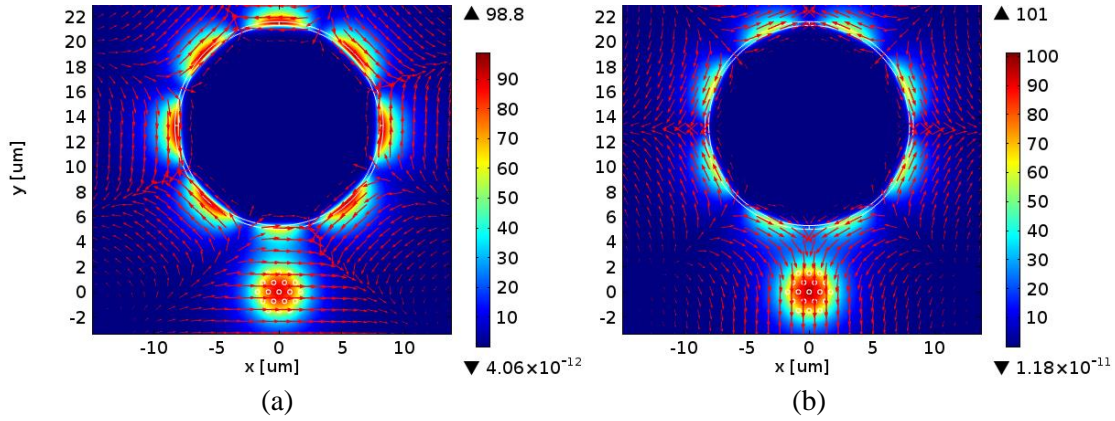


Figura 3.33 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y HE_{41} , y (b) HE_{11-y} y HE_{41} , para $r = 8 \mu m$ y $\lambda_r = 838 nm$.

- **Modo HE_{51}**

La Figura 3.34 ilustra los modos de propagación HE_{51} y HE_{11-x} , correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 818 nm$. Este análisis se realizó considerando a las estructuras por separado.

En el modelado de la estructura junta, la Figura 3.35 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{51} y HE_{11-y} . Esta interacción no presenta una simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4879$.

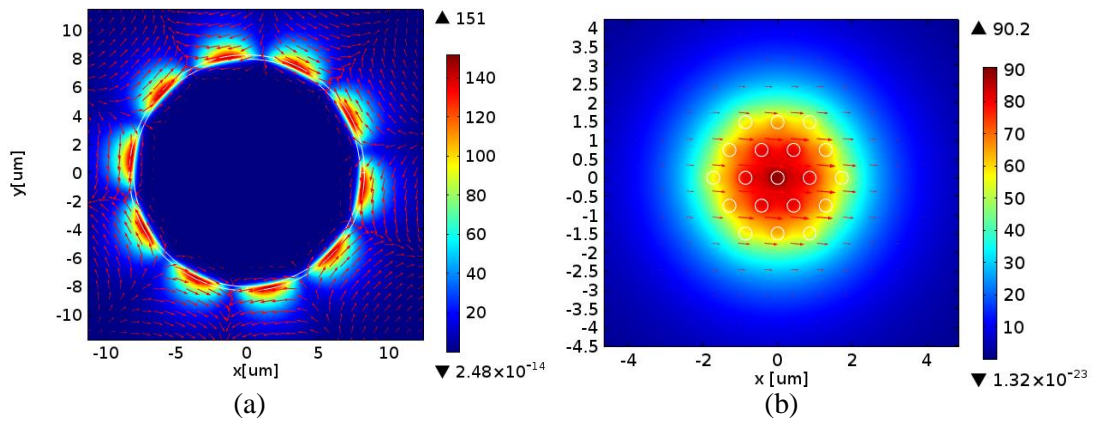


Figura 3.34 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE_{51} del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} para $r = 8 \mu m$ y $\lambda_r = 818 nm$.

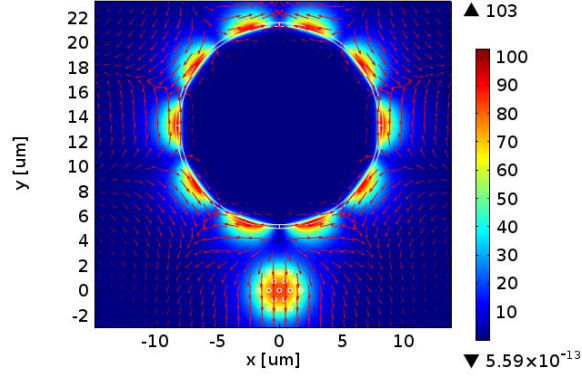


Figura 3.35 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE_{51} , para $r = 8 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 818 \text{ nm}$.

3.3.4 Radio del canal del analito $r = 16 \mu\text{m}$

La Figura 3.36 muestra las curvas de dispersión para los 6 modos de propagación del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) y el modo fundamental del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$). Se observa que la longitud de onda de resonancia de los modos obtenidos por la interacción mutua entre los modos núcleo-anillo, $HE_{11-x}-TE_{01}$ y $HE_{11-y}-HE_{11}$, es la misma. Mientras que las longitudes de onda de resonancia de los modos núcleo-anillo, para los modos de alto orden del anillo, $HE_{11-y}-HE_{21}$, $HE_{11-y}-HE_{31}$, $HE_{11-y}-HE_{41}$ y $HE_{11-x}-HE_{51}$, están separadas por 5, 11, 15, y 25 nm, respectivamente, de la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$.

Se observa que las longitudes de onda de resonancia de los modos de alto orden núcleo-anillo $HE_{11-y}-HE_{21}$, $HE_{11-y}-HE_{31}$, $HE_{11-y}-HE_{41}$ y $HE_{11-x}-HE_{51}$ están muy cercanas a la longitud de onda de resonancia del modo fundamental núcleo-anillo $HE_{11-x}-TE_{01}$, por lo que pudiera existir un traslape significativo entre sus picos de transmisión.

La Tabla 3.5 muestra las longitudes de onda de resonancia λ_r y los índices de refracción efectivo n_{eff} de la combinación de modos debido a la interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}).

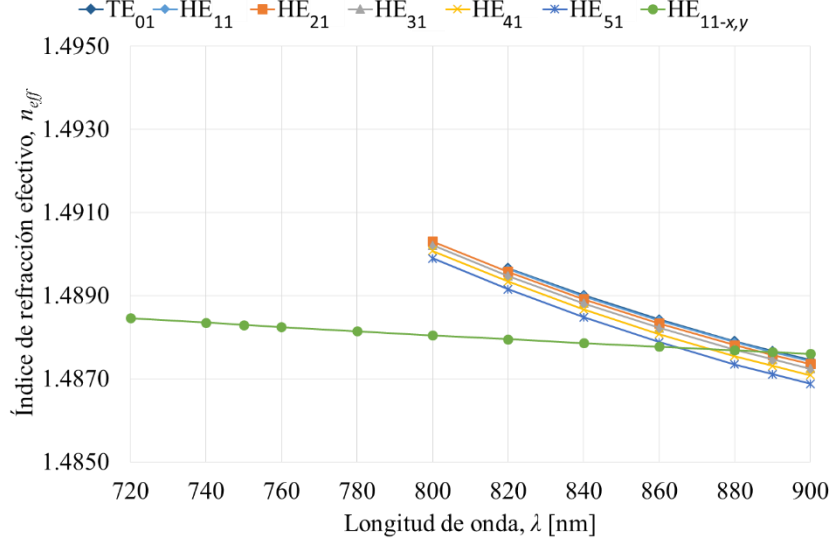


Figura 3.36 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y de los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 16 \mu\text{m}$.

Tabla 3.5 Longitudes de onda de resonancia λ_r y el índice de refracción efectivo n_{eff} para los modos de interacción mutua entre el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) y los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) para $r = 16 \mu\text{m}$.

	Modos de interacción mutua núcleo-anillo					
	$HE_{11-x}-TE_{01}$	$HE_{11-y}-HE_{11}$	$HE_{11-y}-HE_{21}$	$HE_{11-y}-HE_{31}$	$HE_{11-y}-HE_{41}$	$HE_{11-x}-HE_{51}$
λ_r [nm]	890	890	885	879	875	865
n_{eff}	1.4877	1.4877	1.4877	1.4877	1.4877	1.4878

- **Modo TE_{01} y HE_{11}**

La Figura 3.37 ilustra los modos de propagación TE_{01} y HE_{11} del anillo de PC, y HE_{11-x} del núcleo MS a la longitud de onda de resonancia $\lambda_r = 890 \text{ nm}$, considerando el núcleo y el anillo como estructuras separadas.

La Figura 3.38 muestra la interacción mutua entre los modos TE_{01} y HE_{11-x} , y los modos HE_{11} y HE_{11-y} . Ambas interacciones son simétricas respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de ambos modos es $n_{eff} = 1.4877$.

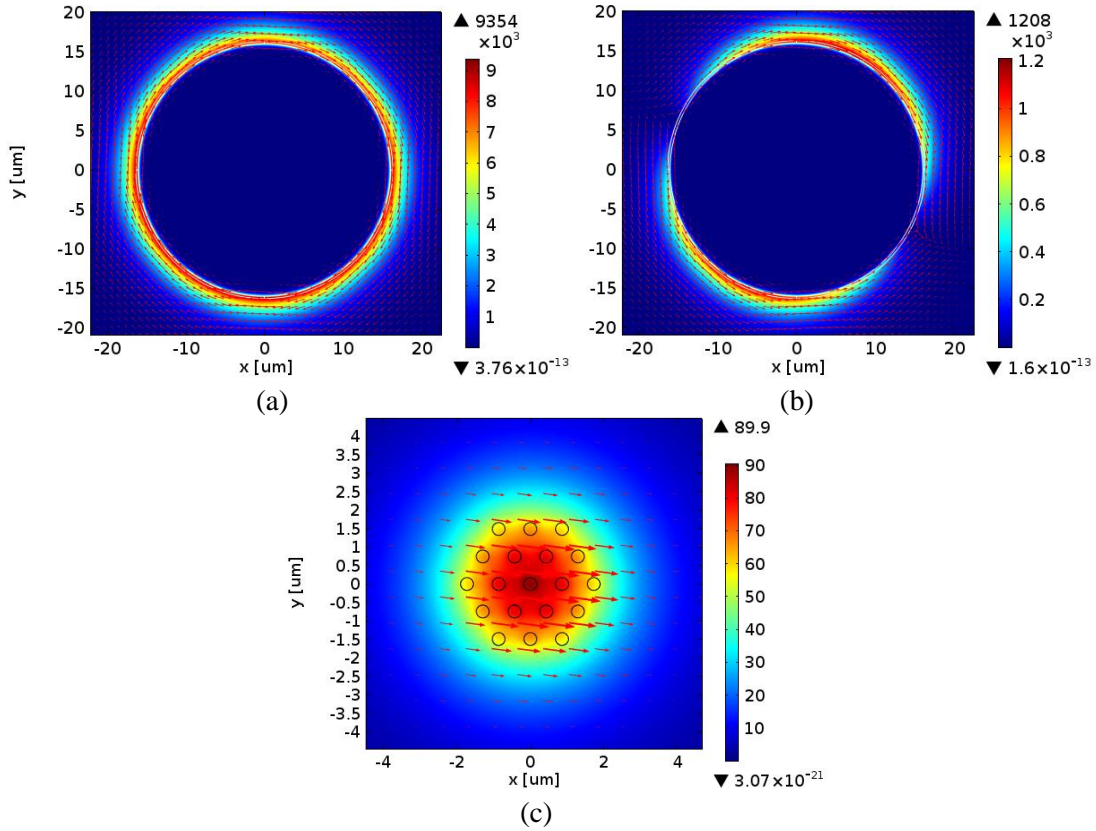


Figura 3.37 Modelado de la estructura separada: (a) modo TE_{01} , (b) modo HE_{11} del anillo de PC, y (c) modo del núcleo HE_{11-x} , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.

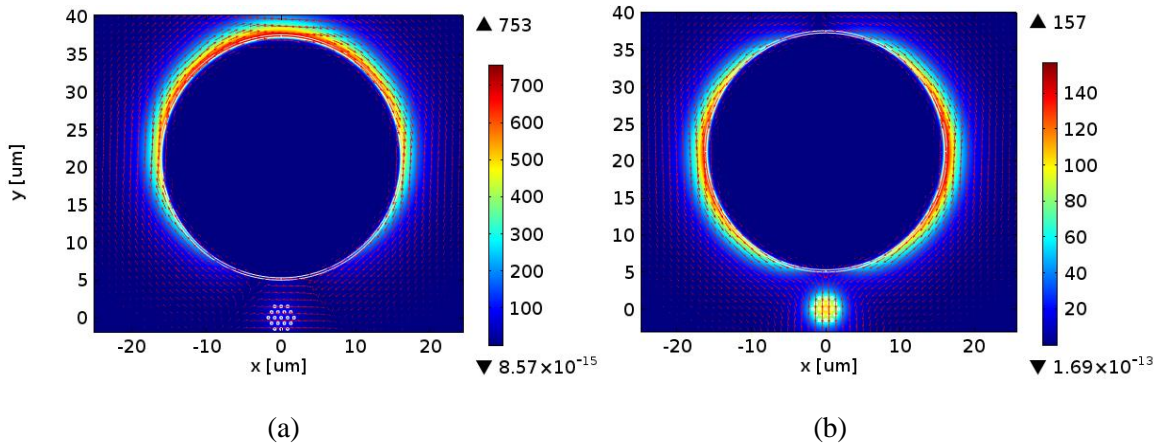


Figura 3.38 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos (a) HE_{11-x} y TE_{01} , y (b) HE_{11-y} y HE_{11} , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 890 \text{ nm}$.

- **Modo HE₂₁**

La Figura 3.39 ilustra los modos de propagación HE₂₁ del anillo de PC y modo HE_{11-x} del núcleo MS a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 885 \text{ nm}$, considerando el núcleo MS y el anillo de PC como estructuras separadas.

Si se considera el modelado de la estructura junta (ver la Figura 3.40) se observa la interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₂₁. Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es de $n_{eff} = 1.4877$.

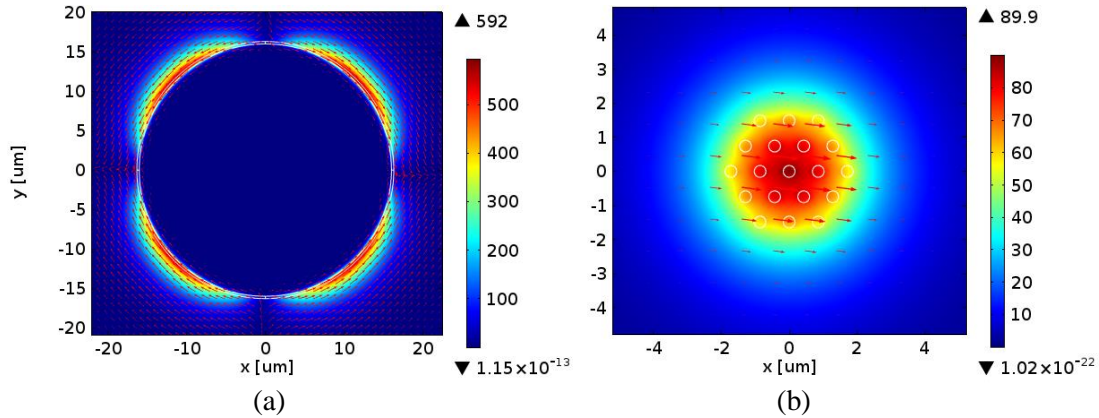


Figura 3.39 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE₂₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 885 \text{ nm}$.

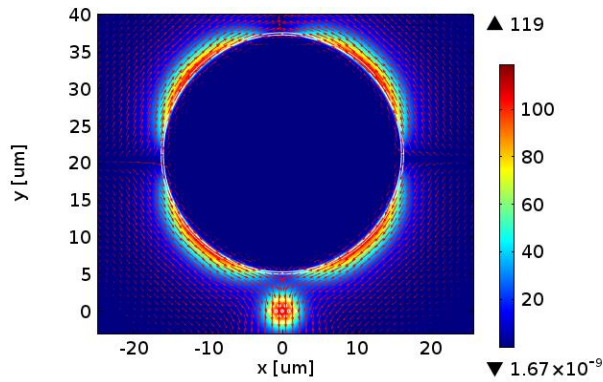


Figura 3.40 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₂₁, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 885 \text{ nm}$.

- **Modo HE₃₁**

La Figura 3.41 muestra los modos de propagación HE₃₁ y HE_{11-x}, correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda = 879 \text{ nm}$, considerando el modelo de estructuras separadas.

Considerando el modelado de la estructura junta, la Figura 3.42 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₃₁. Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a las guías. El índice de refracción efectivo este modo es $n_{eff} = 1.4877$.

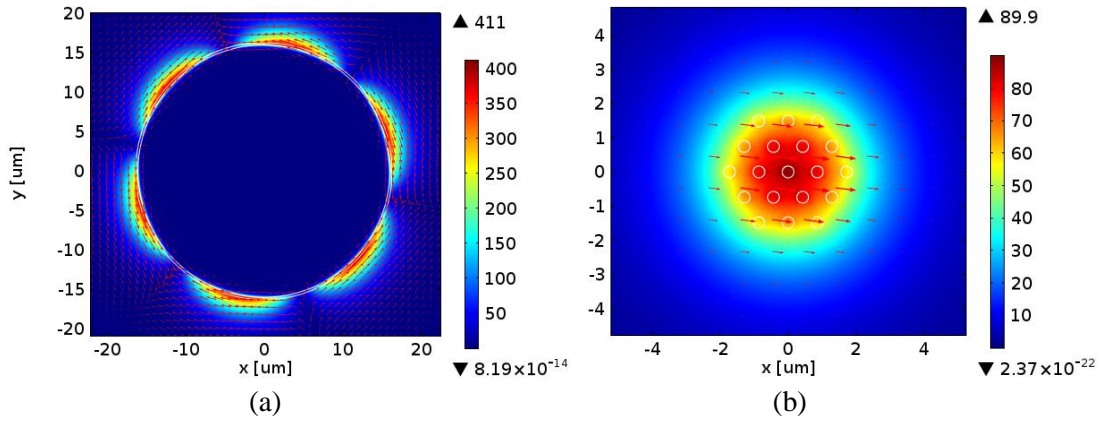


Figura 3.41 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE₃₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 879 \text{ nm}$.

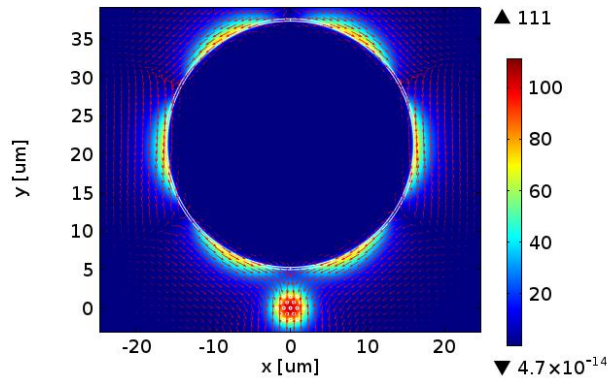


Figura 3.42 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₃₁ para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 879 \text{ nm}$.

- **Modo HE₄₁**

La Figura 3.43 ilustra los modos de propagación HE₄₁ y HE_{11-x}, correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 875 \text{ nm}$, considerando a éstas como estructuras separadas.

Considerando el modelado de la estructura junta, la Figura 3.44 muestra la interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₄₁. Esta interacción no muestra simétrica respecto al plano intermedio que separa a las guías. El índice de refracción efectivo del modo acoplado es $n_{eff} = 1.4877$.

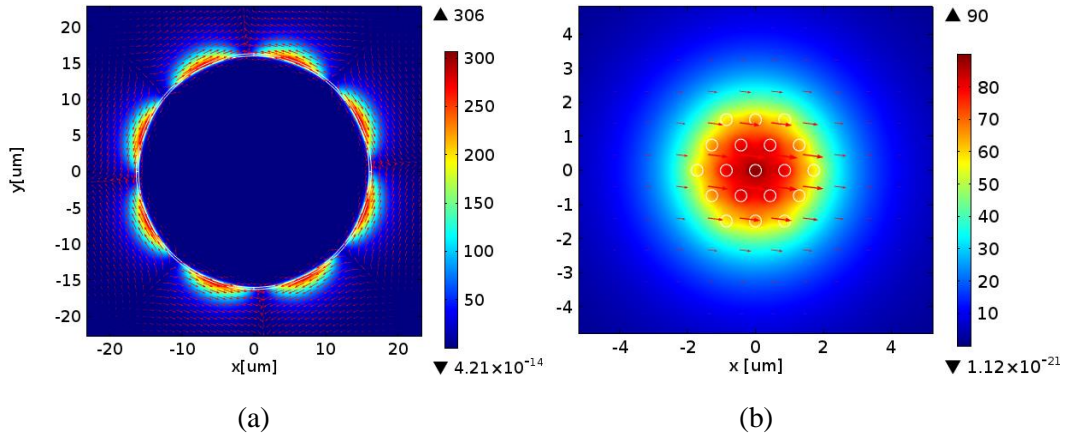


Figura 3.43 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE₄₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x}, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.

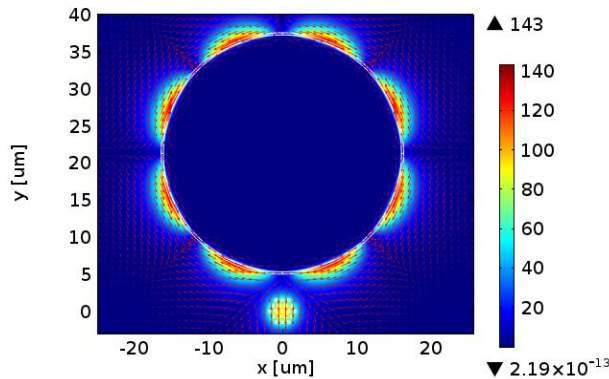


Figura 3.44 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₄₁, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 875 \text{ nm}$.

- **Modo HE₅₁**

La Figura 3.45 ilustra los modos de propagación HE₅₁ y HE_{11-x}, correspondientes al modo del anillo de PC y al modo del núcleo MS, respectivamente, a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 865 \text{ nm}$. Este análisis se realizó considerando a las estructuras por separado.

Si se considera el modelado de una estructura junta (ver la Figura 3.46) se observa una interacción mutua entre los modos HE_{11-y} y HE₅₁. Esta interacción es simétrica respecto al plano intermedio que separa a ambas guías. El índice de refracción efectivo de este modo es $n_{eff} = 1.4878$.

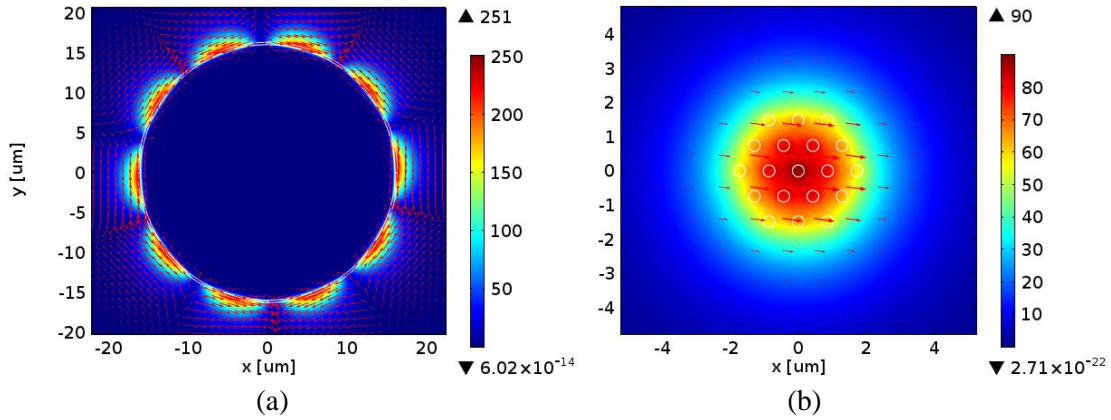


Figura 3.45 Modelado de la estructura separada: (a) modo HE₅₁ del anillo de PC y (b) modo del núcleo HE_{11-x} para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 865 \text{ nm}$.

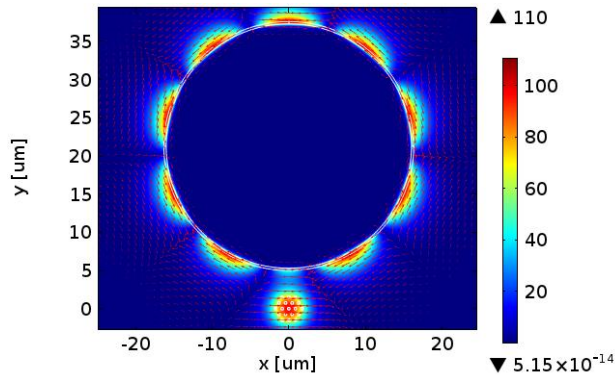


Figura 3.46 Modelado de la estructura junta: Interacción mutua entre los modos HE_{11-x} y HE₅₁, para $r = 16 \mu\text{m}$ y $\lambda_r = 865 \text{ nm}$.

En las Tablas 3.6 y 3.7 se recopilan los modos resultantes de la interacción mutua entre los modos del anillo (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) y el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) para dos radios del canal $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$.

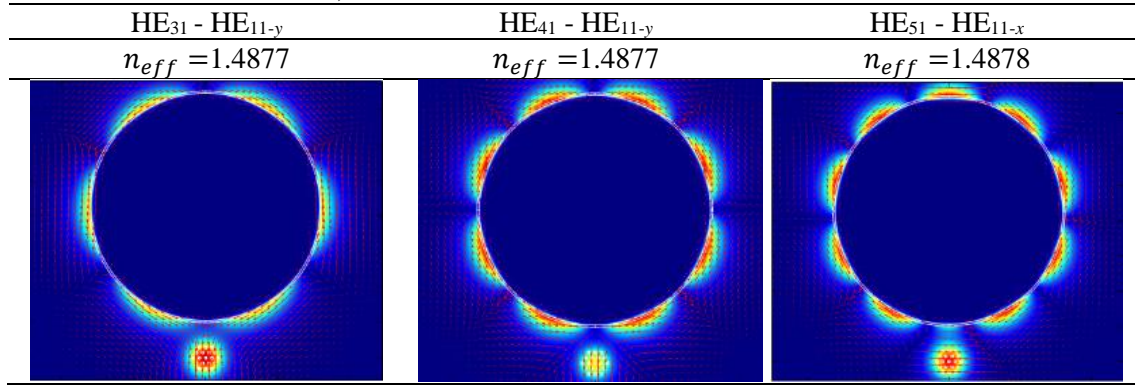
Tabla 3.6 Interacción mutua entre los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31}) y el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) para $r = 2 \mu m$.

$TE_{01} - HE_{11-x}$	$HE_{11} - HE_{11-y}$	$HE_{21} - HE_{11-x}$ $HE_{21} - HE_{11-y}$	$HE_{31} - HE_{11-x}$ $HE_{31} - HE_{11-y}$
$n_{eff} = 1.4877$	$n_{eff} = 1.4877$	$n_{eff} = 1.4880$	$n_{eff} = 1.4883$

Tabla 3.7 Interacción mutua entre los modos del anillo de PC (TE_{01} , HE_{11} , HE_{21} , HE_{31} , HE_{41} , HE_{51}) y el modo fundamental del núcleo ($HE_{11-x,y}$) para $r = 16 \mu m$.

$TE_{01} - HE_{11-x}$	$HE_{11} - HE_{11-y}$	$HE_{21} - HE_{11-y}$
$n_{eff} = 1.4877$	$n_{eff} = 1.4877$	$n_{eff} = 1.4877$

(Continuación de la Tabla 3.7)



3.4 Resultados del efecto al modificar el índice de refracción del analito

A continuación, se muestran los resultados del cálculo de la longitud de onda de resonancia cuando el analito es una solución de agua y sacarosa al 7%, cuyo índice de refracción es 1.3430.

En las Figuras 3.47 a 3.50 que se muestran a continuación, se observa que al tener un índice de refracción más alto que el agua ($n_a = 1.3334$) la longitud de onda de resonancia se desplaza hacia longitudes de onda más largas, tal como se resume en la Tabla 3.8.

También se observa que, si el radio del canal aumenta, la separación entre las longitudes de onda de resonancia del canal con agua y del canal con la solución de sacarosa al 7%, se hace más notoria.

Tabla 3.8 Longitudes de onda de resonancia para $n_a=1.3334$ y $n_a=1.3430$.

$r [\mu m]$	2	4	8	16
	$\lambda_r [nm]$			
$n_a = 1.3334$	860	880	890	890
$n_a = 1.3430$	874	896	905	908

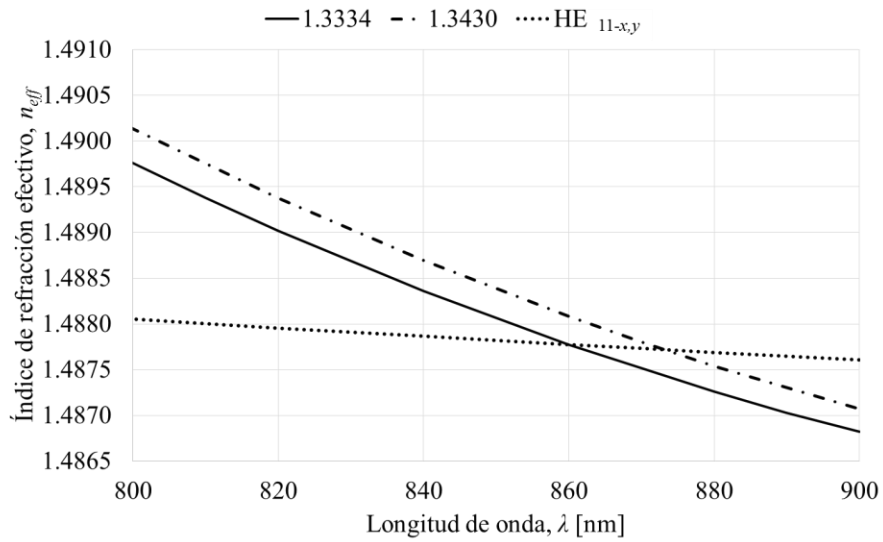


Figura 3.47 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 2 \mu\text{m}$.

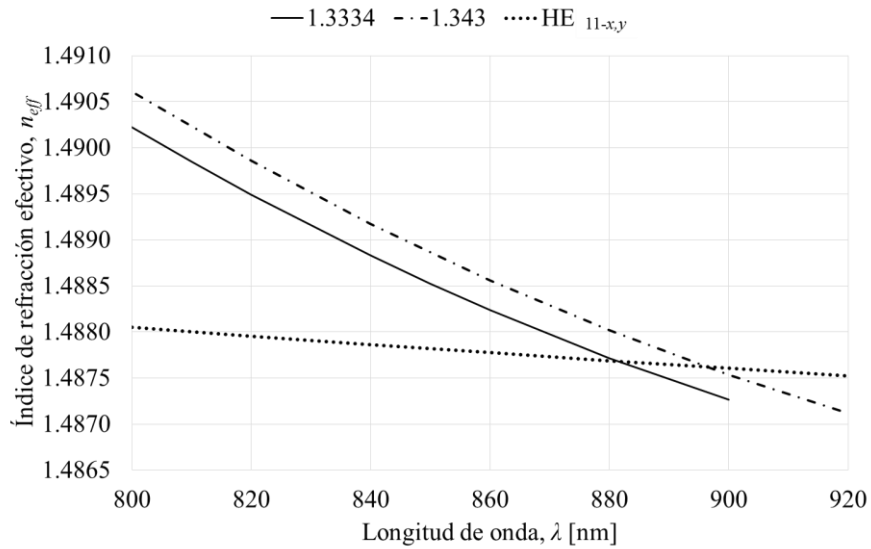


Figura 3.48 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 4 \mu\text{m}$.

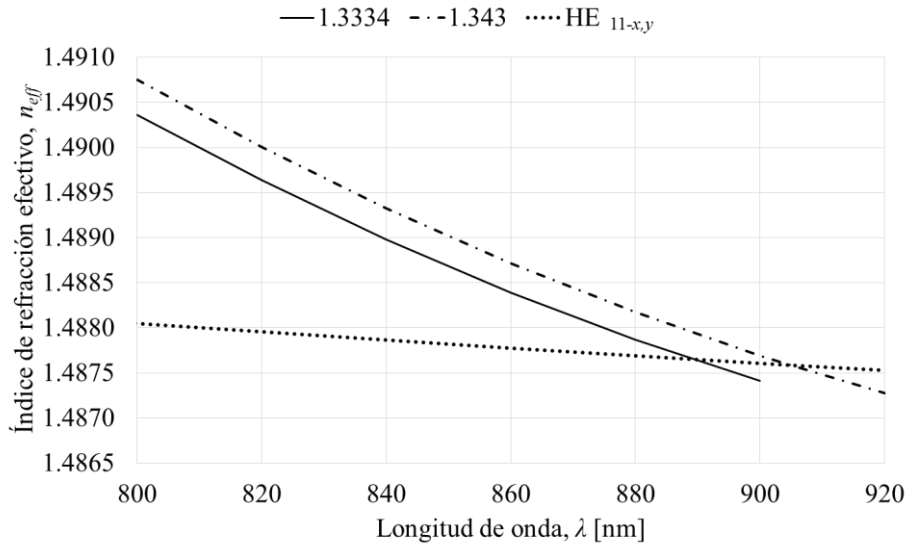


Figura 3.49 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 8 \mu\text{m}$.

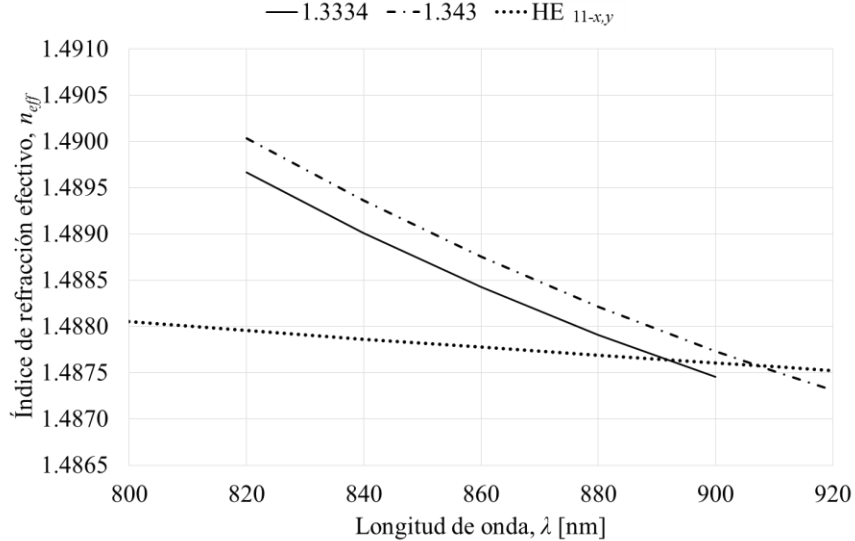


Figura 3.50 Curvas de dispersión del modo del núcleo compuesto ($HE_{11-x,y}$) y del modo del anillo de PC (TE_{01}), para los analitos $n_a=1.3334$ (línea sólida) y $n_a=1.3430$ (guiones), con $r= 16 \mu\text{m}$.

3.4.1 Sensibilidad

Se evaluó la sensibilidad mediante la comparación de las longitudes de onda de resonancia obtenidas a partir de la intersección entre las curvas de dispersión del núcleo compuesto y del anillo de PC con analito (ver las Figuras 3.47 a 3.50) en función de la variación del índice de refracción del canal, agua ($n_a = 1.3334$) y una solución al 7% de sacarosa ($n_a = 1.3430$). La Figura 3.51 muestra el cambio de la longitud de onda de resonancia en función del índice de refracción del canal para los radios del canal de $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu\text{m}$, tanto para el modelo de las estructuras separadas (ver la Figura 3.51 (a)), como para el modelo de la estructura junta (ver la Figura 3.51 (b)).

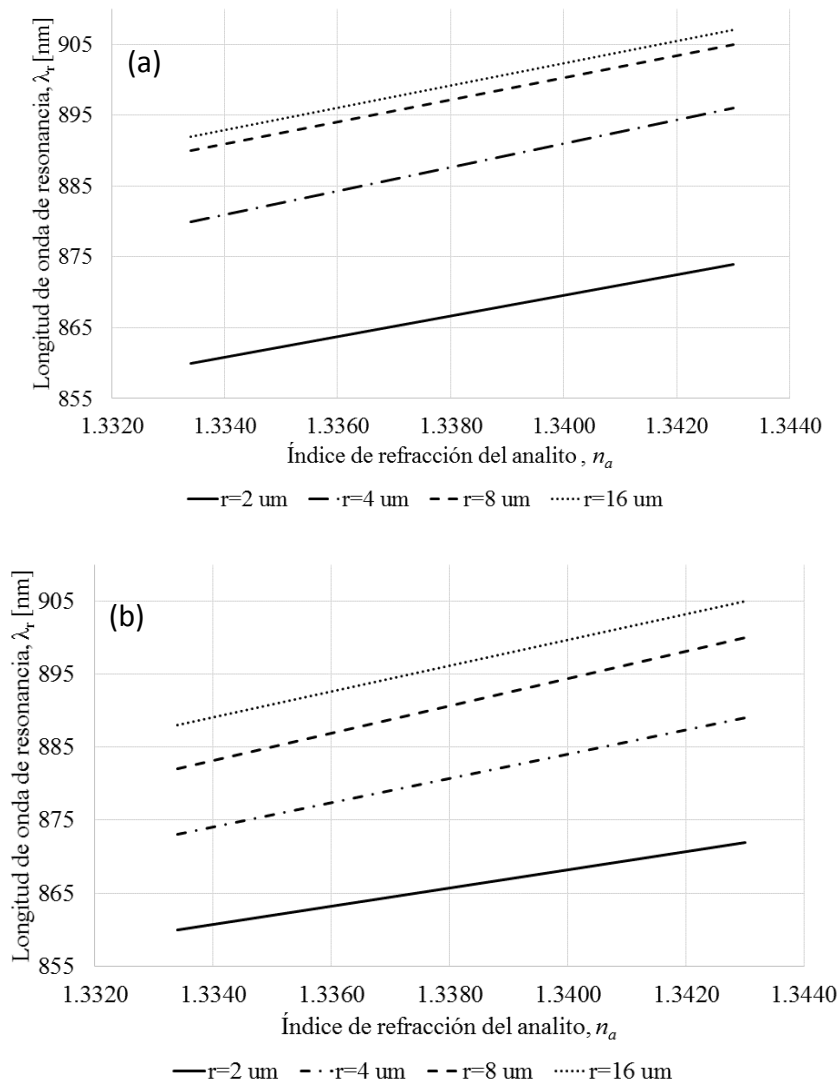


Figura 3.51 Longitud de onda de resonancia λ_r en función del índice de refracción del analito n_a . Datos correspondientes a los modelos (a) estructuras separadas, y (b) estructura junta.

La Tabla 3.9 muestra la sensibilidad para el radio de $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$, y su incremento relativo al aumentar el radio del canal del analito. Se observa que para el modelo de la estructura junta la sensibilidad aumenta en un 40% al incrementar el radio del canal.

Tabla 3.9 Sensibilidad del sensor para radios de $2 \mu m$ y $16 \mu m$, y el incremento en sensibilidades obtenido con ambos modelos.

Modelo	Sensibilidad [$\mu m/RIU$]		Incremento en la sensibilidad [%]
	$r=2 \mu m$	$r=16 \mu m$	
Estructura separada	1.354	1.562	15
Estructura junta	1.250	1.770	41

3.4.2 Límite de detección

Se evaluó el límite de detección del sensor, δn , que se puede aproximar con la siguiente expresión [4]:

$$\delta n \cong a \frac{\lambda_r \sqrt{T_{min}}}{L_c f_{sat} (SNR)^{0.25}}, \quad 3.1$$

donde a es un coeficiente cercano a 0.7, λ_r es la longitud de onda de resonancia, T_{min} es la profundidad relativa del pico de transmisión, SNR es la relación señal a ruido en unidades lineales, L_c es la longitud de acoplamiento, y f_{sat} es la proporción de la intensidad del campo en la sección transversal que se traslapa con el analito, y su expresión es la siguiente:

$$f_{sat} = \frac{\iint_{analyte} \epsilon_{sat} |E_{sat}(x,y)|^2 dx dy}{\iint_{cross\ section} \epsilon_{sat} |E_{sat}(x,y)|^2 dx dy}. \quad 3.2$$

Se analizó el efecto del incremento del tamaño del radio del analito calculando el factor f_{sat} para los radios $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu m$, considerando los mismos valores heurísticos que en [4], $T_{min} = -30 dB$ y $SNR = 36 dB$. La Figura 3.52 muestra el factor f_{sat} para el modo fundamental TE_{01} del anillo de PC como función de la longitud de onda para los distintos radios del canal $r = 2, 4, 8$ y $16 \mu m$, obtenidos con el modelo de las estructuras separadas. Se observa que mientras el tamaño del radio del canal aumenta, las gráficas se traslapan y el valor de f_{sat} es alrededor del 3%.

Mientras que el análisis realizado con el modelo de la estructura junta la Tabla 3.10 indica los valores del factor f_{sat} para distinto radio del canal. Se observa que al incrementar el radio del canal de $r = 2 \mu m$ a $r = 16 \mu m$, el límite de detección crece dos veces. Con referencia a la fórmula (3.1), esto debido a un ligero aumento de la longitud de onda de resonancia (del 3% aproximadamente) y una disminución significativa de la longitud de acoplamiento (del 50%).

El incremento en la sensibilidad con el incremento del radio del canal se puede atribuir a una mayor cantidad de analito que interactúa con la estructura del sensor cuando el radio del canal es mayor.

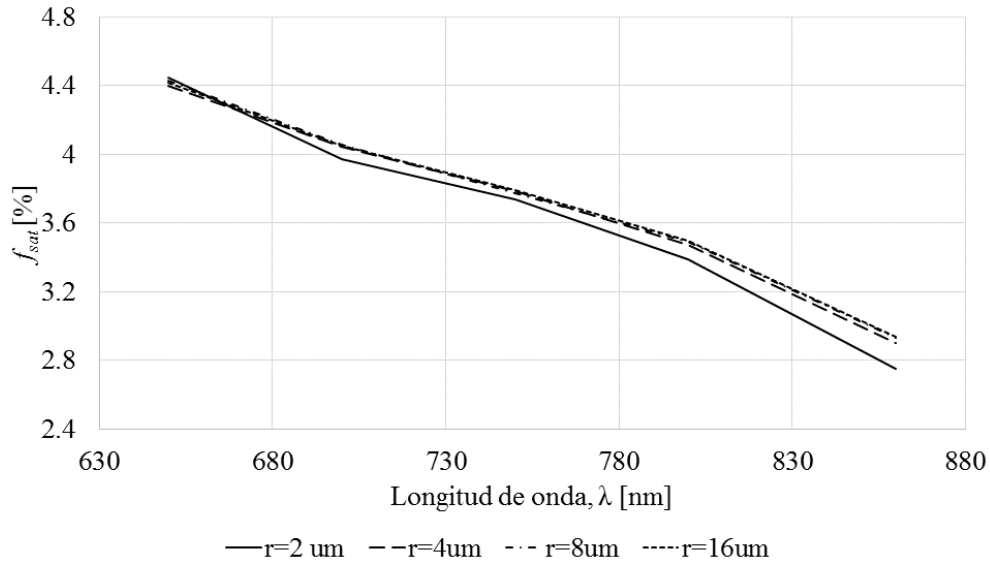


Figura 3.52 Factor f_{sat} para distintos radios del canal, $r=2, 4, 8$ y $16 \mu m$, modelado con la estructura separada.

Tabla 3.10 Valores del factor f_{sat} y límite de detección δn para distintos radios del canal, modelo de la estructura junta.

r [μm]	2	16
f_{sat} [%]	2.69	2.55
δn [RIU]	2.0×10^{-5}	4.5×10^{-5}

3.5 Conclusiones

Se emplearon dos metodologías distintas para encontrar las propiedades del sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional implementado en una fibra óptica microestructurada. Entre estas propiedades se encuentran la longitud de resonancia, la sensibilidad y el límite de detección.

El primer método consistió en obtener las curvas de dispersión del núcleo microestructurado y del anillo de policarbonato (PC) por separado. Considerando el acoplamiento entre los modos fundamentales del núcleo y del anillo de PC, y al cumplirse la condición de acoplamiento de fase se determinó la longitud de onda de resonancia para distintos tamaños del canal. Se determinó que al incrementar el radio del canal las longitudes de onda de resonancia se desplazaron hacia longitudes de onda más largas. En un incremento del radio del canal de 8 veces (de $r = 2$ a $16 \mu m$) hubo un desplazamiento total del espectro de $30 nm$.

El segundo método consistió en realizar un análisis electromagnético de la estructura completa (junta) del acoplador. De esta manera, se determinaron las longitudes de onda de resonancia más exactas, mediante la visualización y análisis de los patrones modales debidos a la interacción mutua núcleo-anillo obtenidos con el análisis numérico. Este método añade la interacción completa entre los elementos estructurales del acoplador, por lo que resultados son más exactos, en comparación con el método anterior que brinda una aproximación a los resultados reales del sensor.

A pesar de que el segundo método brinda resultados más exactos a un dispositivo real, varios trabajos existentes relacionados con acopladores direccionales basados en el fenómeno resonante emplean el análisis de estructuras separadas, un método más sencillo pero menos exacto.

Al comparar ambas metodologías, se determinó que el primer método proporciona las soluciones aproximadas en tiempos relativamente cortos. Es útil para encontrar las longitudes

de onda de resonancia de los modos del canal. El segundo método es riguroso y por esto más confiable y útil en diseños reales de ingeniería.

Los resultados del análisis del efecto del radio del canal demuestran que al incrementar el radio de $2 \mu m$ a $16 \mu m$ la sensibilidad aumenta en un 40%. Por otro lado, el límite de detección del sensor aumenta dos veces aproximadamente al incrementar el radio del canal de $2 \mu m$ a $16 \mu m$.

El incremento en la sensibilidad con el incremento del radio del canal se puede atribuir a una mayor cantidad de analito que interactúa con la estructura del sensor cuando el radio del canal es mayor. Sin embargo, la ventaja principal de utilizar el canal de analito de un radio mayor, como de $16 \mu m$, consiste en la eliminación de la necesidad de una bomba de alta presión para llenarlo con el analito, lo que hace que este sensor sea mucho más práctico de lo que se pensaba anteriormente.

3.6 Referencias

- [1] S. Pissadakis and S. Seller, *Optofluidics, Sensors and Actuators in Microstructured Optical Fibers*, Woodhead Publishing, 2015.
- [2] M. Large, L. Poladian, G. Barton and M. A. v. Eijkelenborg, *Microstructured Polymer Optical Fibres*, New York, USA: Springer, 2008.
- [3] J. Villatoro and J. Zubia, "New perspectives in photonic crystal fibre sensors," *Opt. Laser Technol.*, vol. 78, pp. 67-75, 2016.
- [4] K. J. Lee, X. Liu, N. Vuillemin, R. Lwin, S. G. Leon-Saval, A. Argyros and a. B. T. Kuhlmeiy, "Refractive index sensor based on a polymer fiber directional coupler for low index sensing," *Optics Express*, vol. 22, no. 14, pp. 17497-17507, 14 July 2014.
- [5] D. K. C. Wu, K. J. Lee, V. Pureur and B. T. Kuhlmeiy, "Performance of refractive index sensors based on directional couplers in photonic crystal fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 22, p. 3500–3510, 2013.
- [6] N. Sultanova, S. Kasarova and I. Nikolov, "Dispersion properties of optical polymers," *Acta Physica Polonica A*, vol. 116, pp. 585-587, 2009.
- [7] S. G. Leon-Saval, R. Lwin and A. Argyros, "Multicore composite single-mode polymer fiber," *Optics Express*, vol. 20, no. 1, p. 141–148, 2012.

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS DE LA LONGITUD DE ACOPLAMIENTO DEL SENSOR DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN

4.1 Introducción

En este capítulo se investiga la longitud de acoplamiento del sensor en función del radio del canal para el analito, r , y la separación entre el núcleo microestructurado y el canal, h . Se considera la misma geometría del sensor y las mismas constantes de materiales que fueron utilizados en el capítulo 3. Se realizó el análisis de los modos electromagnéticos simétrico y antisimétrico del sensor, se identificaron los modos de interacción mutua entre el núcleo microestructurado y la guía circular hueca que sirve como el canal para el analito, y se calculó la longitud de acoplamiento para el radio del canal de $2 \mu m$ y $16 \mu m$, en función de la separación h y variaciones en el índice de refracción del analito.

4.2 Longitud de acoplamiento en un acoplador direccional de fibra óptica

Un acoplador direccional genérico es dispositivo de $m \times n$ puertos que transfiere una parte de la energía de uno o varios puertos de entrada a uno o varios puertos de salida, esto dependiendo de la función particular del acoplador. Por lo regular estos dispositivos están basados en dos o más líneas o guías de transmisión colocadas lo suficientemente cerca para que la energía que circula por una de las líneas se transfiera a la otra u otras. Los acopladores direccionales de fibra óptica se pueden clasificar en general en tres tipos: de bulto, fibra fusionada, y de guía de onda [1].

Los acopladores direccionales basados en guías de onda monomodo funcionan aprovechando el campo evanescente de las guías. Cuando las guías están muy próximas, del orden de la longitud de onda, la potencia óptica se transfiere de una guía a otra. Esto es, cuando una onda se propaga por una guía de onda y la distancia entre las guías es comparable con la longitud de onda, la onda interactúa con la segunda guía y su potencia se transfiere de una guía a otra. La Figura 4.1 muestra el modelo universal de un acoplador direccional genérico de 2×2 .



Figura 4.1 Modelo de un acoplador direccional genérico de 2×2 .

Usando este modelo un acoplador direccional de cuatro puertos (2×2) se puede caracterizar por la matriz de parámetros S que se muestra a continuación:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}. \quad 4.1$$

Idealmente un acoplador direccional de 2×2 divide la potencia entrante, P_1 , en los puertos P_2 y P_3 , mientras que el puerto P_4 queda aislado; con esas consideraciones la matriz de un acoplador direccional ideal de 2×2 es la siguiente:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & c_1 & jc_2 & 0 \\ c_1 & 0 & 0 & jc_2 \\ jc_2 & 0 & 0 & c_1 \\ 0 & jc_2 & c_1 & 0 \end{bmatrix}, \quad 4.2$$

donde c_1 y c_2 son constantes reales, y cumplen que $c_1^2 + c_2^2 = 1$ por la ley de conservación de la energía. Para un acoplador direccional ideal de 3 dB las constantes son $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$.

Sin embargo, un acoplador direccional real cuenta con pequeñas reflexiones en los puertos e interacción parasítica no deseada entre ellos. De manera que se definen los parámetros de factor de acoplamiento C , directividad D , y aislamiento I ; mismas que pueden expresarse en función de los parámetros de la matriz $[S]$:

$$C = 10 \log \left(\frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{31}|^2} \right) \quad 4.3$$

$$D = 10 \log \left(\frac{|S_{31}|^2}{|S_{41}|^2} \right) \quad 4.4$$

$$I = 10 \log \left(\frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{41}|^2} \right) \quad 4.5$$

La tasa de transferencia de potencia óptica depende de la longitud de onda, λ , la separación de las guías, h , la longitud de acoplamiento o región evanescente, L_c , la permeabilidad dieléctrica del material en la región evanescente que separa a las guías, y la intensidad del campo electromagnético en la zona entre las dos guías, es decir, su presencia o ausencia [2].

La Figura 4.2 ilustra un modelo de un acoplador direccional de dos guías de onda, compuesto por dos núcleos rectangulares con índice de refracción n_1 dentro del revestimiento común de índice de refracción n_2 . Las dimensiones de los núcleos son $a \times a$, la separación de ambos núcleos es c . Este acoplador fue ampliamente analizado por E. A. J. Marcatili en su trabajo sobre circuitos ópticos [3]. Este modelo es apropiado para el análisis de acopladores direccionales de tipo guía de onda, como el que se estudia en el presente trabajo de investigación.

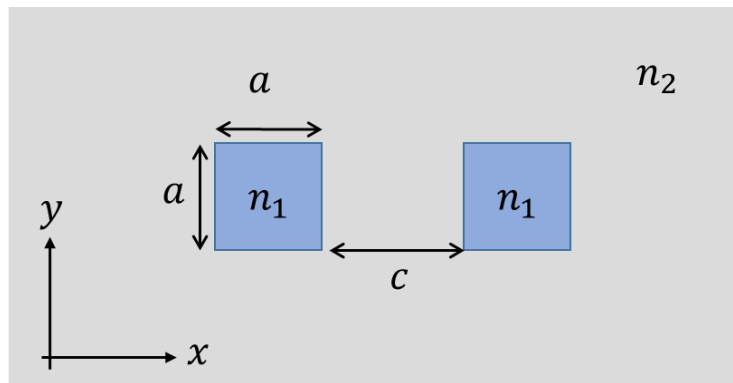


Figura 4.2 Acoplador direccional con núcleos cuadrados [1].

De acuerdo con Marcatili el coeficiente de acoplamiento para el modo fundamental E_{11} con polarización en y está dado por:

$$|\kappa| = 2Ak_x^2 \left[1 - \left(\frac{k_x A}{\pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\pi c \left[1 - \left(\frac{k_x A}{\pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} / A \right\} / (\pi a k_z), \quad 4.6$$

donde A , k_x , y k_z se expresan como:

$$A = \lambda / 2 (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}, \quad 4.7$$

$$k_x = \pi / (a + 2A/\pi), \quad 4.8$$

$$k_y = \pi / (a + 2An_2^2/\pi n_1^2), \quad 4.9$$

$$k_1 = (2\pi/\lambda) n_1, \quad 4.10$$

$$k_z = (k_1^2 - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}}. \quad 4.11$$

La longitud de acoplamiento L_c , se define como la distancia de propagación z , que satisface la ecuación $\Delta\beta z = \pi/2$. Después de que la onda ha viajado L_c , el signo del modo antisimétrico se invierte y el signo del modo simétrico se mantiene. Por tanto,

$$\beta_a L = \pi, \quad 4.12$$

$$\beta_s L = 2\pi, \quad 4.13$$

donde β_a y β_s son las constantes de propagación de los modos antisimétrico y simétrico, respectivamente. Empleando las expresiones 4.12 y 4.13, el coeficiente de acoplamiento queda expresado como $|\kappa| = \frac{\pi}{2L} = \frac{\beta_s - \beta_a}{2} = \frac{\Delta\beta}{2}$.

De esta manera, es posible calcular la longitud de acoplamiento L_c , conociendo las constantes de propagación de los modos simétrico y antisimétrico β_a y β_s , o conociendo la longitud de onda de resonancia del acoplador λ_r y la diferencia entre los índices de refracción efectivos n_{eff} de los modos simétrico y antisimétrico, como se expresa en la siguiente ecuación:

$$L_c = \frac{\pi}{2\Delta\beta} = \frac{\lambda}{2(n_{eff_s} - n_{eff_a})}. \quad 4.14$$

Lo descrito anteriormente corresponde a acopladores direccionales de guías de onda dieléctricas rectangulares. Sin embargo, el análisis de los acopladores en fibras ópticas microestructuradas se basa en el modelo de Marcatili y comienza con el trabajo de B. J. Mangan et al. [4], quienes analizaron la intensidad de acoplamiento entre dos núcleos de alto índice de refracción en una PCF. Los autores indican que variando la fracción de llenado de aire d/Λ , o colocando los núcleos en diferente posición en el arreglo periódico de agujeros se pueden producir diferentes grados de acoplamiento.

A partir del experimento de Mangan et al. y otras investigaciones [5], [6], se ha considerado el potencial de las MSFs con núcleos adyacentes para acopladores ópticos. Estos acopladores basados en MSFs, pueden emplearse para fabricar multiplexores y demultiplexores para sistemas de comunicaciones ópticas.

En cuanto al desarrollo analítico para el cálculo de la longitud de acoplamiento en acopladores de MSFs, el trabajo descrito por Kaisar R. Khan y Thomas X. Wu [7], comenta que, en una PCF de doble núcleo, la potencia de la señal se intercambia entre los núcleos acoplados debido al traslape débil de campos eléctricos adyacentes. Además, dicha estructura soporta dos modos de propagación, par e impar. El vector de onda del modo par es diferente al vector de onda del modo impar, por lo que estos experimentan una diferencia de fase en su propagación, ocasionando la transferencia periódica de la potencia entre los dos núcleos.

Esta transferencia de la luz confinada de un núcleo al otro se ocasiona después de propagarse una distancia determinada por la longitud de acoplamiento L_c . Los autores Kaisar R. Khan y Thomas X. Wu emplean la ecuación (4.14) para determinar L_c , sólo que en lugar de usar la terminología de modos simétrico y antisimétrico, los denominan modos par e impar. La Figura 4.3 ilustra los perfiles de intensidad de ambos modos.

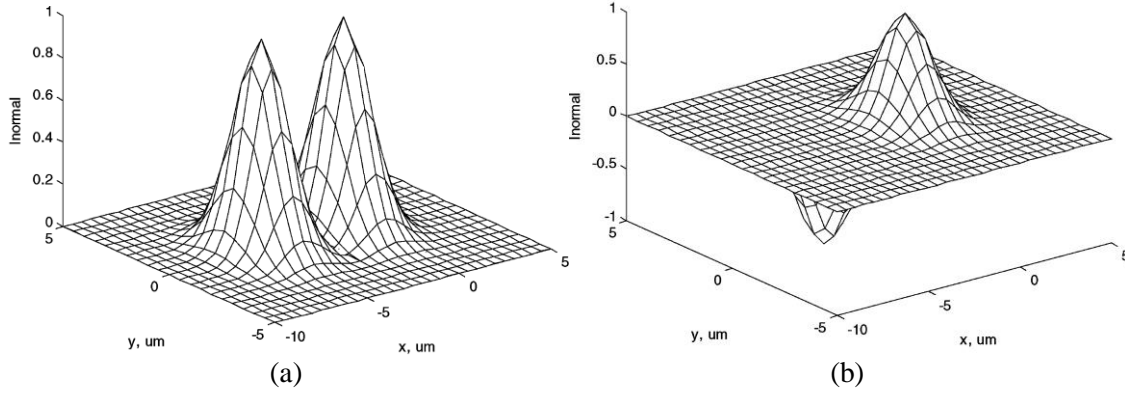


Figura 4.3 Perfil de intensidad de los modos (a) par, e (b) impar [7].

En [7] también se indica que, la longitud de acoplamiento L_c en un acoplador de MSF puede modificarse al variar los parámetros de diseño de la MSF, como son el diámetro de los agujeros d , la separación entre ellos Λ , o la separación entre los núcleos c .

Es por ello que este capítulo analiza el comportamiento del sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional respecto a la longitud de acoplamiento L_c , variando la separación h , entre el núcleo microestructurado y el canal del analito. Además, se comprobará que la longitud de acoplamiento es una función casi exponencial de la distancia entre las dos guías de onda de acuerdo con [1] y [8].

4.3 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3334$

En esta sección se obtuvo la longitud de acoplamiento L_c del sensor de índice de refracción en función de la separación h , entre el núcleo compuesto microestructurado y el canal del analito. Los parámetros de la estructura empleados para este análisis se especifican en la Tabla 4.1.

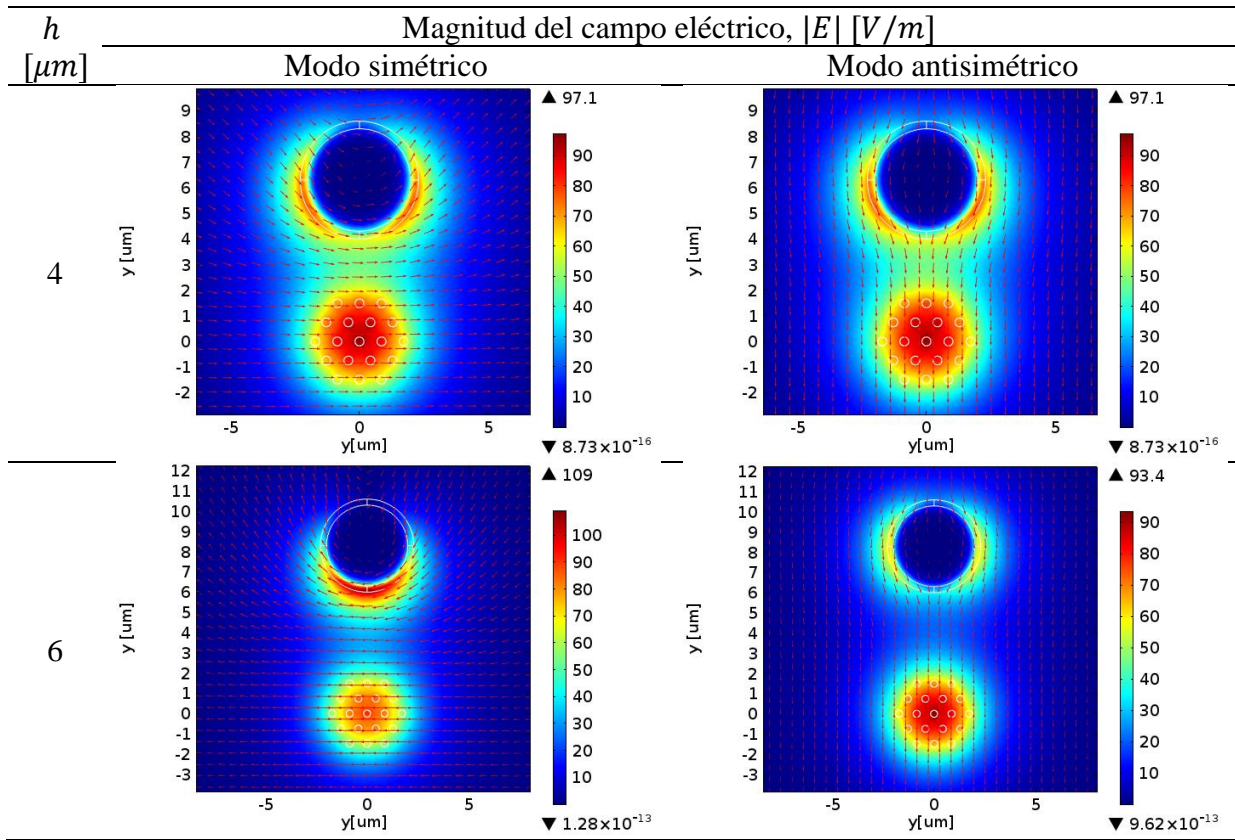
Tabla 4.1 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h .

Parámetro	Valor	Descripción
$r [\mu m]$	2	Radio del canal del analito
$t [nm]$	300	Espesor del anillo de policarbonato
n_a	1.3334	Índice de refracción del analito
$\lambda_r [\mu m]$	860	Longitud de onda de resonancia

El intervalo de valores para h es de $3 \mu\text{m}$ a $14 \mu\text{m}$. Empleando el software Comsol, se obtuvieron los valores del índice efectivo de los modos simétrico y antisimétrico, así como los patrones de los modos. Por cada valor de h , se calcularon un total de 10 modos de propagación, que manejaremos como soluciones o valores propios.

La Tabla 4.2 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 4.3 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 4.2.

Tabla 4.2 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



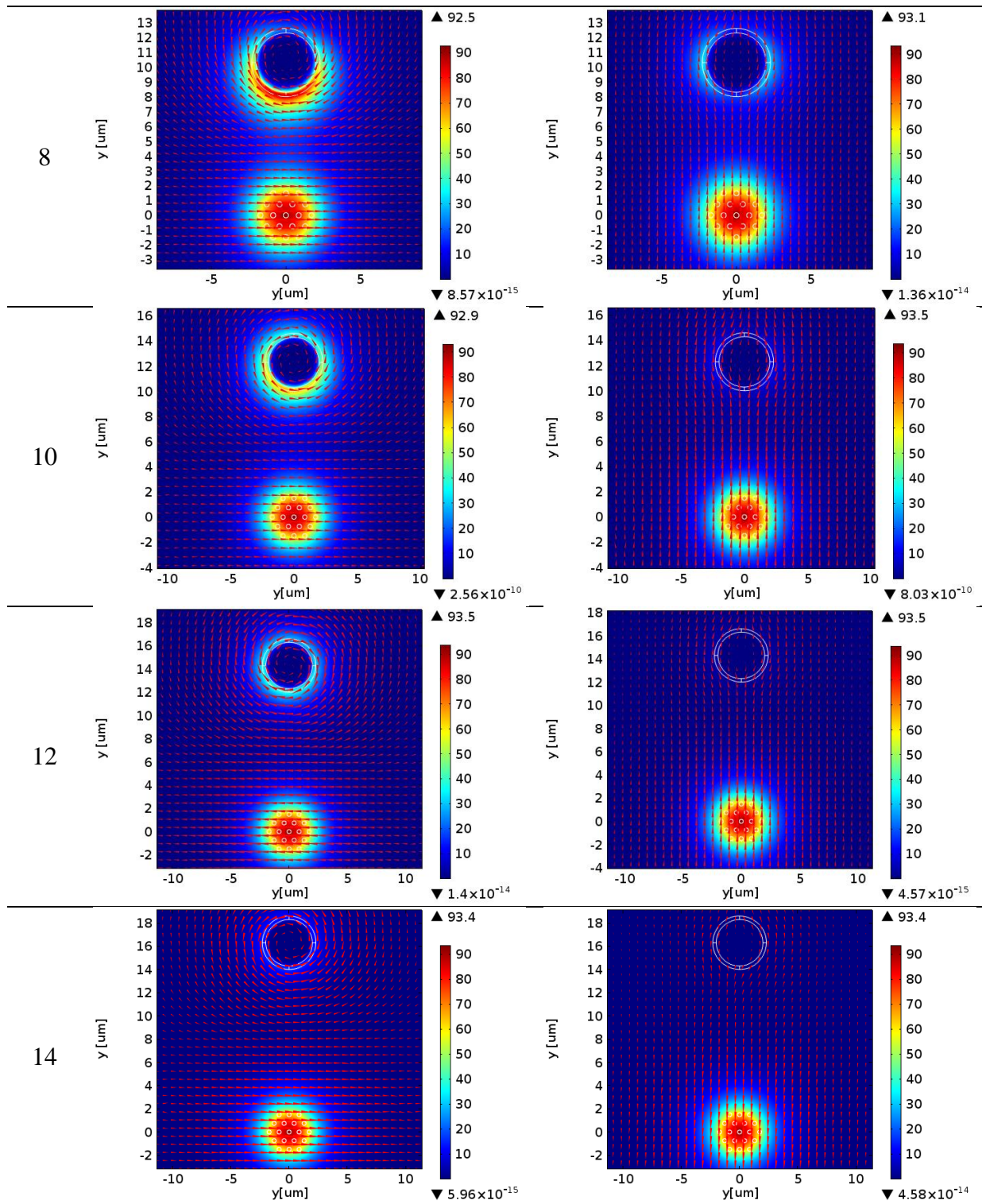
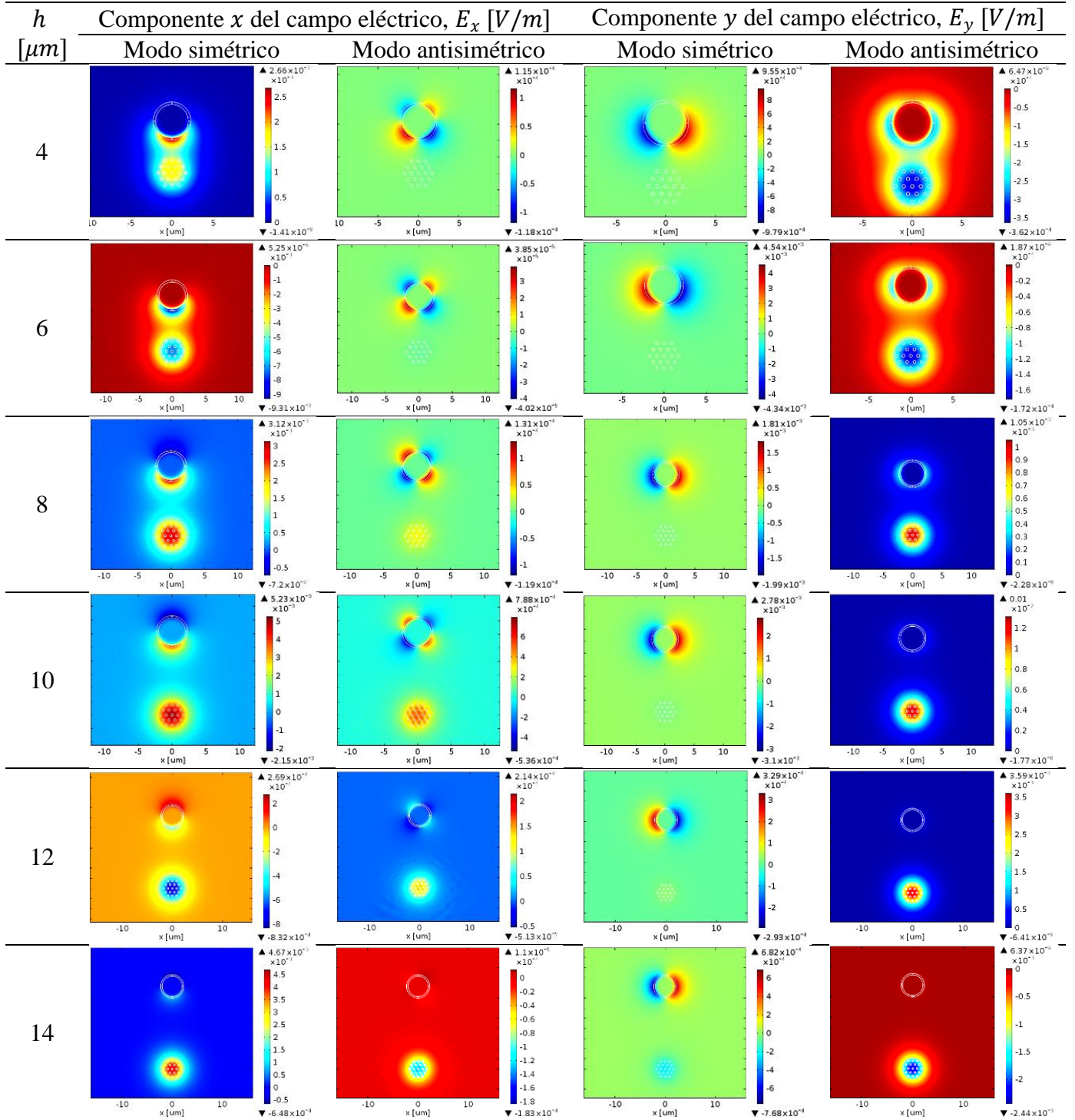


Tabla 4.3 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y, en función de la separación h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 4.5, en la que cada curva representa un modo de propagación. En la figura se observan cuatro principales familias de modos, de las cuales se derivan los modos simétrico y antisimétrico conforme se van acercando las guías. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación, y mientras las guías se aproximan este modo se comienza a dividir cuando $h \leq 10 \mu m$. Es decir, cuando más cerca están las guías, es posible distinguir entre los modos simétrico y antisimétrico, y calcular la longitud de acoplamiento con la ecuación (4.14).

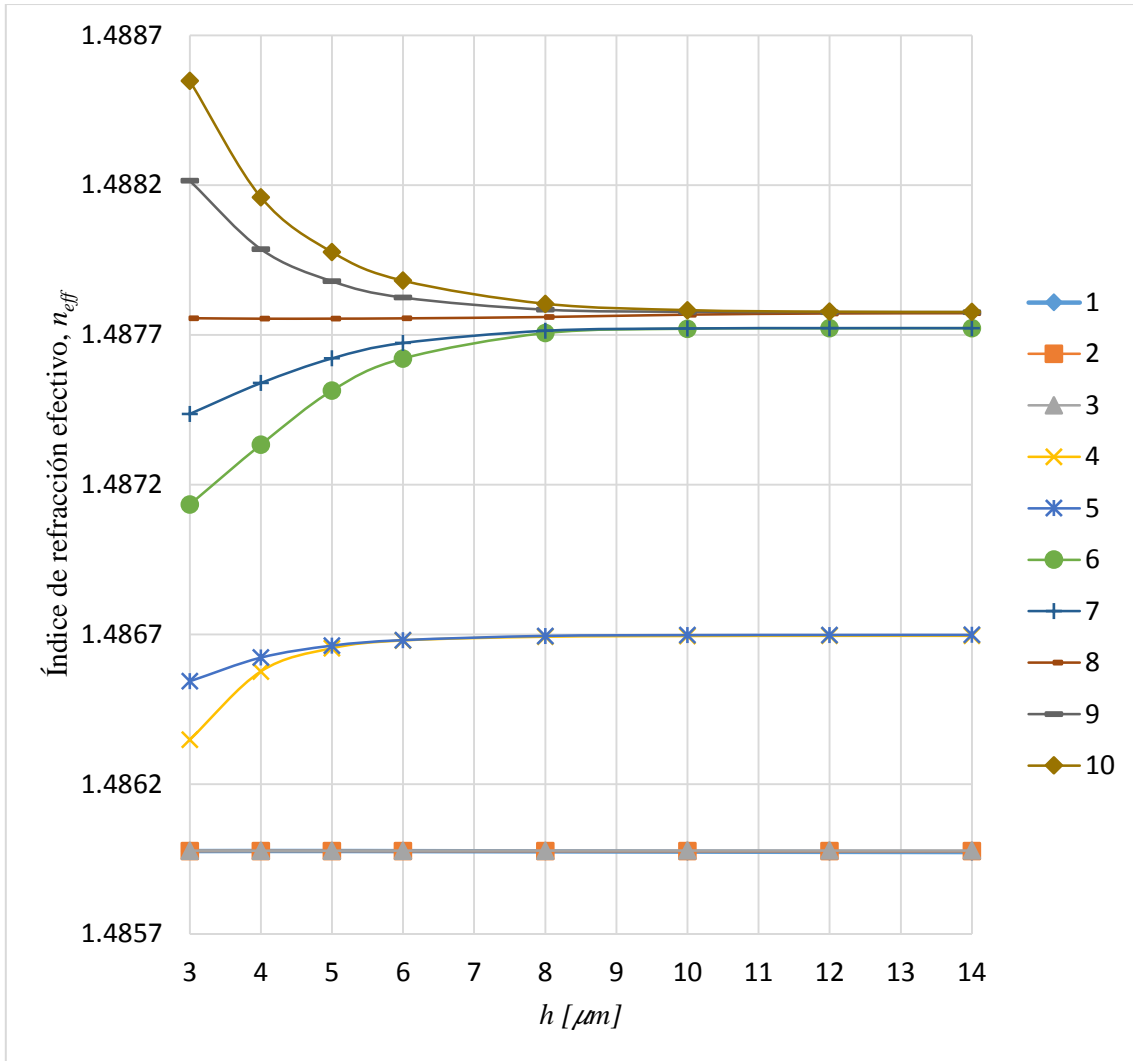


Figura 4.4 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.

Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu\text{m}$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, en consecuencia, la longitud de acoplamiento tiende a ser muy grande, es decir, un comportamiento exponencial como el que se explicará a continuación. El incremento de h implica un acoplamiento extremadamente débil o casi nulo entre las guías. En otras palabras, las guías de onda quedan aisladas una de otra.

La Tabla 4.4 muestra los valores del índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La gráfica de la Figura 4.5 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se confirma con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 2.341 \times 10^{-06} e^{1 \cdot h}$ y $R^2 = 0.9999$ (línea sólida).

Tabla 4.4 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [m]$
3	1.488547428	1.488214103	0.00129003
4	1.488159272	1.487986042	0.00248226
5	1.487975782	1.487878719	0.00443013
6	1.487880763	1.487824436	0.00763411
8	1.487803763	1.487784021	0.02178081
10	1.487782446	1.487776837	0.07666226
12	1.487777137	1.487775990	0.37491453
14	1.487776053	1.487775901	2.83613080

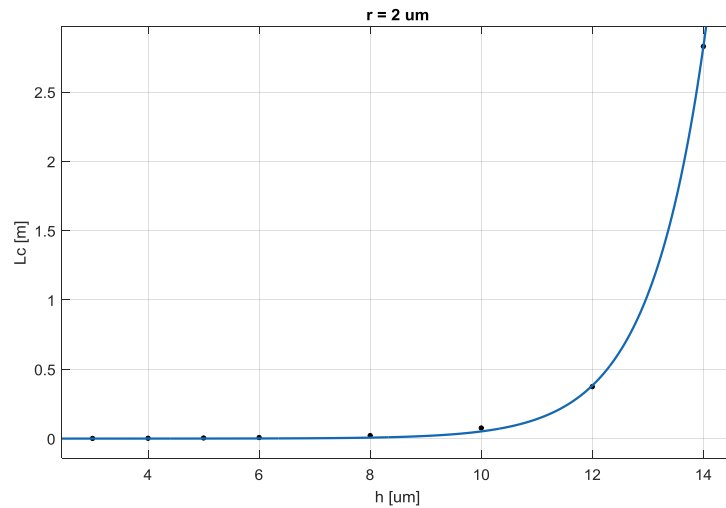


Figura 4.5 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

4.4 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$

En esta sección se obtuvo la longitud de acoplamiento L_c del sensor, con un radio del canal 8 veces mayor al caso anterior, es decir, $r = 16 \mu\text{m}$. Los parámetros empleados para este análisis se especifican en la Tabla 4.5.

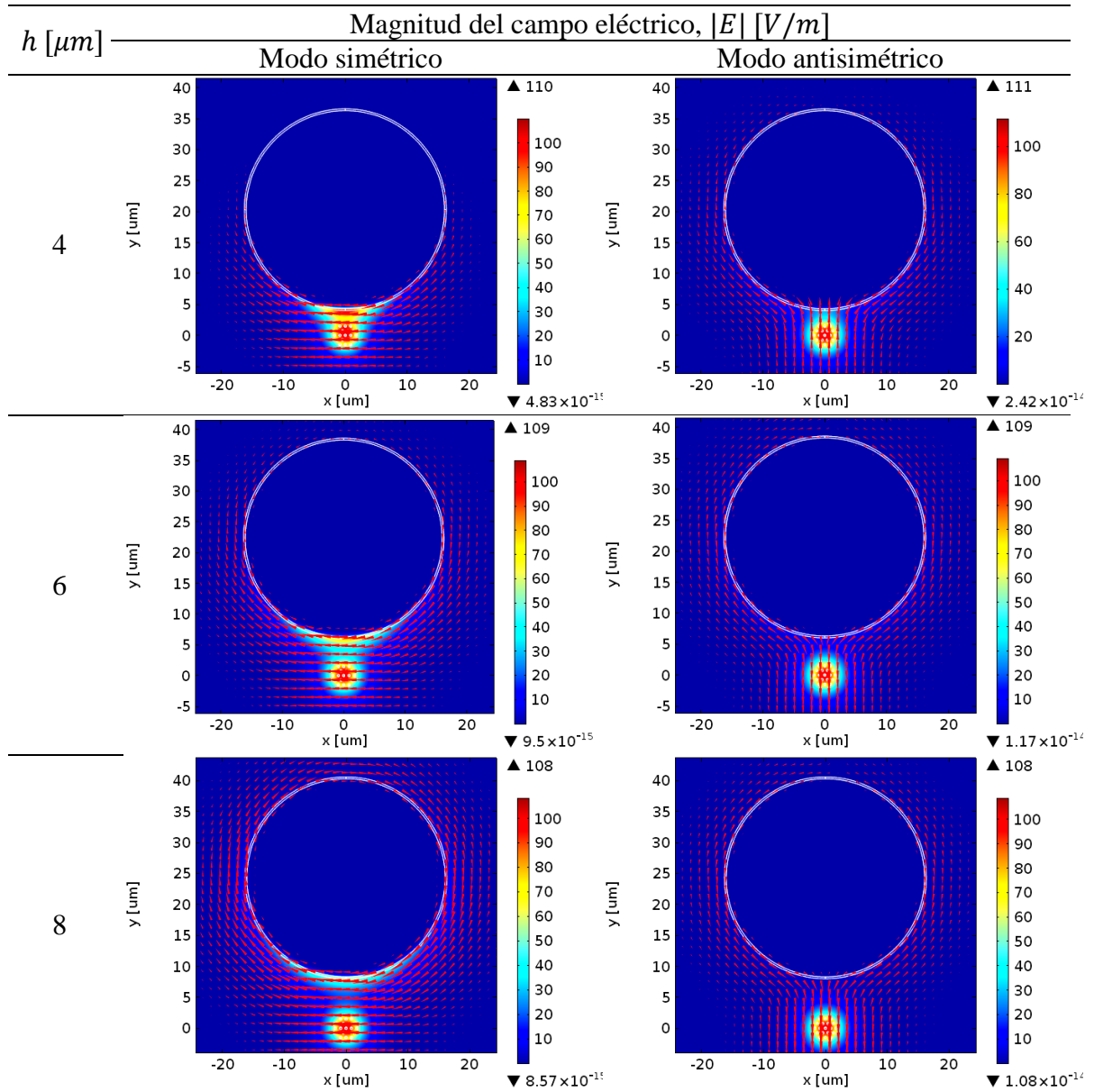
El intervalo de valores para h es de $3 \mu\text{m}$ a $14 \mu\text{m}$. Se obtuvieron los valores del índice efectivo de los modos simétrico y antisimétrico, así como los patrones de los modos. Por cada valor de h , se calcularon un total 10 modos de propagación.

Tabla 4.5 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h .

Parámetro	Valor	Descripción
r [μm]	16	Radio del canal del analito
t [nm]	300	Espesor del anillo de policarbonato
n_a	1.3334	Índice de refracción del analito
λ_r [μm]	890	Longitud de onda de resonancia

La Tabla 4.6 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 4.7 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 4.6.

Tabla 4.6 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



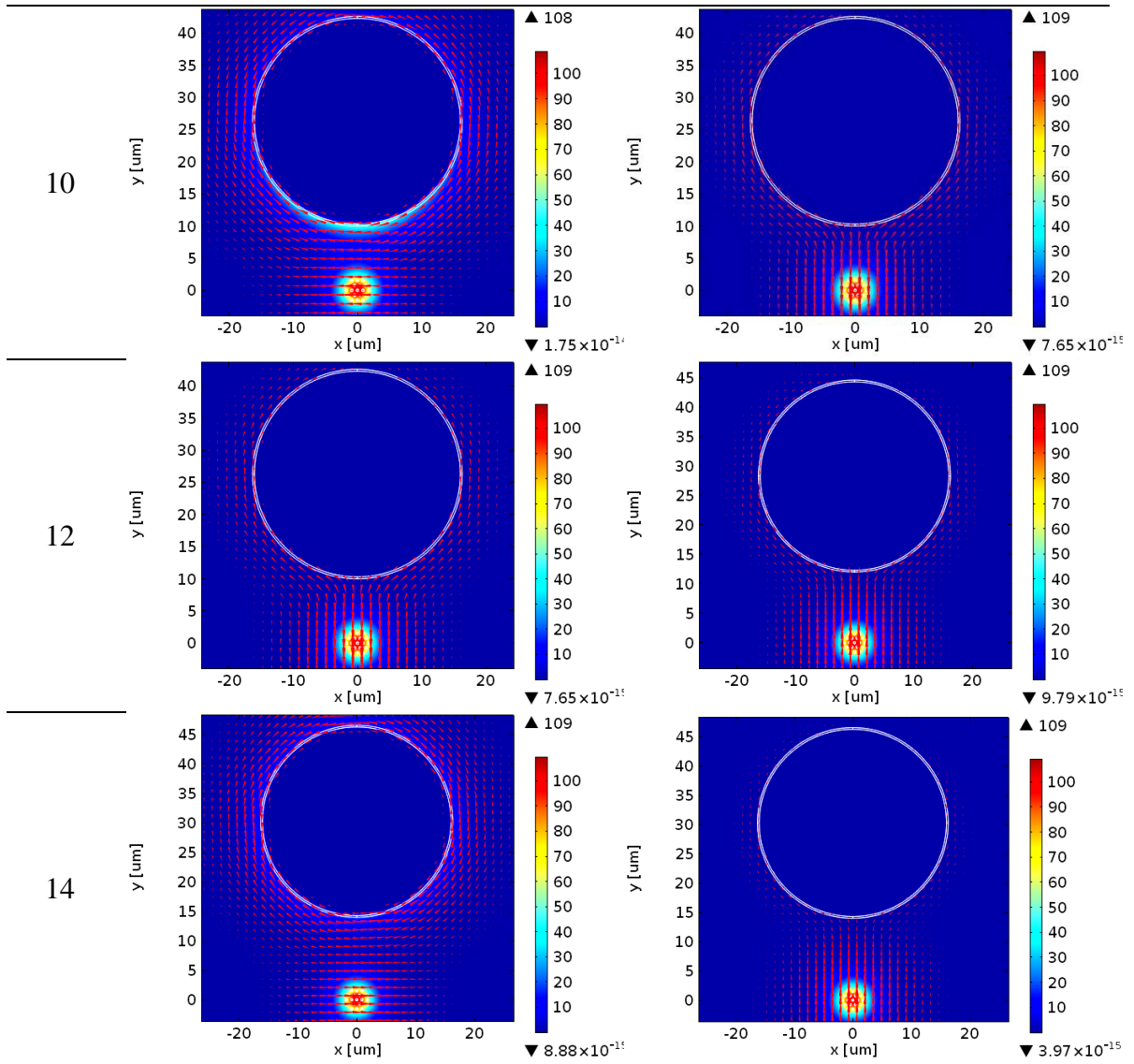
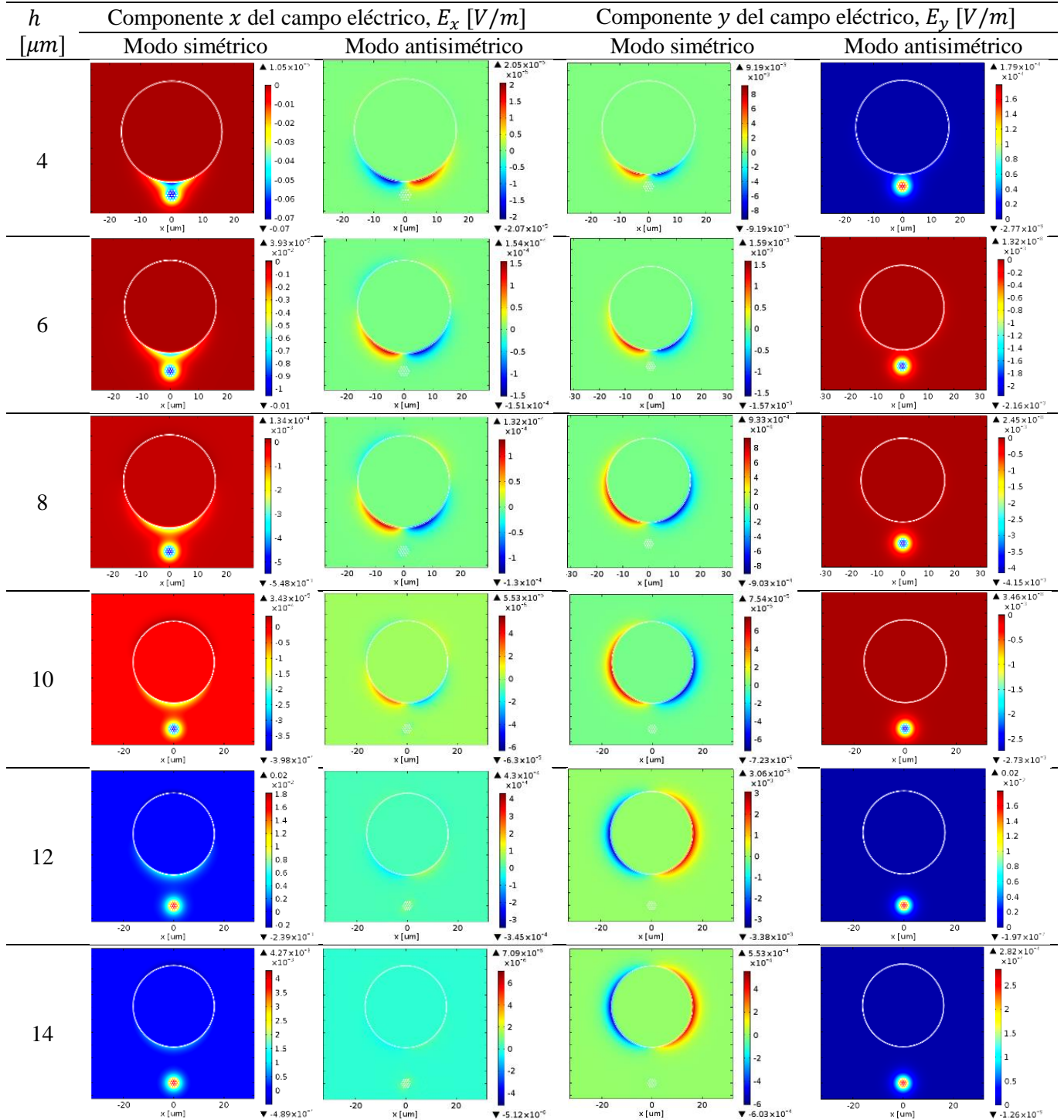


Tabla 4.7 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en función de h se ilustra en la Figura 4.6, en la que cada curva representa un modo de

propagación. En la figura se observan cuatro principales familias de modos, de las cuales se derivan los modos simétrico y antisimétrico conforme se van acercando las guías. En particular se analizan las curvas 9 y 10 ya que provienen del modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación, y mientras las guías se aproximan este modo se comienza a dividir cuando $h \leq 12 \mu m$. Es decir, cuando se acercan las guías, es posible distinguir entre los modos simétrico y antisimétrico del acoplador, y entonces se puede calcular la longitud de acoplamiento.

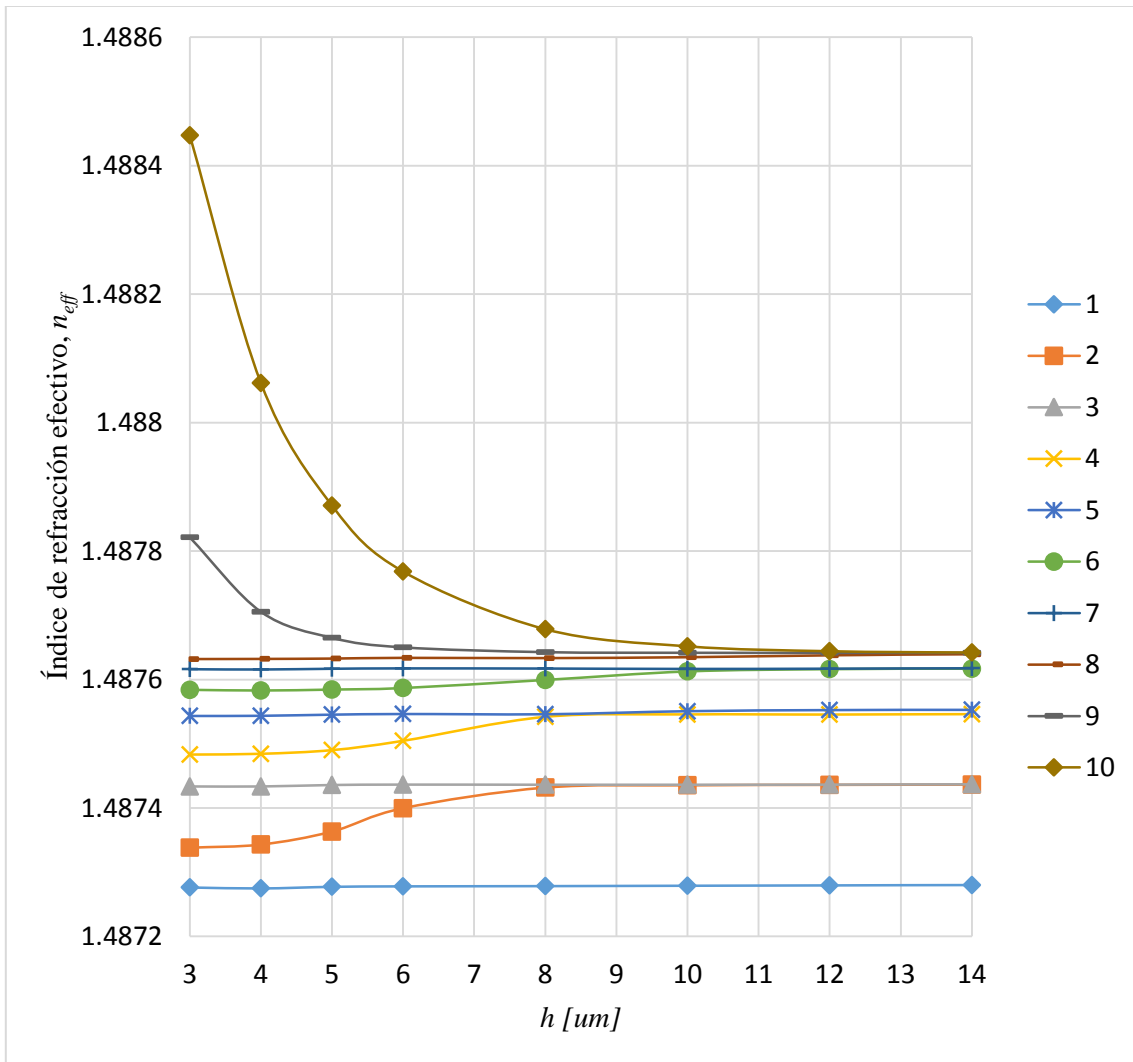


Figura 4.6 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.

Cuando la separación de las guías es $h > 12 \mu\text{m}$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, en consecuencia, la longitud de acoplamiento tendrá un comportamiento exponencial. Cuando h es muy grande se considera que las dos guías de onda están aisladas y no hay acoplamiento entre ellas.

La Tabla 4.8 presenta los valores del índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La gráfica de la Figura 4.7 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se corrobora con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 2.679 \times 10^{-05} e^{0.7325 \cdot h}$ y $R^2 = 0.9999$ (línea sólida).

Tabla 4.8 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [\text{m}]$
3	1.48844718	1.487821313	0.0007122
4	1.488061751	1.487705484	0.0012511
5	1.487870920	1.487664915	0.0021637
6	1.487768107	1.487650045	0.0037755
8	1.487678340	1.487642626	0.0124811
10	1.487651673	1.487641637	0.0444151
12	1.487644078	1.487641511	0.1736462
14	1.487642078	1.487641493	0.7619658

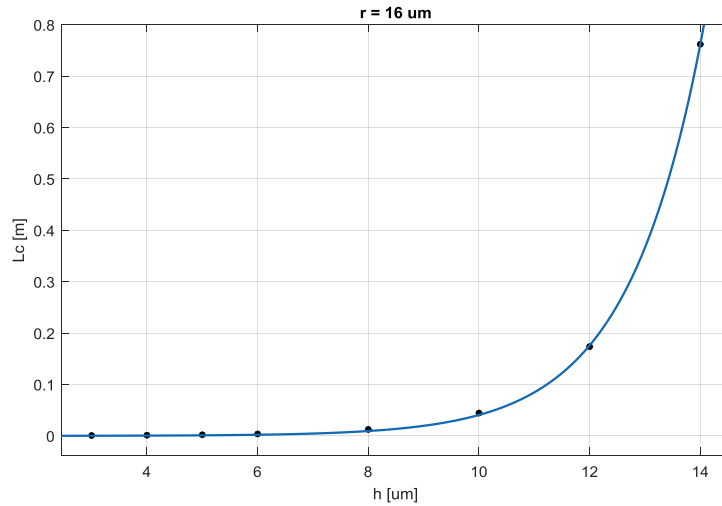


Figura 4.7 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3334$.

Hasta este momento se han analizado dos casos, el primero cuando $r = 2 \mu m$ y el segundo cuando $r = 16 \mu m$. En ambos casos, el canal tiene el mismo analito (agua). Se observa que el rango de longitudes de acoplamiento es menor cuando el radio del canal es $r = 16 \mu m$, debido a que la diferencia entre los índices efectivos de los modos simétrico y antisimétrico es mayor para este caso en comparación con un radio del canal menor.

En las siguientes dos secciones se analizará la longitud de acoplamiento del sensor para dos radios diferentes del canal y para un mismo analito con índice de refracción de $n_a = 1.3430$.

4.5 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3430$

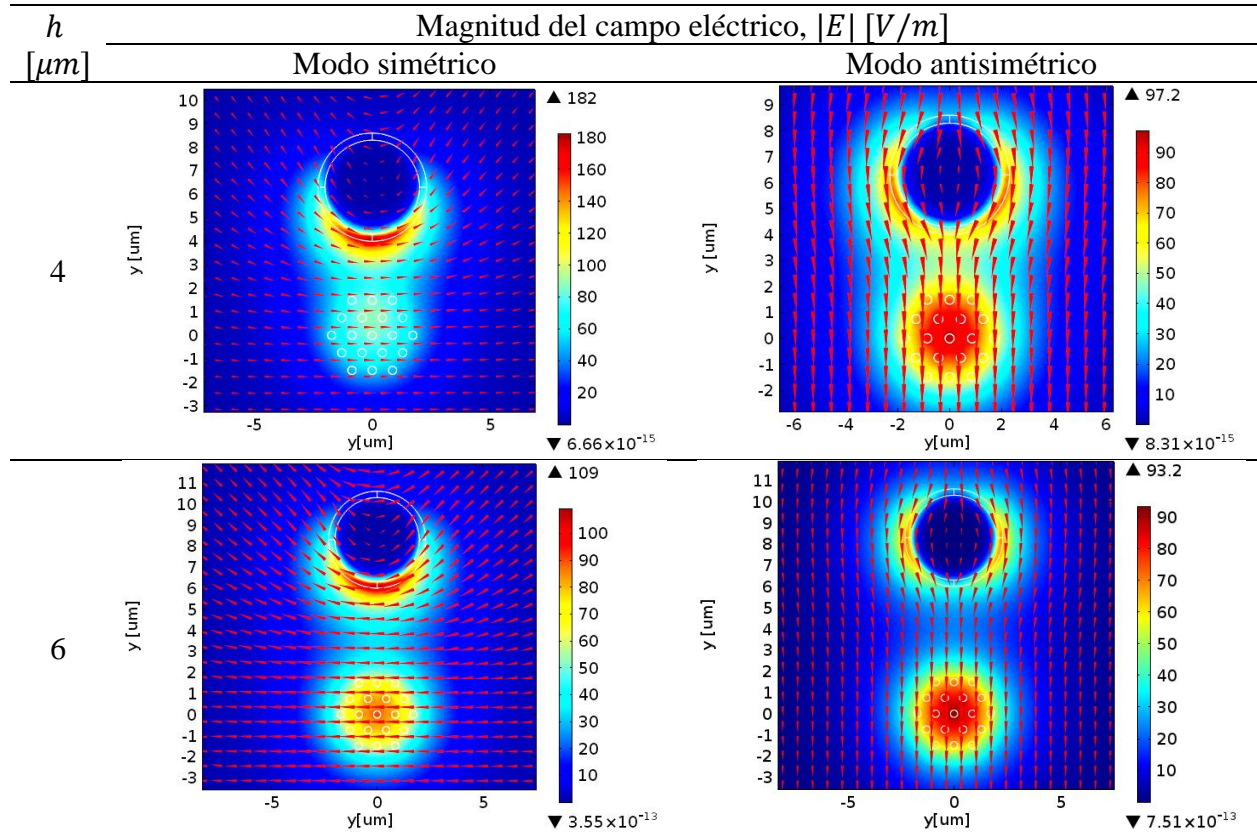
En esta sección se modificó el índice de refracción del analito, considerando ahora una solución acuosa de sacarosa al 7% con índice de refracción de $n_a = 1.3430$ y radio del canal de $r = 2 \mu m$. Bajo estas condiciones se obtuvo la longitud de acoplamiento L_c , con los parámetros especificados en la Tabla 4.9. El intervalo de valores para h es de $3 \mu m$ a $14 \mu m$. Se obtuvieron los valores del índice efectivo de los modos simétrico y antisimétrico, así como los patrones de los modos. Por cada valor de h , se obtuvieron los primeros 10 modos de propagación.

Tabla 4.9 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h .

Parámetro	Valor	Descripción
r [μm]	2	Radio del canal del analito
t [nm]	300	Espesor del anillo de policarbonato
n_a	1.3430	Índice de refracción del analito
λ_r [μm]	874	Longitud de onda de resonancia

La Tabla 4.10 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 4.11 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 10.

Tabla 4.10 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3430$.



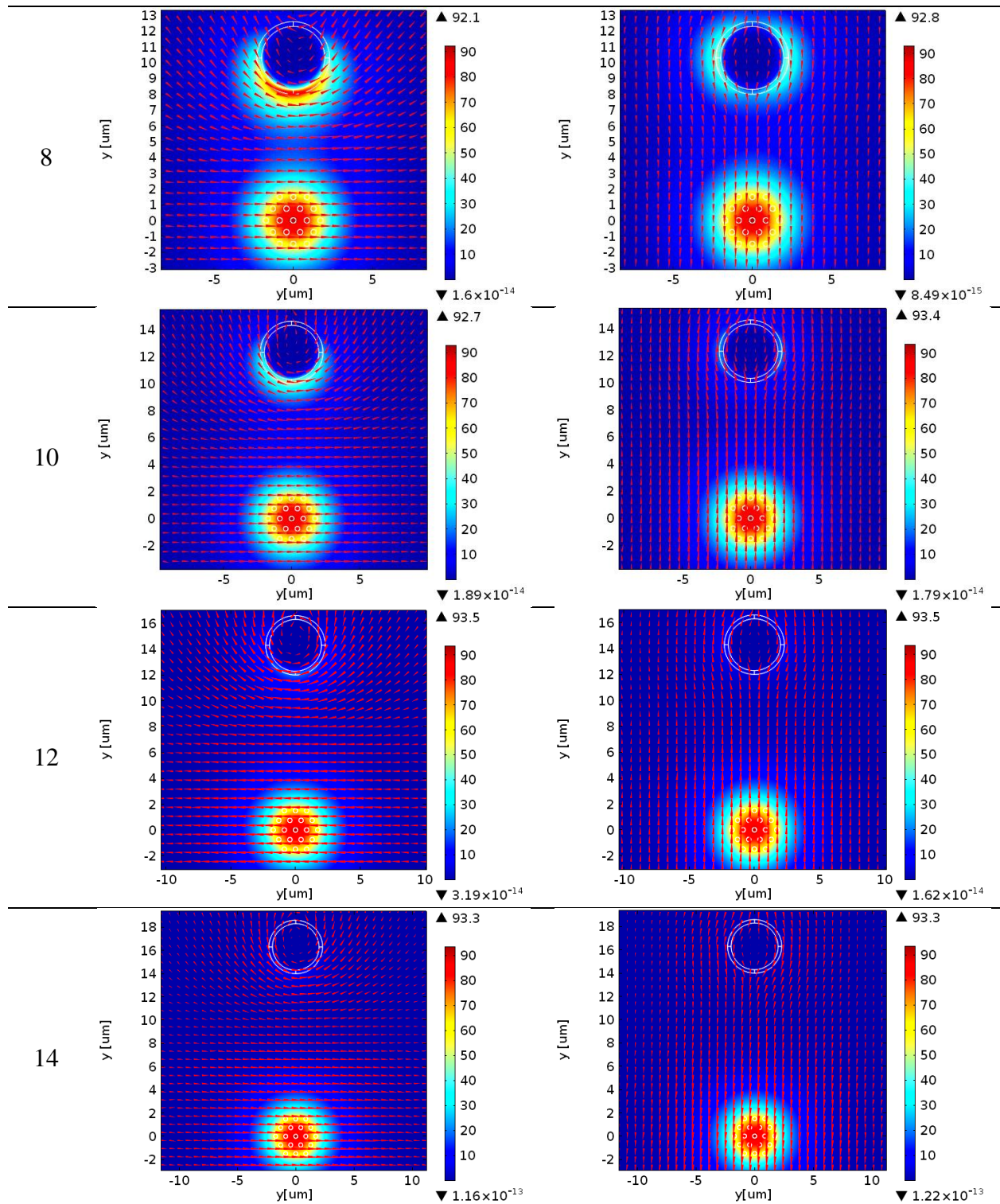
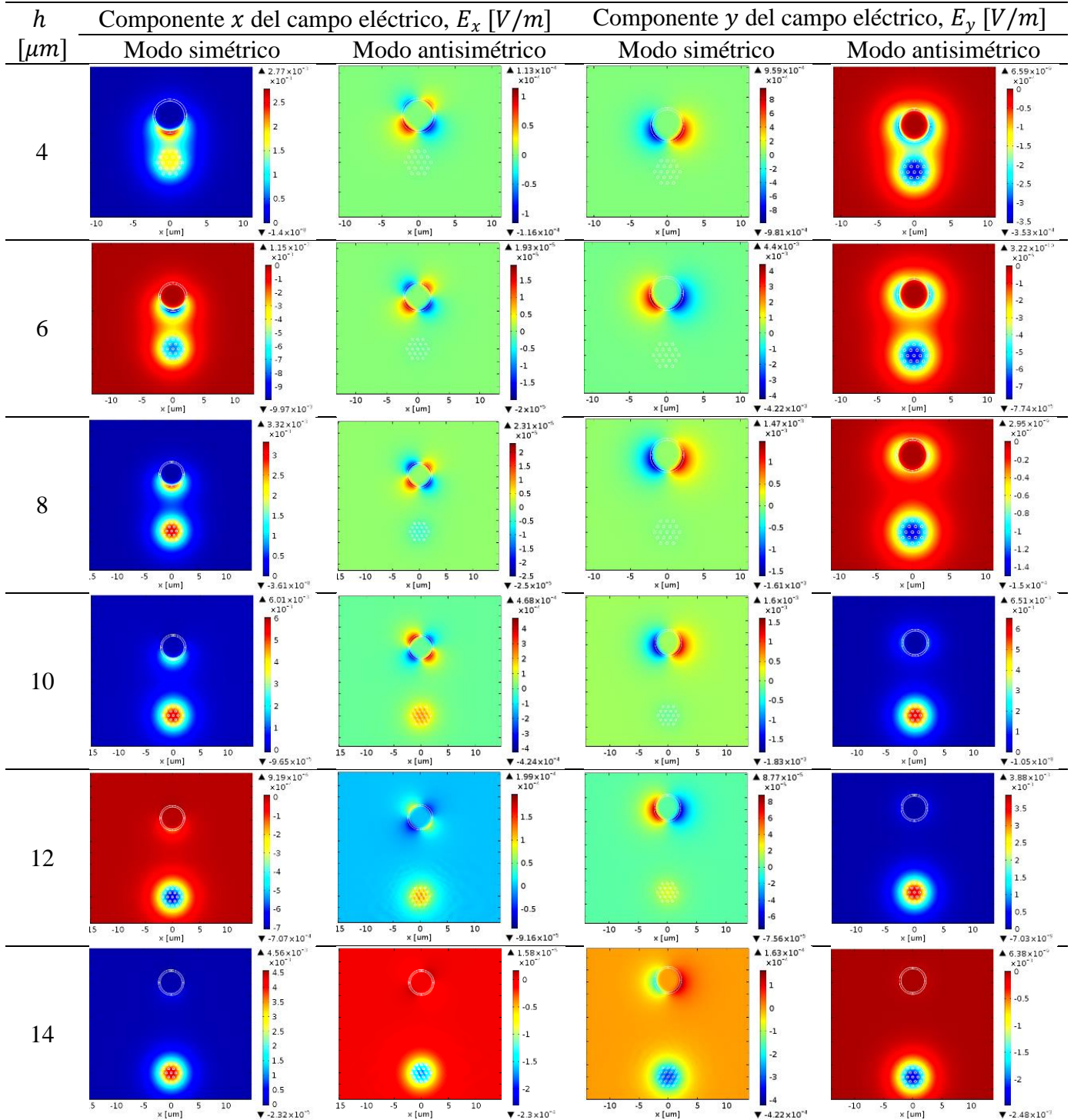


Tabla 4.11 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y, en función de la separación h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 4.8, en la que cada curva representa un modo de propagación. En la gráfica se observan tres familias de modos, de las cuales se derivan los modos simétrico y antisimétrico conforme se van acercando las guías. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

El modo fundamental comienza a dividirse cuando $h \leq 10 \mu m$, que es el mismo comportamiento cuando se tenía $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3334$. En cambio, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu m$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia L_c aumentará exponencialmente.

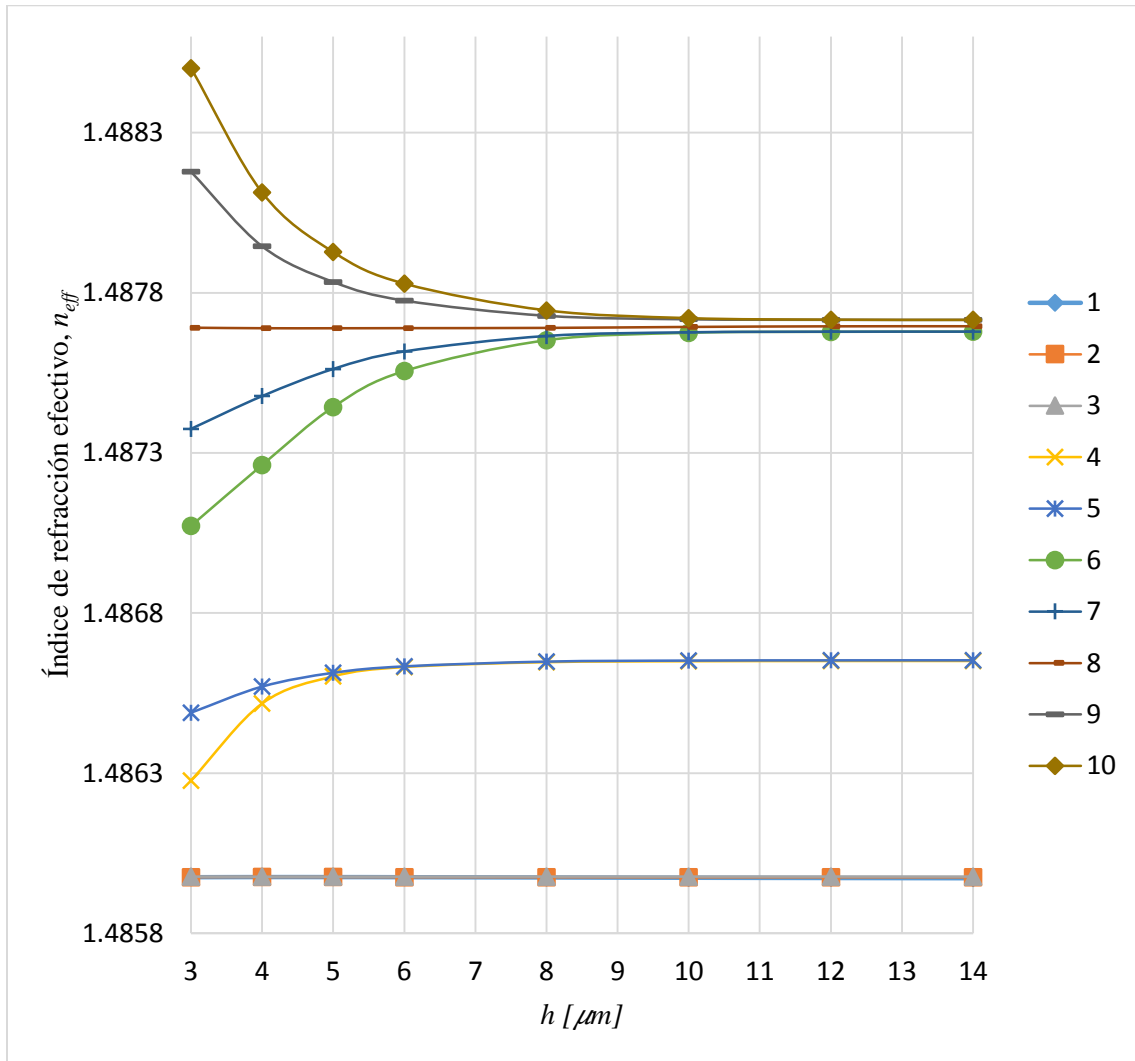


Figura 4.8 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 4.12 muestra los valores del índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La Figura 4.9 muestra la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se comprueba con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 2.131 \times 10^{-06} e^{1.076 \cdot h}$ y $R^2 = 1$ (línea sólida).

La diferencia de los índices efectivos de los modos simétrico (10) y antisimétrico (9) para el caso de la solución de sacarosa es menor por lo que la longitud de acoplamiento es mayor que para el caso del agua.

Tabla 4.12 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [\text{m}]$
3	1.488501299	1.488177691	0.0013503
4	1.488113213	1.487945199	0.0026009
5	1.487927012	1.487833723	0.0046843
6	1.487828614	1.487775609	0.0082445
8	1.487745092	1.487728137	0.0257741
10	1.487720869	1.487717130	0.1168761
12	1.487716026	1.487715516	0.8568627
14	1.487715386	1.487715327	7.40677966

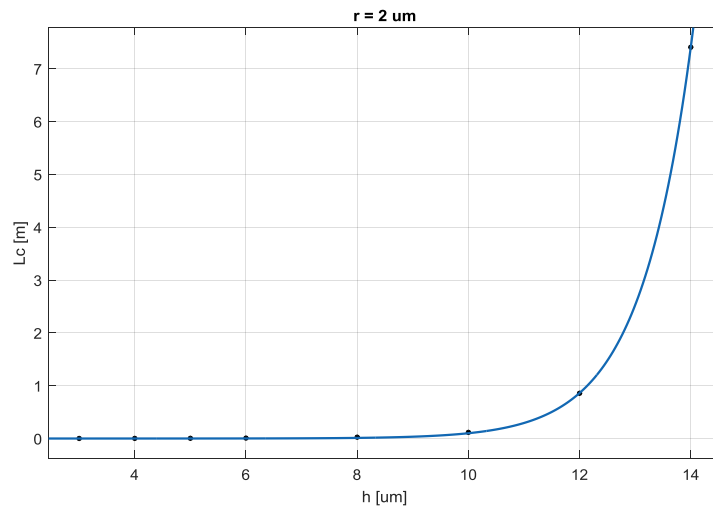


Figura 4.9 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

4.6 Longitud de acoplamiento para el sensor con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3430$

En esta sección se obtuvo la longitud de acoplamiento L_c del sensor para el caso del radio del canal de $r = 16 \mu m$, y como analito la solución de sacarosa al 7% ($n_a = 1.3430$). Los parámetros empleados para este análisis se especifican en la Tabla 4.13.

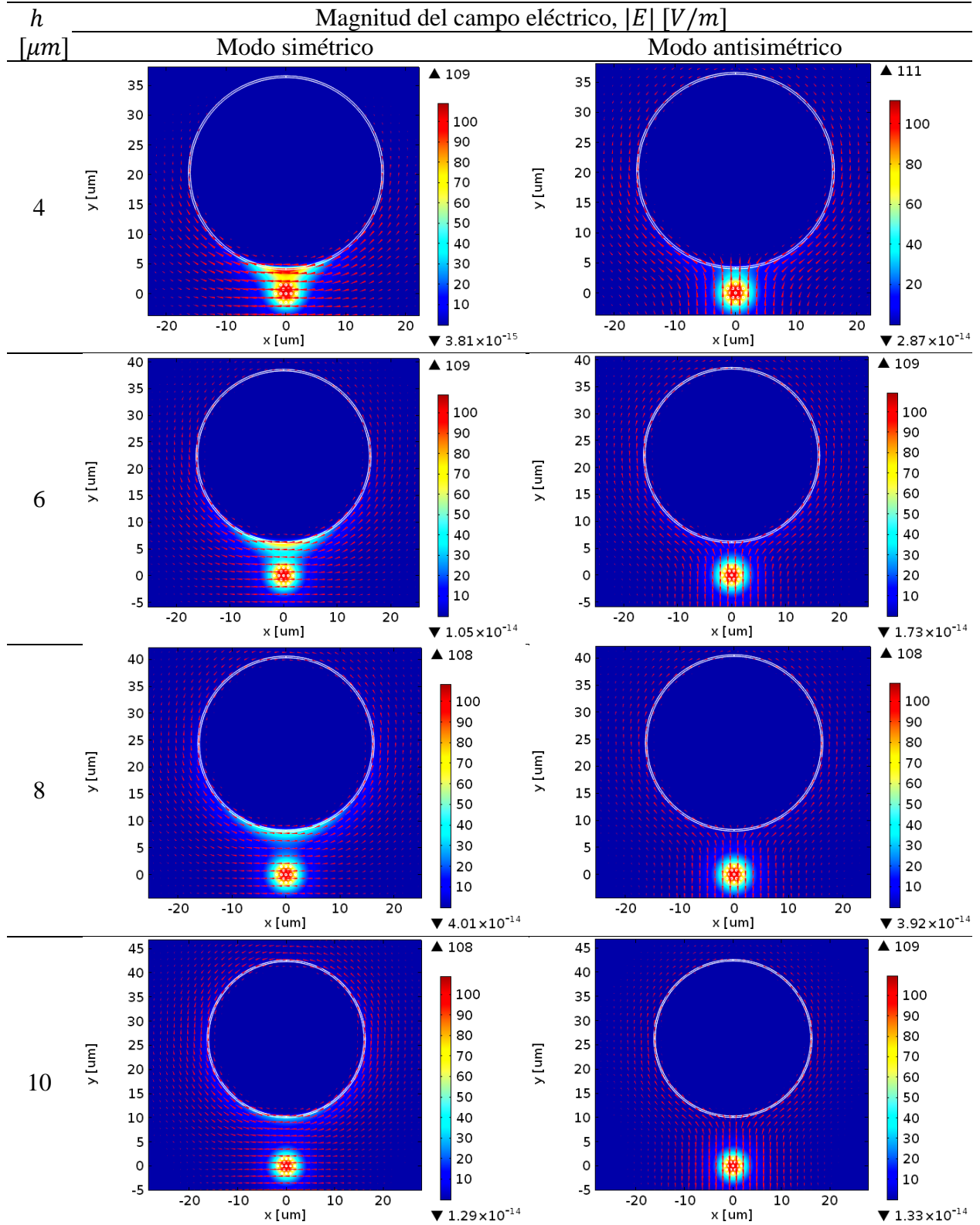
Tabla 4.13 Parámetros del sensor empleados en el cálculo de L_c en función de h .

Parámetro	Valor	Descripción
$r [\mu m]$	16	Radio del canal del analito
$t [nm]$	300	Espesor del anillo de policarbonato
n_a	1.3430	Índice de refracción del analito
$\lambda_r [\mu m]$	908	Longitud de onda de resonancia

El intervalo de valores para h es de $3 \mu m$ a $14 \mu m$. Bajo estas condiciones se obtuvieron los valores del índice efectivo de los modos simétricos y antisimétrico, así como los patrones de los modos. Por cada valor de h , se calcularon los primeros 10 modos de propagación.

La Tabla 4.14 muestra la magnitud y líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 4.15 muestra la proyección de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 4.14.

Tabla 4.14 Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de la separación h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



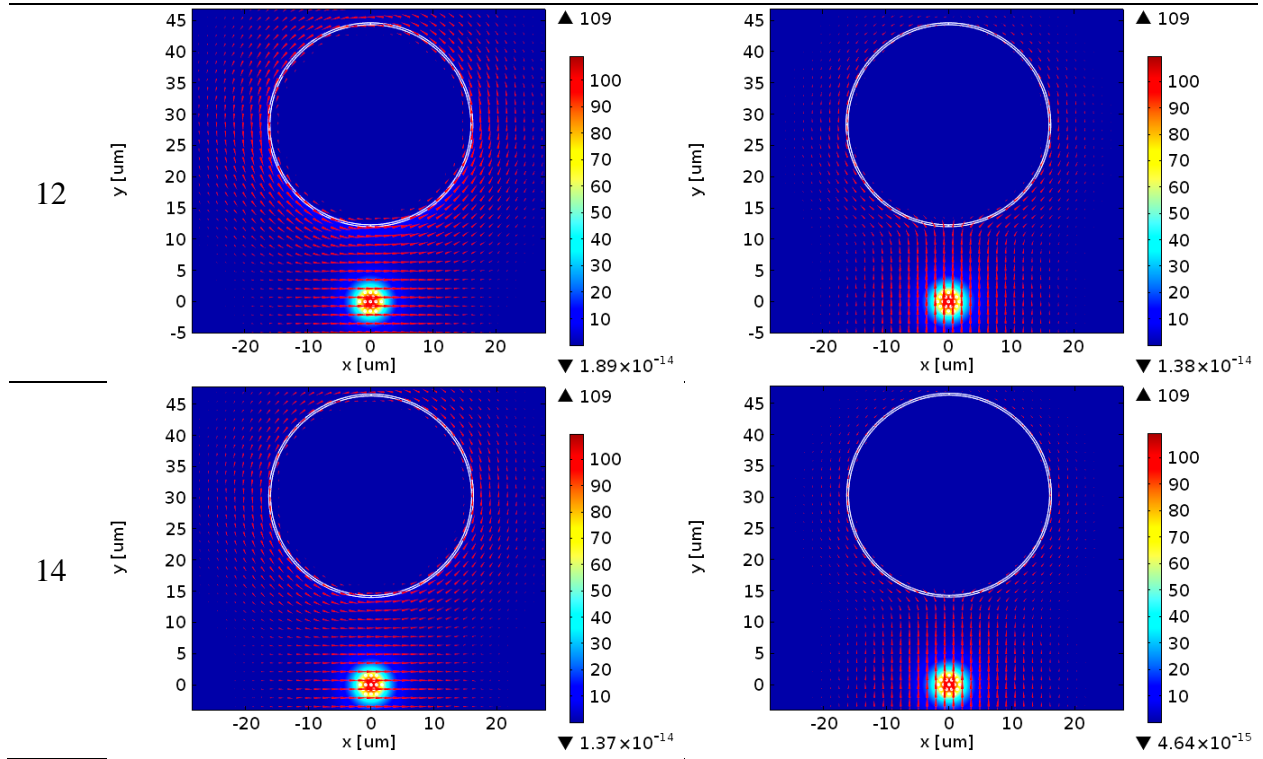
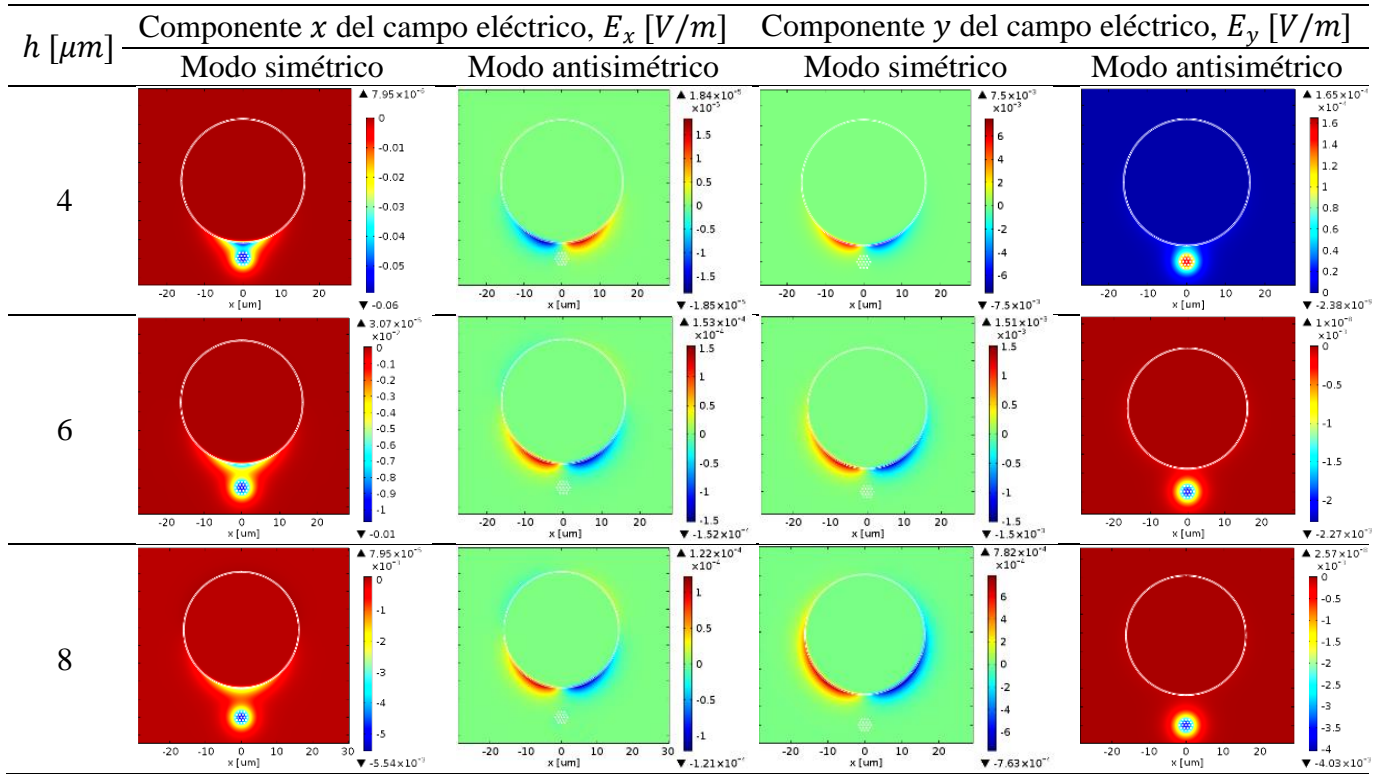
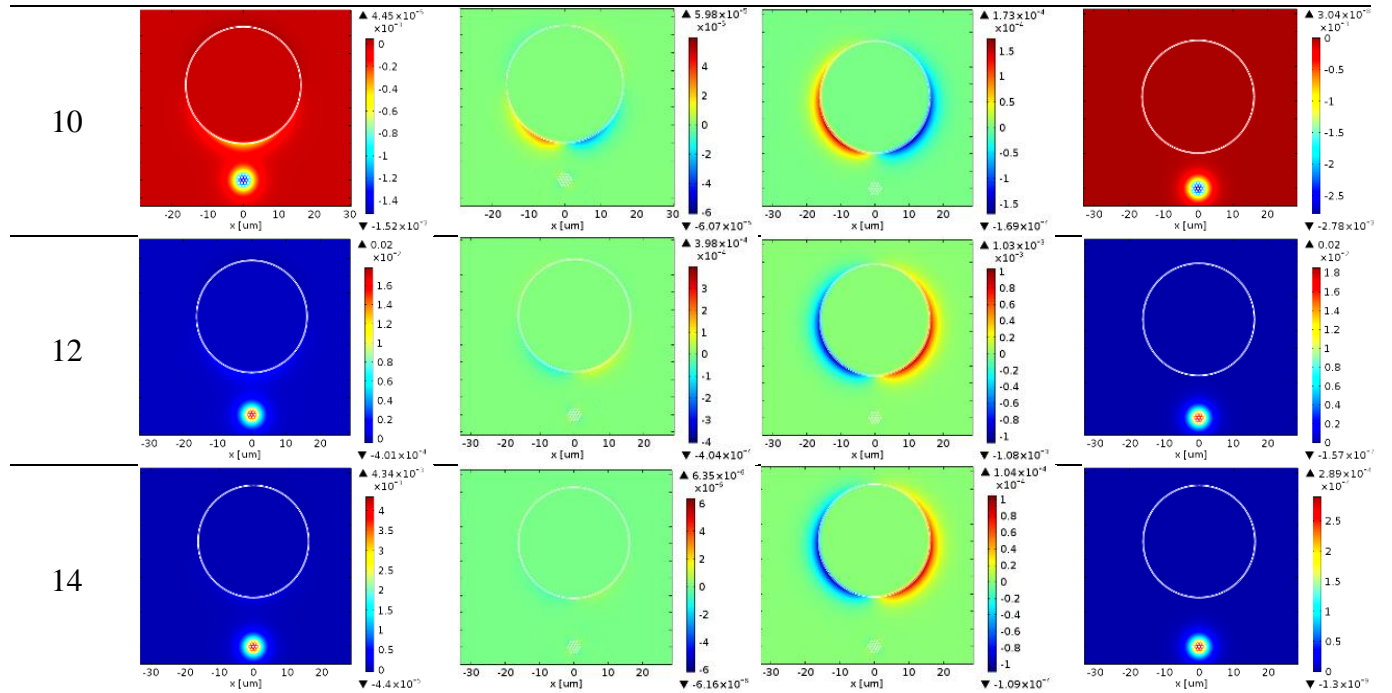


Tabla 4.15 Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función de la separación h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.





Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en función de h se presenta en la Figura 4.10, en la que cada curva representa un modo de propagación. En la gráfica se observan cuatro principales familias de modos, de las cuales se derivan los modos simétrico y antisimétrico conforme se van acercando las guías. En particular se analizan las curvas 9 y 10 ya que provienen del modo fundamental del acoplador.

El modo fundamental comienza a separarse en los modos simétrico y antisimétrico cuando $h \leq 12 \mu\text{m}$, que es el mismo comportamiento cuando se tenía $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$. Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 12 \mu\text{m}$, la diferencia de índices efectivos entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia L_c aumenta exponencialmente. Este comportamiento de L_c se comprueba a continuación.

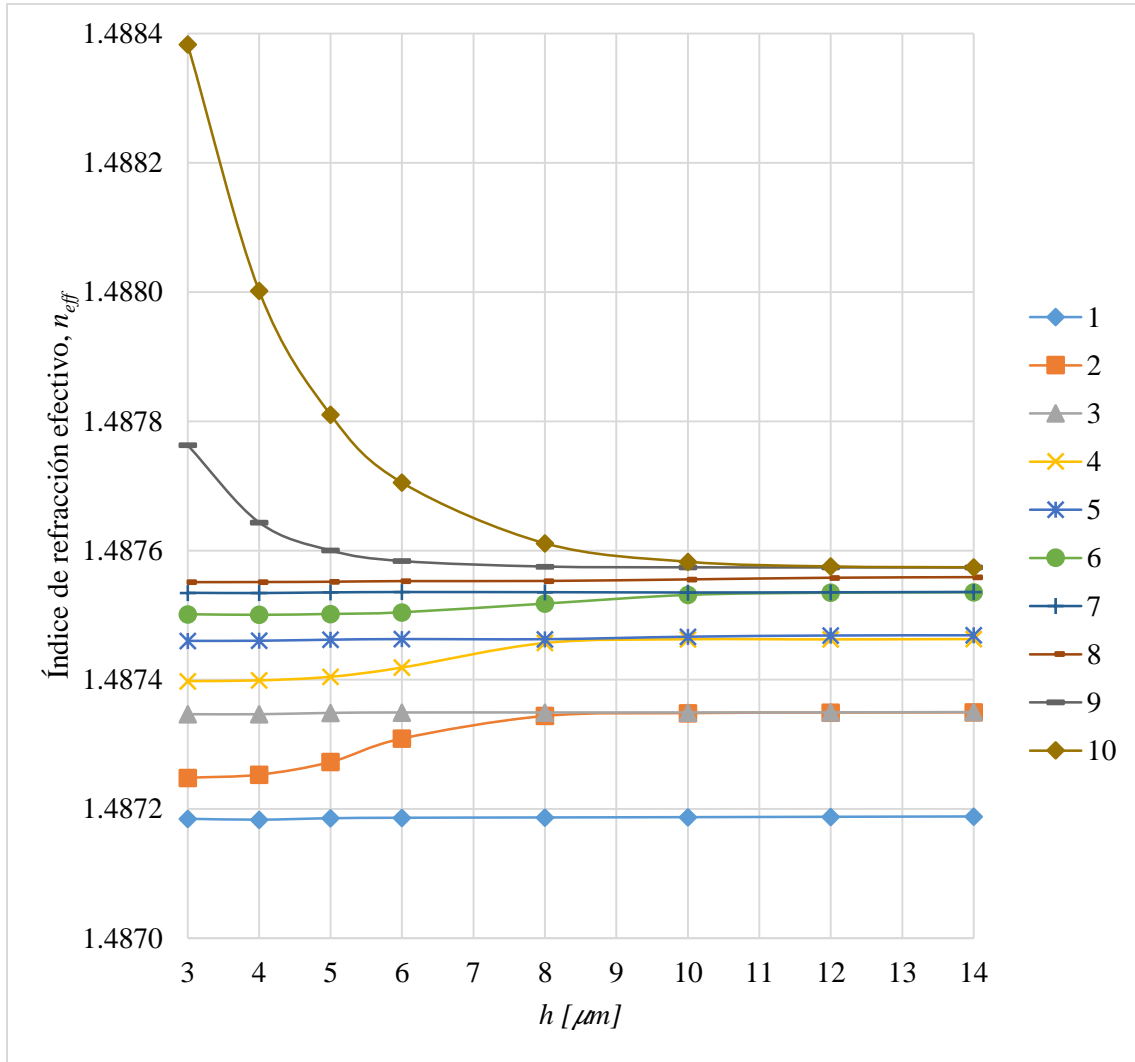


Figura 4.10 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 4.16 muestra los valores del índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La Figura 4.11 muestra la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se verifica con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu m]) = 3.17 \times 10^{-06} e^{0.9552 \cdot h}$ y $R^2 = 1$ (línea sólida).

Tabla 4.16 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

h [μm]	n_{eff_s}	n_{eff_a}	L_c [m]
3	1.488383085	1.487763078	0.0007322
4	1.488001755	1.48764356	0.0012674
5	1.487810087	1.487600158	0.0021626
6	1.487705037	1.487583732	0.0037426
8	1.487611191	1.487575228	0.0126240
10	1.487582648	1.487574027	0.0526621
12	1.487575383	1.487573862	0.2984878
14	1.487574061	1.487573838	2.0358744

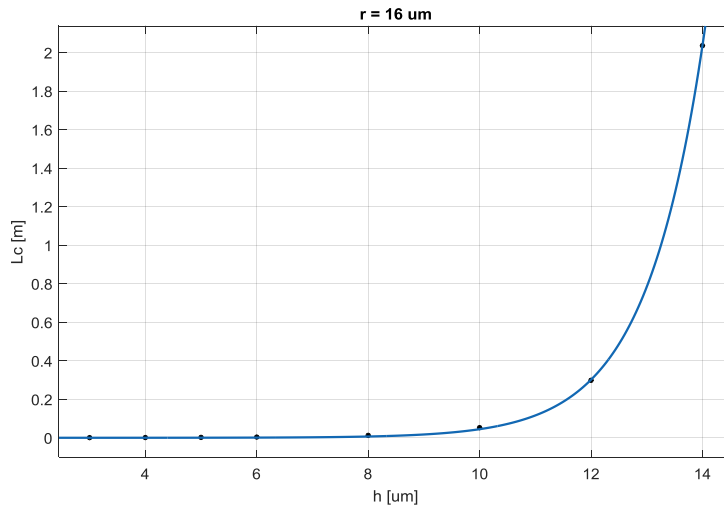


Figura 4.11 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

4.7 Análisis de resultados

En esta sección se analizarán en conjunto los resultados presentados en las secciones anteriores, recopilando los resultados por el tamaño del canal, de manera que se comenzará con los resultados para radio del canal de $r = 2 \mu m$ y posteriormente para $r = 16 \mu m$.

4.7.1 Resultados para $r = 2 \mu m$ con variaciones en el índice de refracción del analito

En la Figura 4.12 se observa la variación de la longitud de acoplamiento del sensor cuando el radio del canal es de $r = 2 \mu m$, y existe un incremento del 0.7% en el índice de refracción del analito. Se observa que cuando el sensor contiene la solución de sacarosa las longitudes de acoplamiento son mayores que cuando contiene agua. Partiendo de estos resultados se verifica el comportamiento exponencial de la longitud de acoplamiento del sensor en función de h .

Las Tablas 4.4 y 4.12 muestran que en el intervalo $3 \leq h [\mu m] \leq 8$, la máxima variación de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito es del 18% para un radio del canal de $2 \mu m$. Existe una variación mínima de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito dentro de dicho intervalo.

La longitud de acoplamiento del sensor con los parámetros de diseño $r = 2 \mu m$ y $h = 8 \mu m$ es de $L_c = 2.58 cm$, para el intervalo de índices de refracción de $n_a = 1.3334 - 1.3430$. Esta longitud es recomendable para tener sensores que puedan manipularse fácilmente.

La diferencia de la longitud de acoplamiento respecto al índice de refracción del analito comienza a aumentar significativamente cuando $h \geq 10 \mu m$, con valores de $L_c(n_a = 1.3334, h = 10 \mu m) = 7.66 cm$ y $L_c(n_a = 1.3430, h = 10 \mu m) = 11.69 cm$, es decir, una variación del 50% en la longitud de acoplamiento respecto al cambio en el índice de refracción del analito. Estos resultados representan dispositivos cinco veces más largos que al emplear valores de la separación menores a $8 \mu m$, por lo que no serán de fácil de manipular y también requerirán un volumen mayor de la muestra a caracterizar.

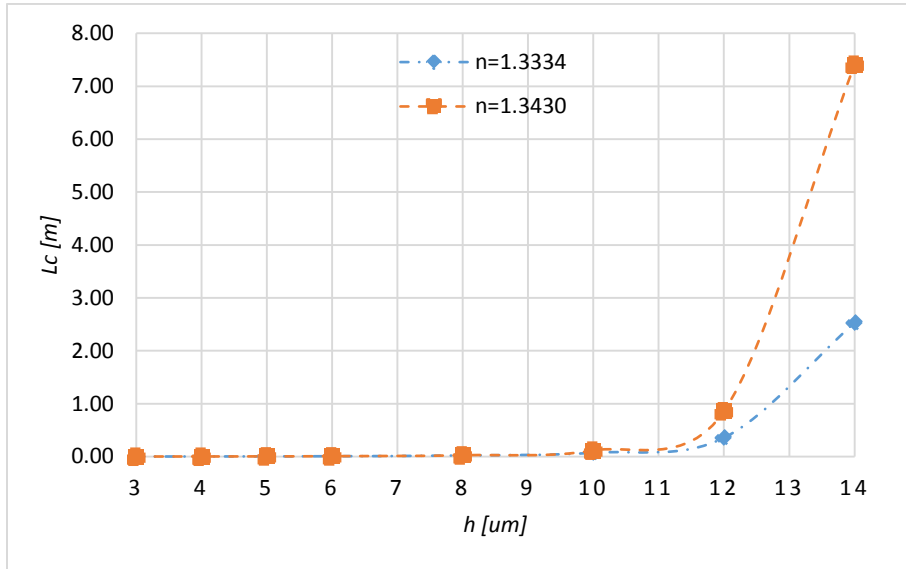


Figura 4.12 Longitud de acoplamiento L_c en función de h para $r = 2 \mu m$ y distintos índices de refracción del analito.

4.7.2 Resultados para $r = 16 \mu m$ con variaciones en el índice de refracción del analito

En la Figura 4.13 se observa la variación de la longitud de acoplamiento del sensor cuando el radio del canal es de $r = 16 \mu m$, y hay un incremento del 0.7% en el índice de refracción del analito. Se observa que cuando el sensor contiene la solución de sacarosa las longitudes de acoplamiento son mayores que cuando contiene agua. Se verificó el comportamiento exponencial de la longitud de acoplamiento del sensor en función de h .

Las Tablas 4.8 y 4.16 muestran que en el intervalo $3 \leq h [\mu m] \leq 8$, la máxima variación de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito es del 1% para un radio del canal de $16 \mu m$. Existe una variación mínima de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito dentro de dicho intervalo de h , e incluso menor que para el radio de $2 \mu m$.

La longitud de acoplamiento del sensor con los parámetros de diseño $r = 16 \mu m$ y $h = 8 \mu m$ es de $L_c = 1.26 cm$, para el intervalo de índices de refracción de $n_a = 1.3334 - 1.3430$. Esta longitud es casi la mitad de la longitud obtenida con el radio $2 \mu m$, por tanto, el sensor con estas características será más pequeño.

La diferencia de la longitud de acoplamiento respecto al índice de refracción del analito comienza a aumentar cuando $h \geq 10 \mu m$, con valores de $L_c(n_a = 1.3334, h = 10 \mu m) = 4.44 \text{ cm}$ y $L_c(n_a = 1.3430, h = 10 \mu m) = 5.27 \text{ cm}$, es decir, un incremento del 18% en la longitud de acoplamiento respecto al cambio en el índice de refracción del analito.

Estos resultados representan dispositivos cuatro veces más largos que al emplear valores de la separación menores a $8 \mu m$. Estas longitudes en un dispositivo real no resultan prácticas, además, se requerirá de un volumen mayor de la muestra a caracterizar.

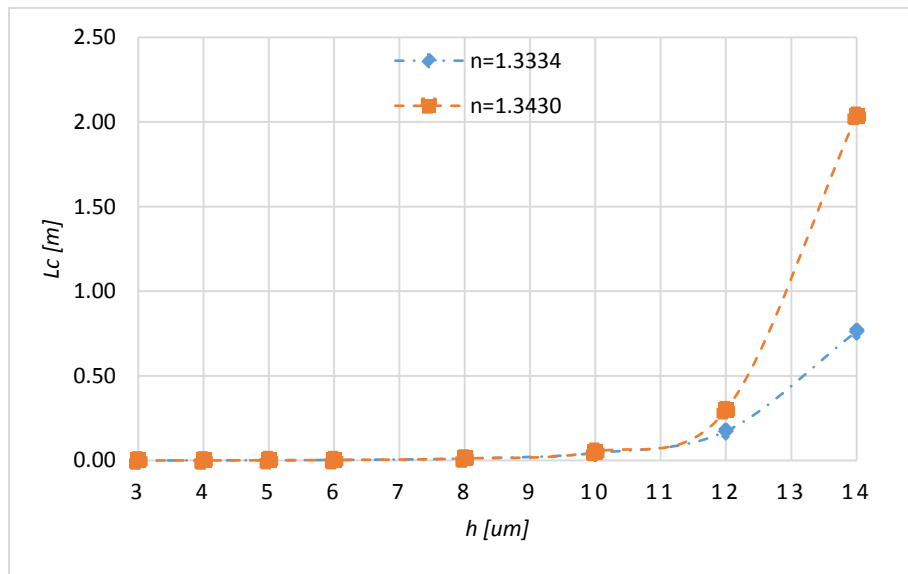


Figura 4.13 Longitud de acoplamiento L_c en función de h para $r = 16 \mu m$ y distintos índices de refracción del analito.

4.8 Conclusiones

En este capítulo se realizó el análisis de la longitud de acoplamiento L_c del sensor de índice de refracción basado en un acoplador direccional. El análisis consistió en calcular L_c en función de la separación del núcleo microestructurado y de la guía de onda en forma de anillo que actúa como el canal para el analito.

Este análisis verificó que la longitud de acoplamiento L_c del sensor de índice de refracción aumenta exponencialmente cuando las guías de onda que forman el acoplador, en este caso el núcleo y el anillo, se separan. Asimismo, se verificó que la longitud de acoplamiento L_c es inversamente proporcional al factor de acoplamiento.

El análisis permite determinar los valores óptimos de r, h y L_c para tener un sensor con dimensiones físicas de fácil manejo para aplicaciones que requieran la detección de sustancias biológicas.

La longitud de acoplamiento del sensor con los parámetros de diseño $r = 2 \mu m$ y $h = 8 \mu m$ es de $L_c = 2.58 \text{ cm}$, para el intervalo de índices de refracción del analito $n_a = 1.3334 - 1.3430$. Mientras que para un diseño con los parámetros $r = 16 \mu m$ y $h = 8 \mu m$ la longitud de acoplamiento del sensor es de $L_c = 1.26 \text{ cm}$, para el mismo intervalo de n_a . Es decir, la longitud de acoplamiento disminuye en un 50% al aumentar el radio del canal.

Los resultados de la longitud de acoplamiento obtenidos para valores de h en el intervalo $3 \leq h [\mu m] \leq 8$, determinan que el sensor de índice de refracción descrito en este capítulo será compacto, y fácil de manipular, al pensar su uso en un laboratorio de análisis químico o de sustancias biológicas.

4.9 Referencias

- [1] N. Kashima, *Passive optical components for optical fiber transmission*, Boston: Artech House, 1995, p. 342.
- [2] S. V. Kartalopoulos, *DWDM: Networks, Devices, and Technology*, New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2002.
- [3] E. A. J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," *The Bell system technical Journal*, pp. 2071-2102, September, 1969.
- [4] B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell and A. H. Greenaway, "Experimental study of dualcore photonic crystal fibre," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 16, p. 1358–1359, 2000.
- [5] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, G. Bellanca and S. Trillo, "Full vectorial BPM modeling of index guiding photonic crystal fibers and couplers," *Optic Expre*, vol. 10, no. 1, p. 54–59, 2002.
- [6] B. H. Lee, J. B. Eom, J. Kim, D. S. Moon, U.-C. Paek and G.-H. Yang, "Photonic crystal fiber coupler," *Optics Letters*, vol. 27, no. 10, pp. 812-814, 2002.
- [7] K. R. Khan and T. X. Wu, "Short Pulse Propagation in Wavelength Selective Index-Guided Photonic Crystal Fiber Coupler," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 14, no. 3, pp. 752 - 757, 2008.
- [8] K. J. Lee, X. Liu, N. Vuillemin, R. Lwin, S. G. Leon-Saval, A. Argyros and B. T. Kuhlmeiy, "Refractive index sensor based on a polymer fiber directional coupler for low index sensing," *OPTICS EXPRESS*, vol. 22, no. 14, pp. 17497-17507, 14 July 2014.

CAPÍTULO 5

INVESTIGACIÓN DE LAS PROPIEDADES DEL SENSOR CON DOS CANALES SIMÉTRICOS PARA EL ANALITO

5.1 Introducción

En este capítulo se analiza una nueva geometría del sensor de índice de refracción: el acoplador direccional es similar al anterior, pero con dos canales simétricos para el analito. Esta nueva estructura presenta una simetría en los planos x y y , por lo que tendrá una mayor birrefringencia, la cual tiene la ventaja de aumentar la estabilidad de las características del sensor en comparación con la configuración de un sólo canal para el analito. Además, la fabricación de un acoplador de dos canales simétricos presentará menos complejidades y distorsiones de la estructura que si sólo se tiene un canal. También se prevé que, al aumentar el número de los canales del analito, el sensor presentará una mayor sensibilidad en comparación con el sensor de un sólo canal. Esto último, basado en el análisis realizado en el capítulo 3, en el que se detectó una mayor sensibilidad cuando la sección transversal del canal se aumentó de $2 \mu m$ a $16 \mu m$.

5.2 Geometría del sensor de índice de refracción con dos canales de analito

La geometría que se propone consiste en añadir un canal al sensor que se describió en el capítulo 3, esta geometría se ilustra en la Figura 5.1. El diseño del sensor presenta una simetría tanto en el eje x , como en el eje y . Para propósitos de este capítulo y para poder realizar una comparación entre los dos diseños, los elementos estructurales del sensor conservan todas las características y valores que se describieron en la sección 3.2.1, y que se resumen en la Tabla 5.1.

La configuración de la Figura 5.1 tiene la ventaja de eliminar deformaciones indeseadas de la geometría por tensiones axiales no simétricas en el proceso de fabricación del sensor, ya que la nueva estructura tiene una simetría en ambos planos, $x = 0$ y $y = 0$. Además, al ser más simétrica la estructura, se obtiene una guía de onda con mayor birrefringencia que la configuración con un canal. Se espera que al aumentar el número de canales aumente la sensibilidad del sensor.

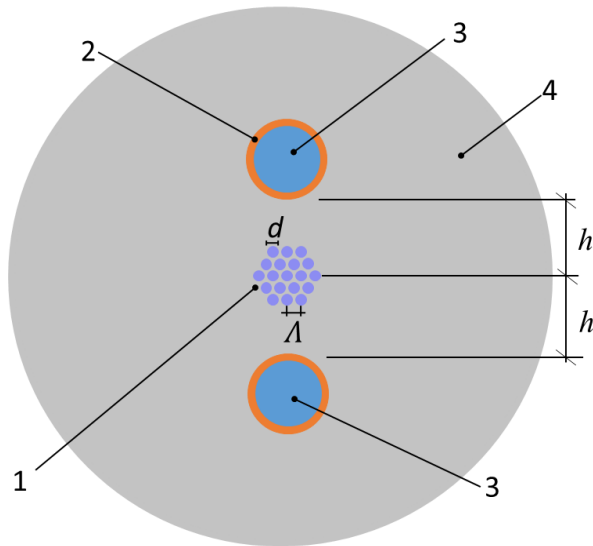


Figura 5.1 Sección transversal del sensor con dos canales para el analito. 1-núcleo compuesto microestructurado, 2- guía de onda en forma de anillo, 3-canal para el analito, 4- revestimiento de PMMA, diámetro de las barras de Zeonex d , periodo del enrejado Λ , y distancia h entre el núcleo compuesto y el anillo.

Tabla 5.1 Parámetros de diseño del sensor de índice de refracción con dos canales para el analito.

Parámetro	Valor	Descripción
r [μm]	2	Radio del canal del analito
t [nm]	300	Espesor del anillo de policarbonato
d [nm]	345	Diámetro de las barras de Zeonex
Λ [nm]	860	Separación entre las barras de Zeonex
h [μm]	5	Distancia entre el núcleo y los canales
n_{PMMA}	1.486	Índice de refracción del revestimiento
n_{Zeonex}	1.52	Índice de refracción de las barras de Zeonex
n_a	1.3334	Índice de refracción del analito

5.3 Determinación de la longitud de onda de resonancia del sensor

Se realizó un análisis numérico electromagnético para encontrar la longitud de onda de resonancia de la estructura con dos canales para el analito. Para ello, se tomaron en consideración los valores de la Tabla 3.8. De manera que para las simulaciones de la estructura para el radio del canal de $r = 2 \mu m$ se realizó un análisis en el intervalo de longitudes de onda de 855 nm a 865 nm ; y para el caso de $r = 16 \mu m$ se realizó un análisis en el intervalo de longitudes de onda de 885 nm a 895 nm . En ambos casos el analito empleado fue agua ($n_a = 1.3334$).

Los patrones de los modos electromagnéticos en los que se observó interacción mutua entre el núcleo compuesto microestructurado y el anillo de PC se muestran en la Figura 5.2. El modo resultante de la interacción mutua núcleo-anillos para $r = 2 \mu m$ se presenta a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 858 \text{ nm}$ y posee un índice de refracción efectivo de $n_{eff} = 1.4878$. El modo resultante de la interacción mutua núcleo-anillos para $r = 16 \mu m$ se presenta a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 891 \text{ nm}$ y posee un índice de refracción efectivo de $n_{eff} = 1.4877$.

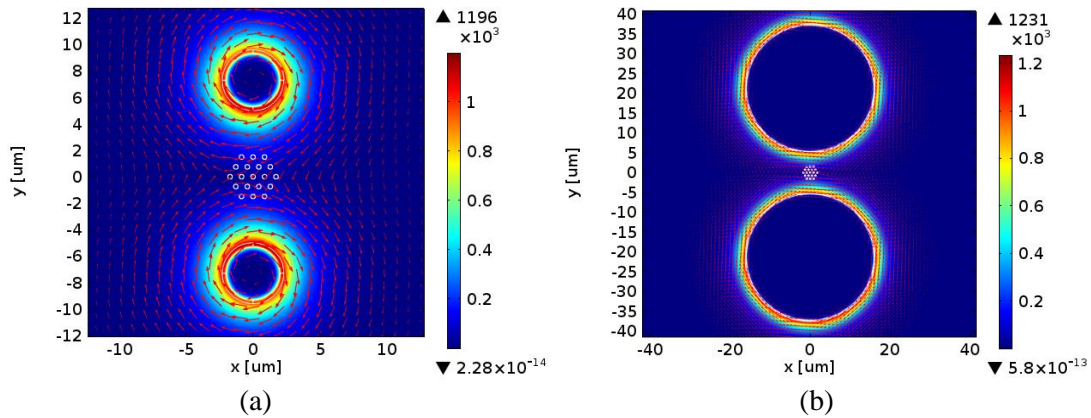


Figura 5.2 Patrones de los modos de propagación para (a) $r = 2 \mu m$ a $\lambda_r = 858 \text{ nm}$ y (b) $r = 16 \mu m$ a $\lambda_r = 891 \text{ nm}$, con $n_a = 1.3334$.

Ahora bien, para conocer la longitud de onda de resonancia del sensor cuando el analito es una solución al 7% de sacarosa, $n_a = 1.3430$, se realizó un procedimiento similar al antes mencionado en esta subsección. Para ello se tomaron en consideración los valores de la

Tabla 3.8 para dicho índice de refracción. De manera que, para las simulaciones de la estructura para el radio del canal de $r = 2 \mu m$ se realizó un análisis en el intervalo de longitudes de onda de 870 nm a 880 nm , y para el caso de $r = 16 \mu m$ se realizó un análisis en el intervalo de longitudes de onda de 900 nm a 915 nm .

Los patrones de los modos electromagnéticos en los que se observó interacción mutua entre el núcleo compuesto microestructurado y el anillo de PC se muestran en la Figura 5.3. El modo resultante de la interacción mutua núcleo-anillos para $r = 2 \mu m$ se presenta a la longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 873 \text{ nm}$ y posee un índice de refracción efectivo de para el caso de $n_{eff} = 1.4877$. El modo resultante de la interacción mutua núcleo-anillos para $r = 16 \mu m$ se presenta a una longitud de onda de resonancia de $\lambda_r = 908 \text{ nm}$ y posee un índice de refracción efectivo de $n_{eff} = 1.4876$.

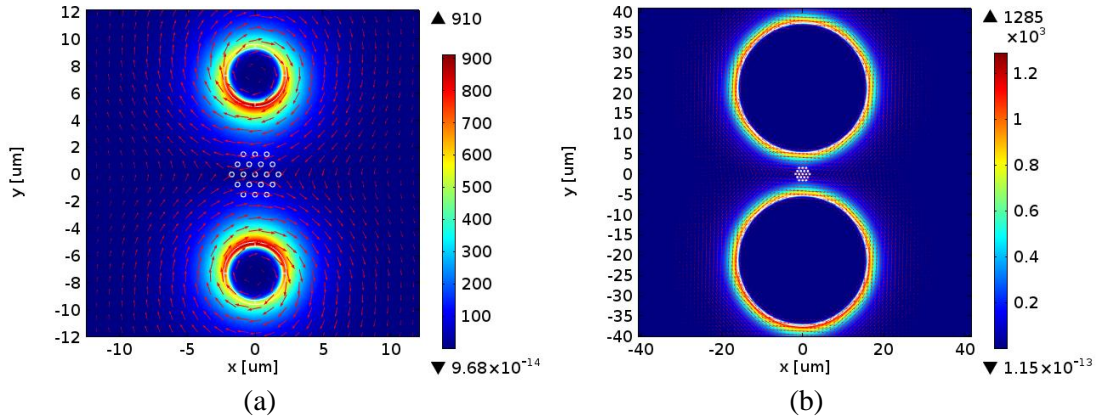


Figura 5.3 Patrones de los modos de propagación para (a) $r = 2 \mu m$ a $\lambda_r = 873 \text{ nm}$ y (b) $r = 16 \mu m$ a $\lambda_r = 908 \text{ nm}$, ambos con $n_a = 1.3430$ para el sensor con dos canales de analito.

5.4 Sensibilidad

Se evaluó la sensibilidad del sensor al índice de refracción del analito, al medir el cambio de la longitud de onda de resonancia en función de la variación del índice de refracción del analito. La variación del índice de refracción del analito fue entre el agua ($n_a = 1.3334$) y una solución acuosa al 7% de sacarosa ($n_a = 1.3430$).

La sensibilidad para el caso cuando los canales tienen un radio de $r = 2 \mu\text{m}$ es de $S_2 = 1.562 \mu\text{m}/\text{RIU}$, mientras que la sensibilidad del sensor de un canal es de $S_1 = 1.250 \mu\text{m}/\text{RIU}$. La estructura del sensor con dos canales incrementa la sensibilidad en un 25%.

Por otra parte, la sensibilidad para el caso cuando los canales tienen un radio de $r = 16 \mu\text{m}$ es de $S = 1.770 \mu\text{m}/\text{RIU}$, que corresponde a la misma sensibilidad del sensor de un canal. Para este radio del canal la sensibilidad se mantuvo constante.

La Tabla 5.2 y la Figura 5.4 muestran la variación de la longitud de onda de resonancia en función del índice de refracción del canal para los radios del canal de $2 \mu\text{m}$ y $16 \mu\text{m}$.

Tabla 5.2 Longitud de onda de resonancia y sensibilidad del sensor con dos canales de analito para radios de $2 \mu\text{m}$ y $16 \mu\text{m}$.

Radio de los canales	λ_r [nm] para $n_a = 1.3334$	λ_r [nm] para $n_a = 1.3430$	Sensibilidad [$\mu\text{m}/\text{RIU}$]
$r = 2 \mu\text{m}$	858	873	1.562
$r = 16 \mu\text{m}$	891	908	1.770

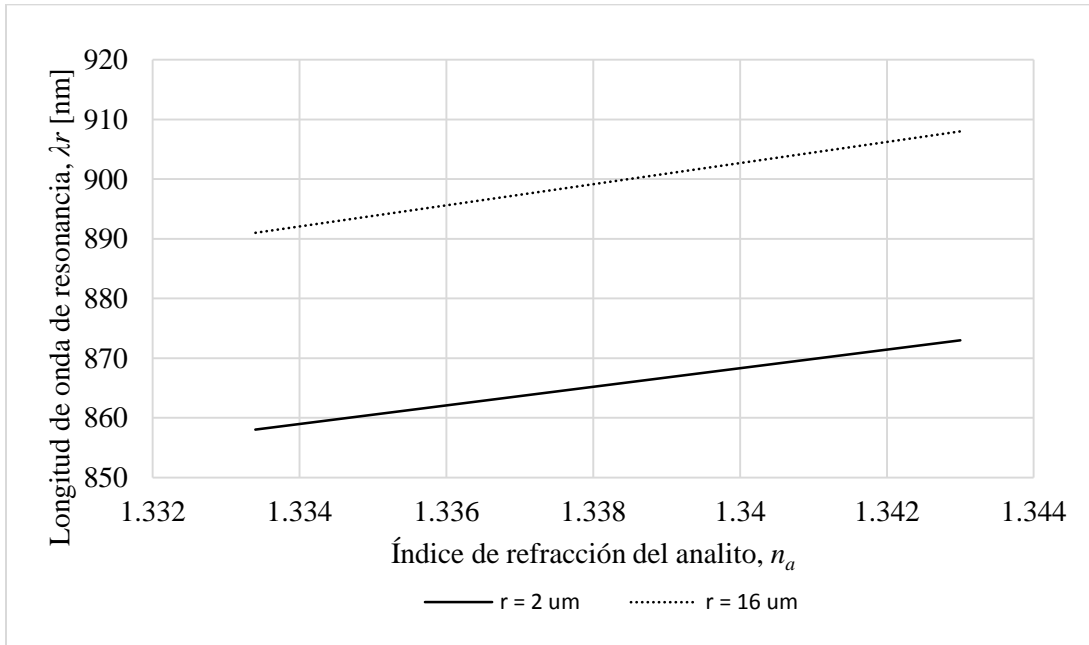


Figura 5.4 Longitud de onda de resonancia λ_r en función del índice de refracción del analito n_a para distintos radios del canal $r = 2 \mu\text{m}$ y $r = 16 \mu\text{m}$.

5.5 Límite de detección

En lo que respecta al límite de detección, éste se evaluó empleando las fórmulas presentadas en la sección 3.4.2. Para tales efectos se calculó la proporción de la intensidad del campo en la sección transversal que se traslapa con el analito f_{sat} . La Tabla 5.3 indica los valores del factor f_{sat} y límites de detección para los radios de los canales de $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$.

Tabla 5.3 Valores del factor f_{sat} y límites de detección δn para el sensor de dos canales.

$r [\mu m]$	2	16
$f_{sat} [\%]$	2.74	2.57
$\delta n [RIU]$	2.5×10^{-5}	6.2×10^{-5}

De los datos de la Tabla 5.3, se puede observar que la estructura de dos canales posee el límite de detección del sensor un poco más grande que la estructura de un sólo canal. Más específicamente, en el caso de $r = 2 \mu m$ el límite de detección crece un 25% con respecto al valor obtenido con el sensor de un canal (ver la Tabla 3.10). En el caso de $r = 16 \mu m$ el límite de detección crece un 40 % aproximadamente con respecto al límite de detección del sensor con un canal del mismo radio.

5.6 Longitud de acoplamiento

En esta sección se obtuvo la longitud de acoplamiento L_c , del sensor de índice de refracción con dos canales en función de la separación h , entre el núcleo compuesto microestructurado y el canal del analito. Se analizarán los casos para $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$, ambos con dos variaciones en el índice de refracción del analito.

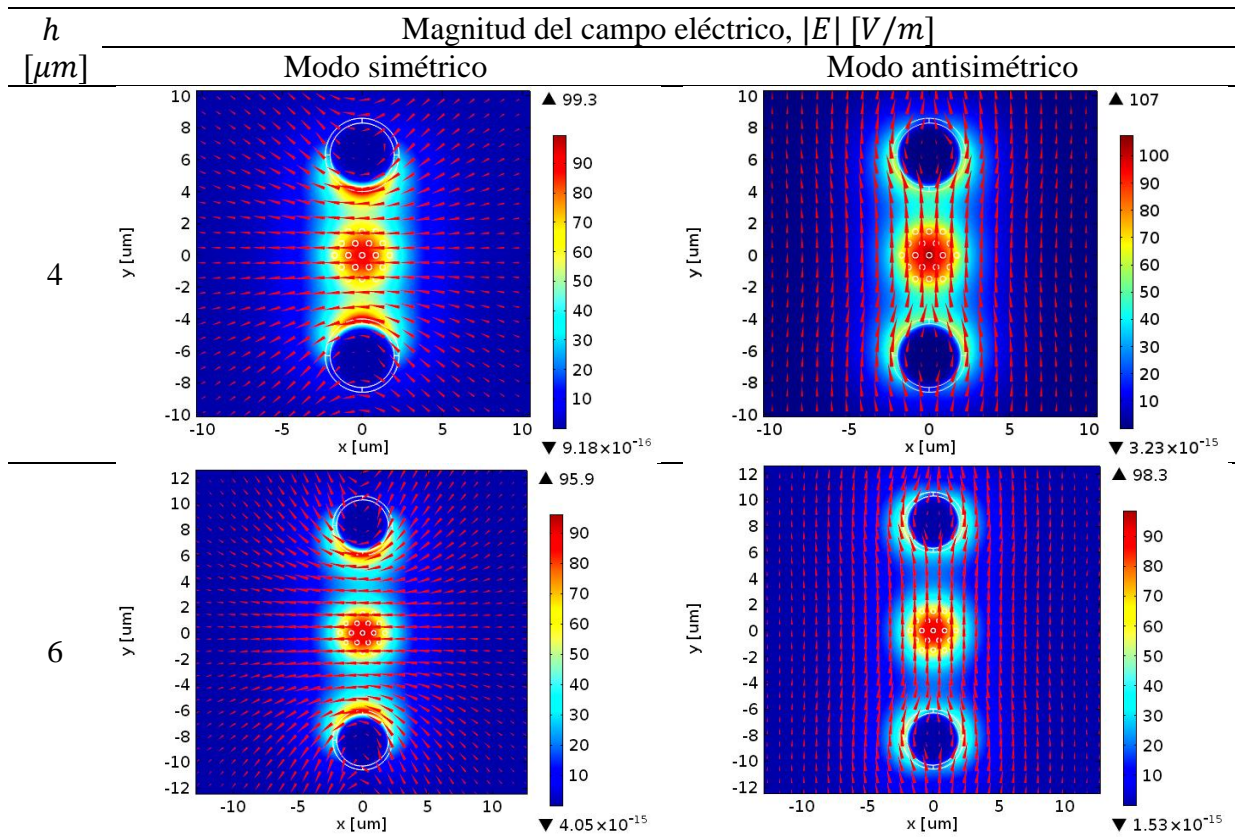
En todos los casos el análisis de la variación de la longitud de acoplamiento respecto a la separación h , se realizará en el rango de $3 \mu m$ a $14 \mu m$, conforme a lo que se presentó en la sección 4.3. De igual forma, para cada valor de h , se calcularon los primeros 10 modos de propagación, de los cuales se presentarán sus patrones modales simétricos y antisimétricos.

5.6.1 Radio de los dos canales $r = 2 \mu\text{m}$

a) Índice de refracción del analito $n_a = 1.3334$

La Tabla 5.4 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 5.5 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 5.4. Los parámetros empleados para este análisis son los mismos que los indicados en la Tabla 4.1, con la diferencia de que la longitud de onda de resonancia corresponde a $\lambda_r = 858 \text{ nm}$.

Tabla 5.4 Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



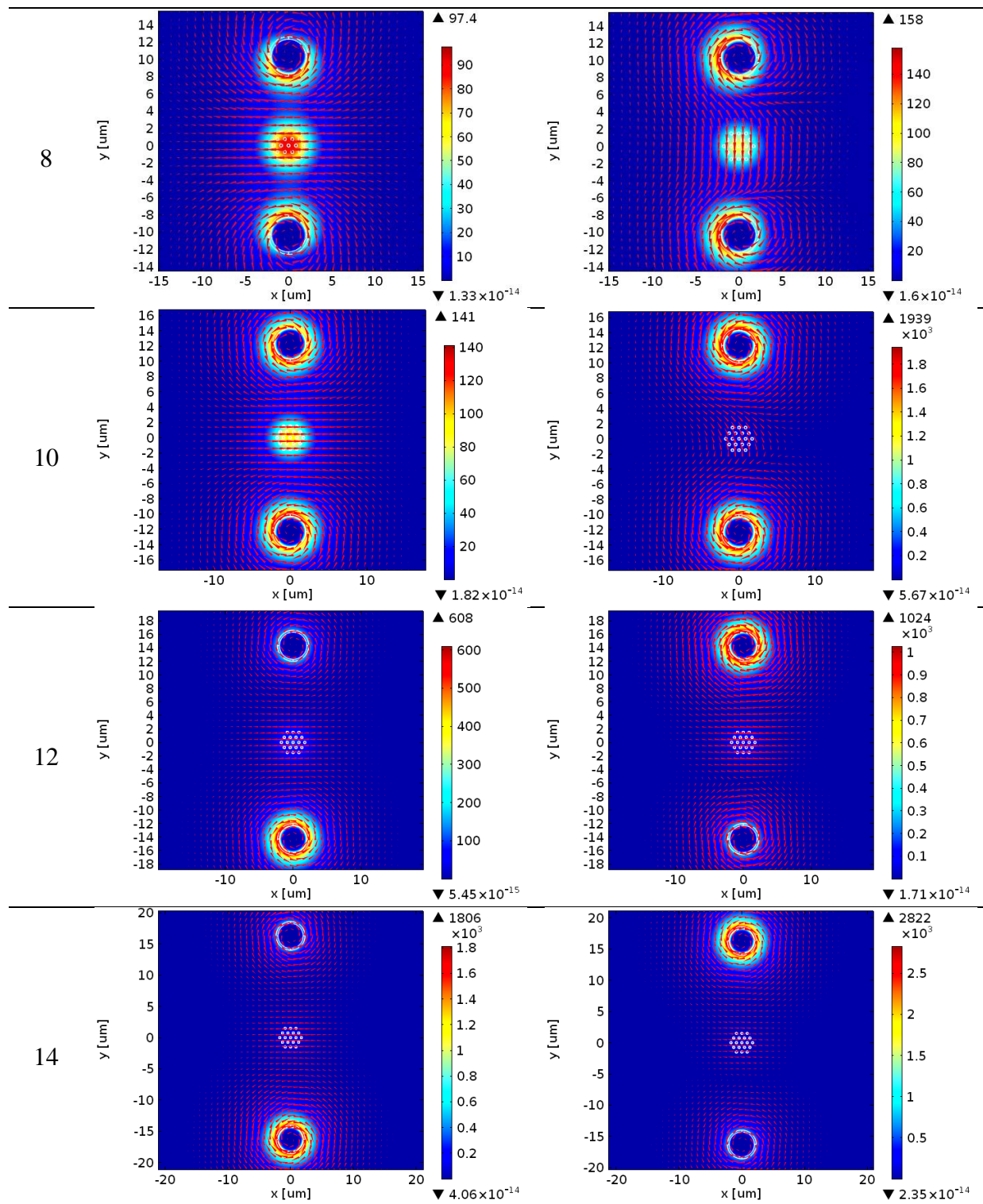
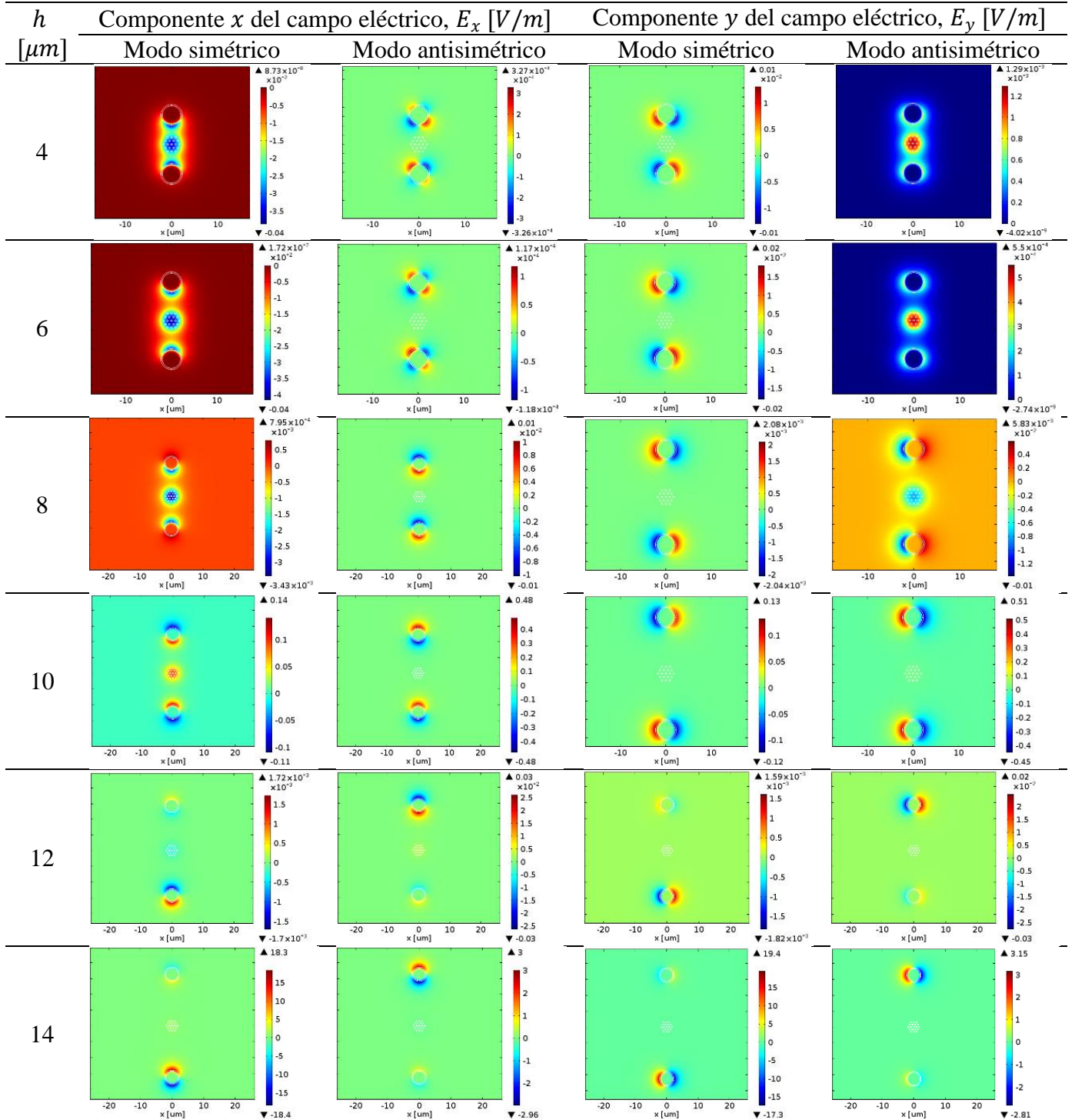


Tabla 5.5 Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 5.5, en la que cada curva representa un modo de propagación. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación. Conforme los canales se aproximan al núcleo, este modo se divide cuando $h \leq 10 \mu m$. Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu m$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia la longitud de acoplamiento presenta un comportamiento exponencial.

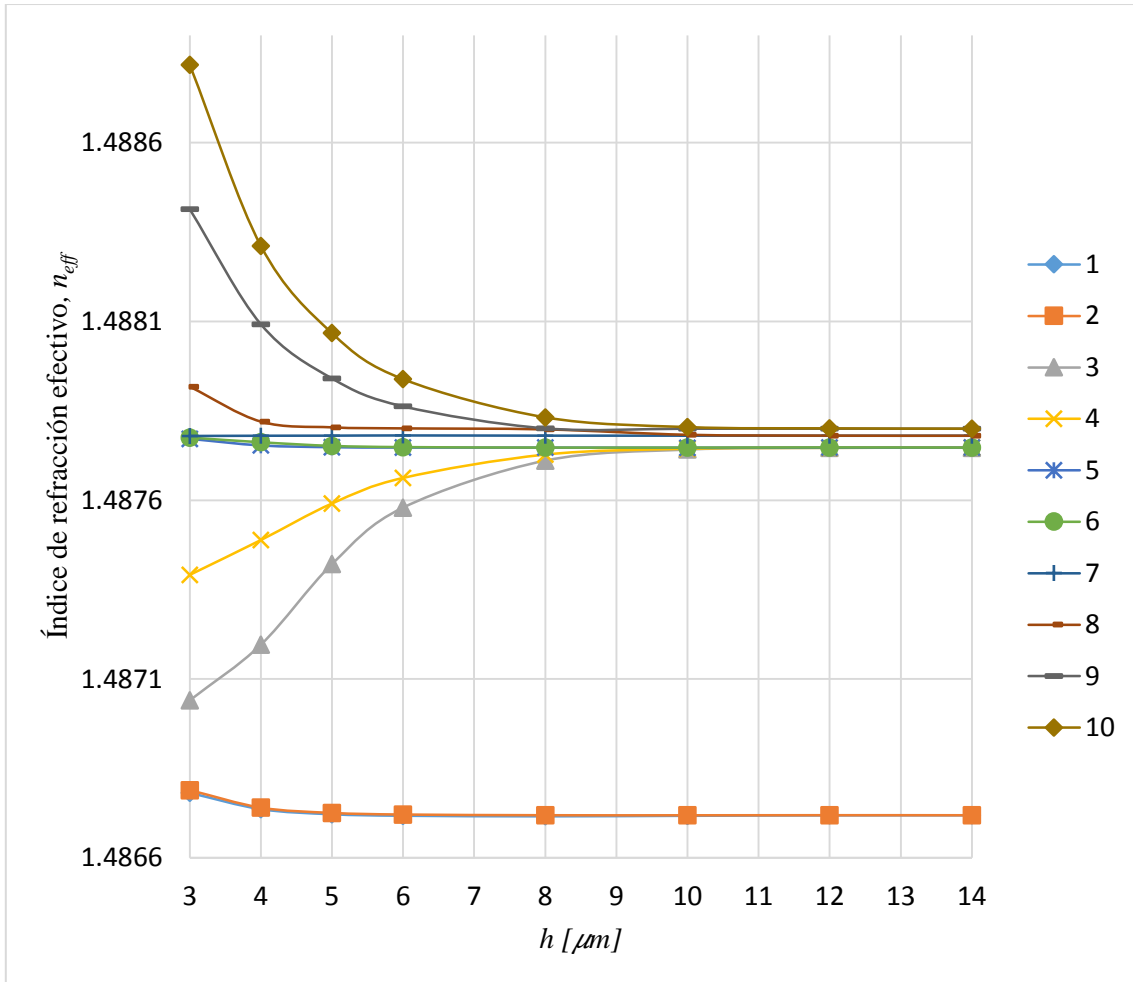


Figura 5.5 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 5.6 muestra los valores de índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La gráfica de la Figura 5.6 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se verifica con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 3.195 \times 10^{-6} e^{1.008 \cdot h}$ y $R^2 = 0.9989$ (línea sólida).

Tabla 5.6 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [m]$
3	1.488830917	1.488425140	0.00105723
4	1.488324194	1.488103556	0.00194436
5	1.488080528	1.487952358	0.00334712
6	1.487952586	1.487874509	0.00549458
8	1.487849627	1.487828031	0.01986479
10	1.487829909	1.487827767	0.20028011
12	1.487828533	1.487827735	0.53759398
14	1.487827756	1.487827656	4.29000001

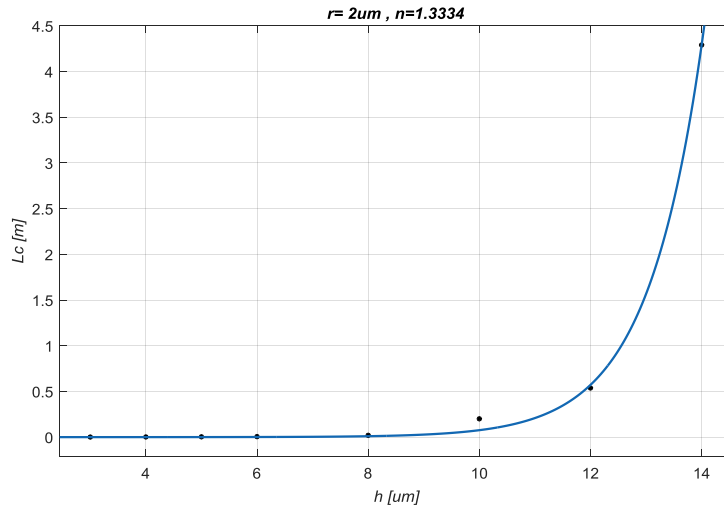
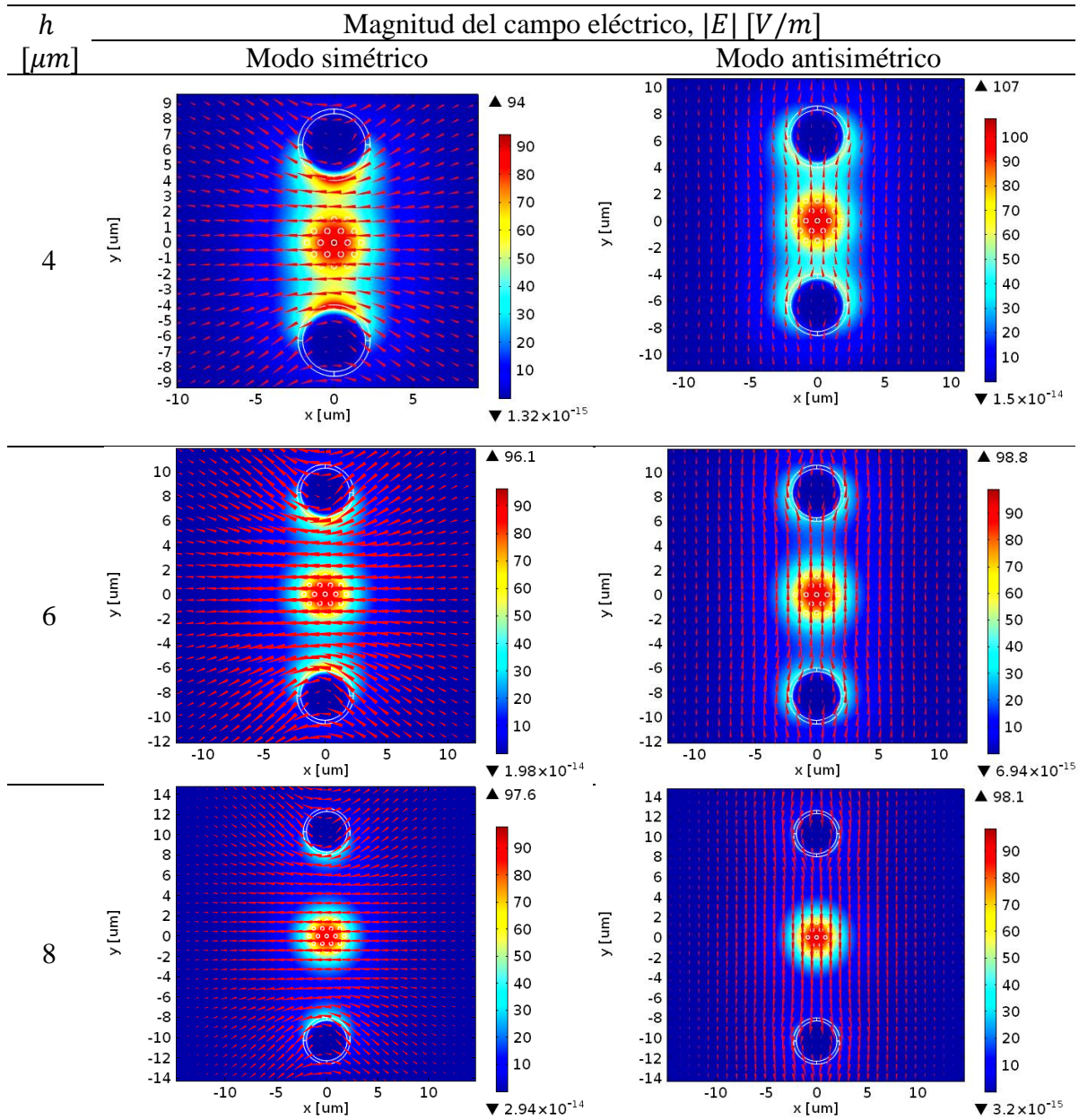


Figura 5.6 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

b) Índice de refracción del analito $n_a = 1.3430$

La Tabla 5.7 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 5.8 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 5.7. La longitud de onda de resonancia para este análisis es de $\lambda_r = 873 \text{ nm}$.

Tabla 5.7 Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



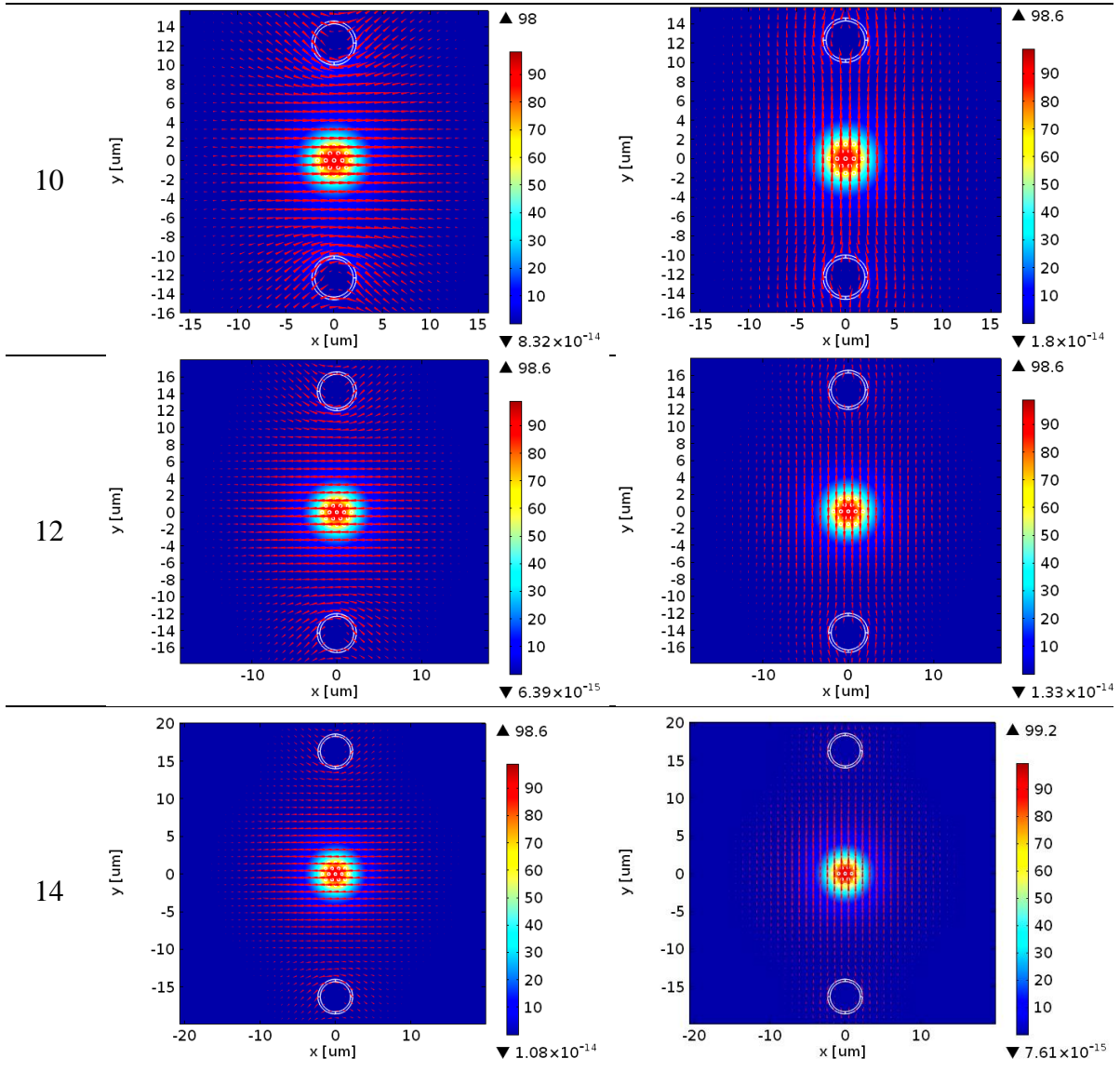
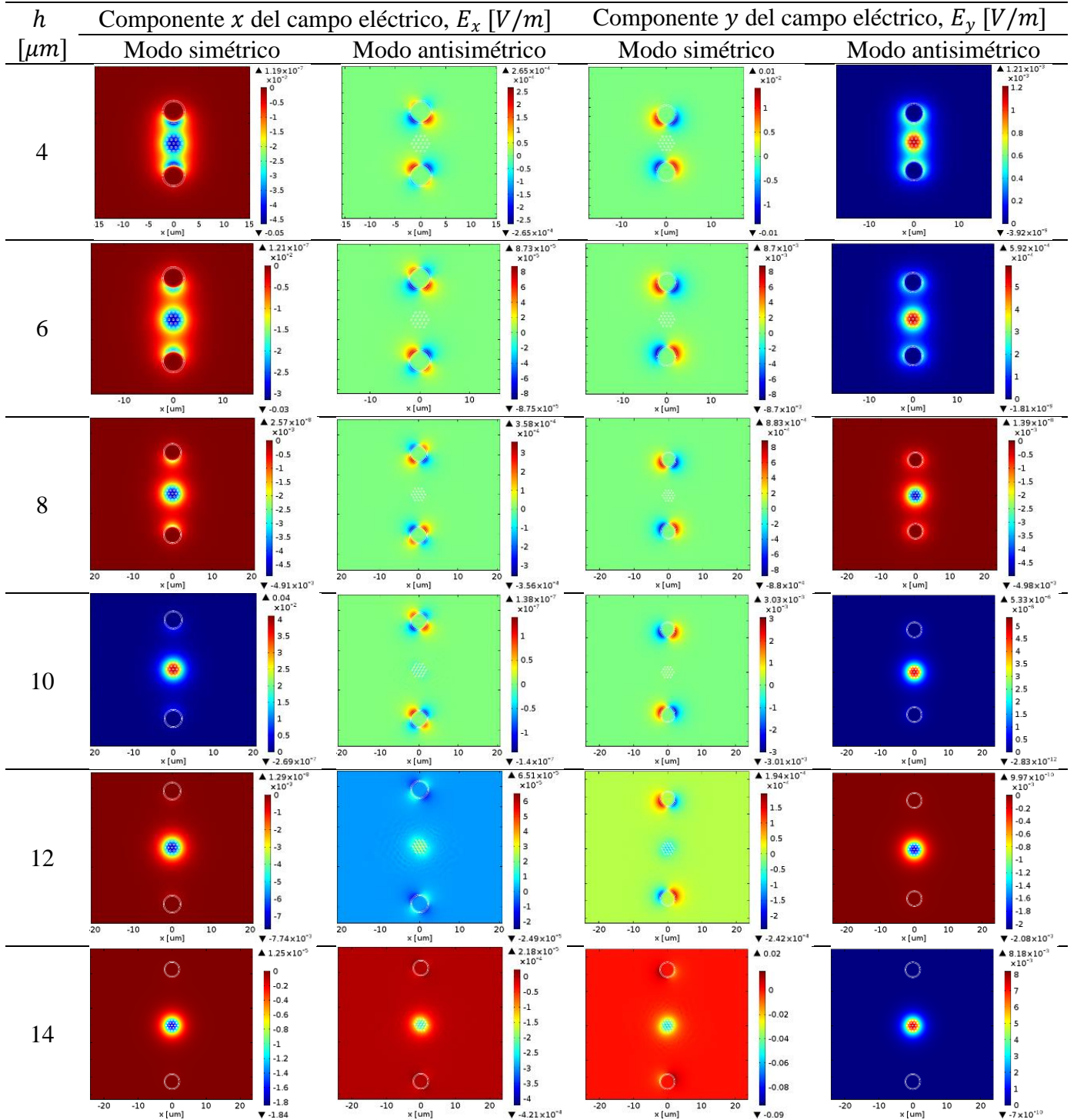


Tabla 5.8 Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 5.7, en la que cada curva representa un modo de propagación. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación. Conforme los canales se aproximan al núcleo, este modo se divide cuando $h \leq 10 \mu m$. Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu m$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia la longitud de acoplamiento presenta un comportamiento exponencial.

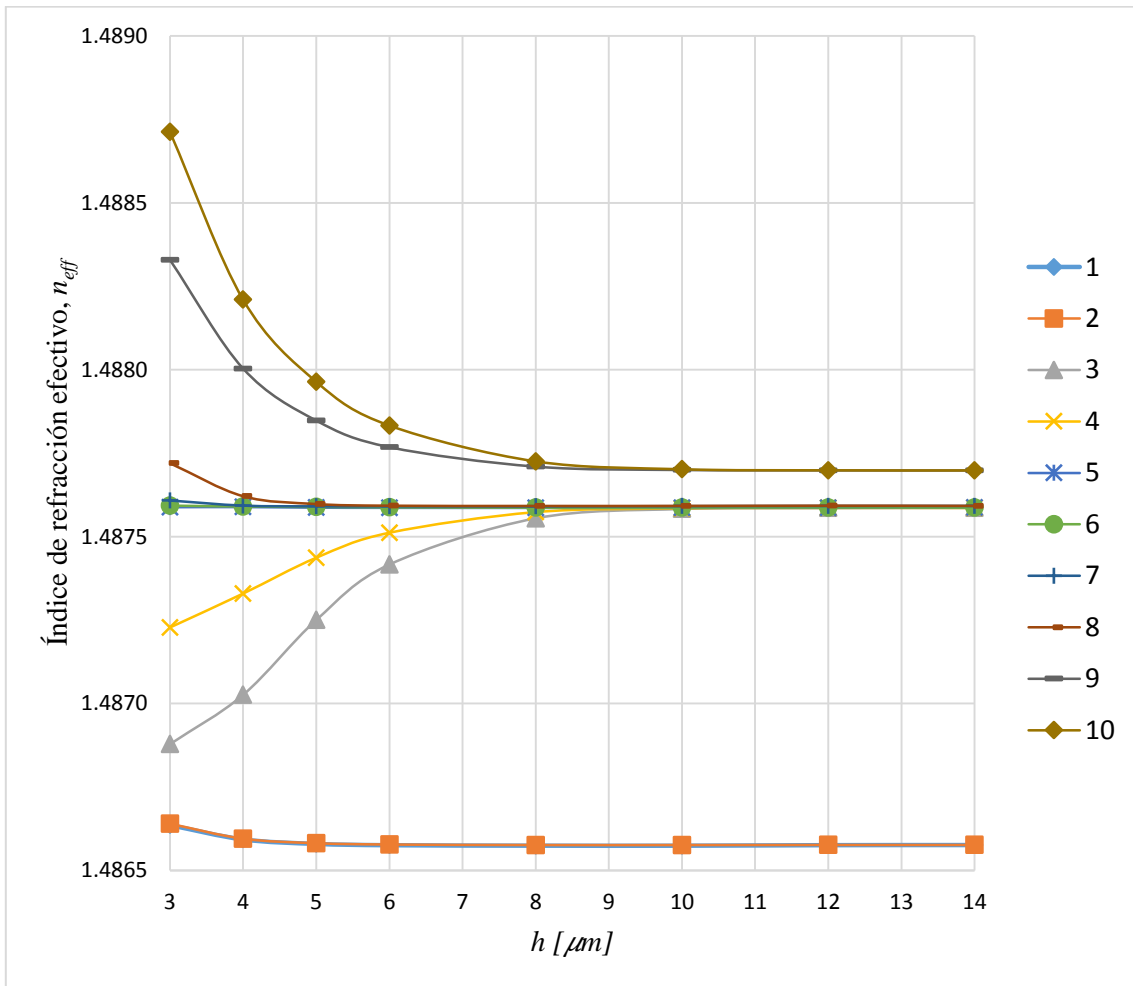


Figura 5.7 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu m$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 5.9 muestra los valores de índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La curva de la Figura 5.8 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuyo comportamiento es exponencial, que se corrobora con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 8.652 \times 10^{-6} \cdot e^{0.8163 \cdot h}$ y $R^2 = 0.9994$ (línea sólida).

Tabla 5.9 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [m]$
3	1.488777243	1.488383696	0.00110914
4	1.488269548	1.488055876	0.00204285
5	1.488021862	1.487899180	0.00355798
6	1.487889046	1.487817054	0.00606321
8	1.487773143	1.487746808	0.01657450
10	1.487735921	1.487725611	0.04233745
12	1.487725335	1.487722409	0.14917671
14	1.487722589	1.487722040	0.79527028

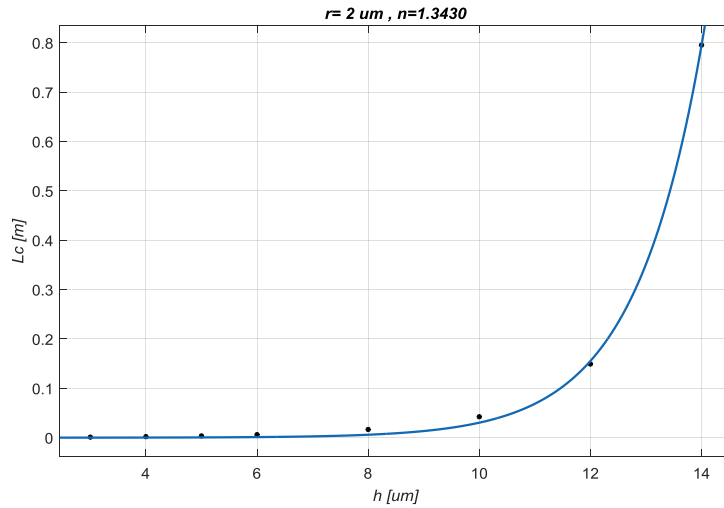


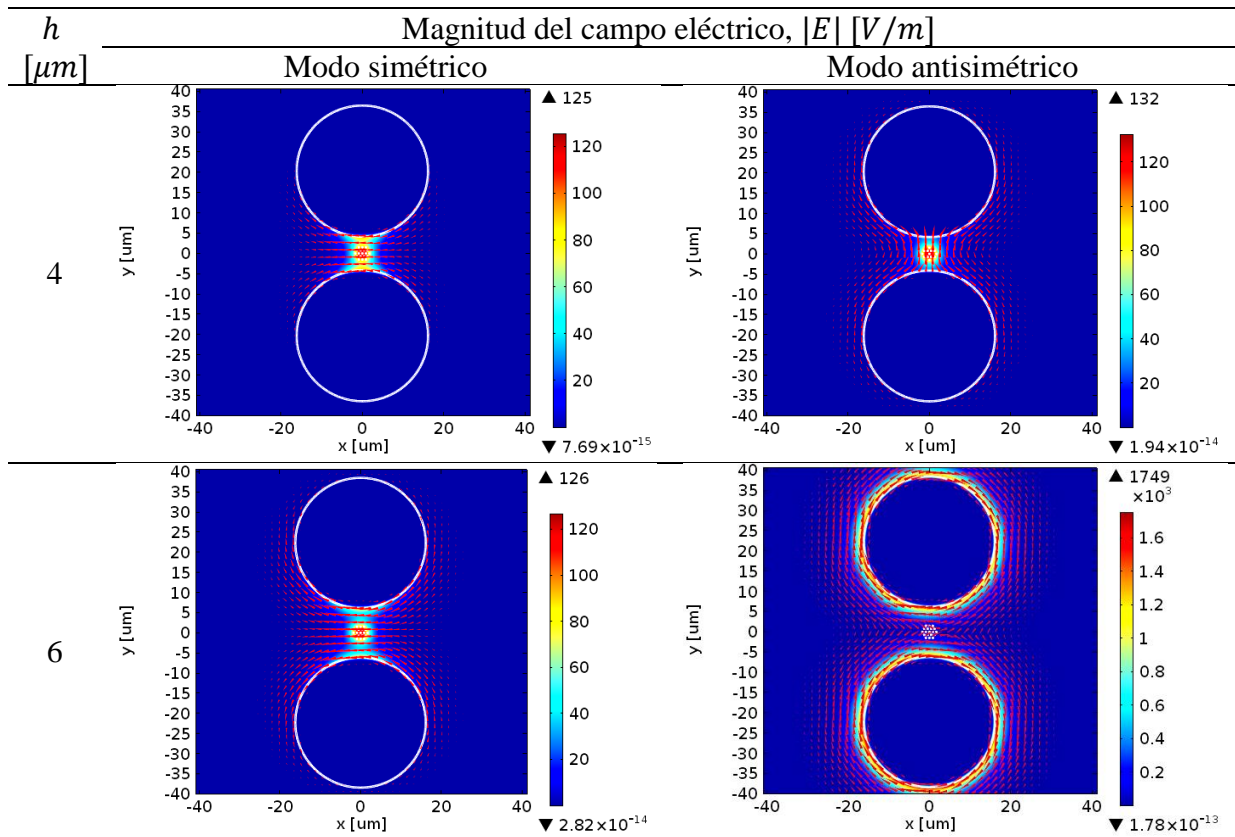
Figura 5.8 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 2 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

5.6.2 Radio de los dos canales $r = 16 \mu\text{m}$

a) Índice de refracción del analito $n_a = 1.3334$

La Tabla 5.10 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 5.11 muestra la proyección de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 5.10. La longitud de onda de resonancia empleada para este análisis corresponde a $\lambda_r = 891 \text{ nm}$.

Tabla 5.10 Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



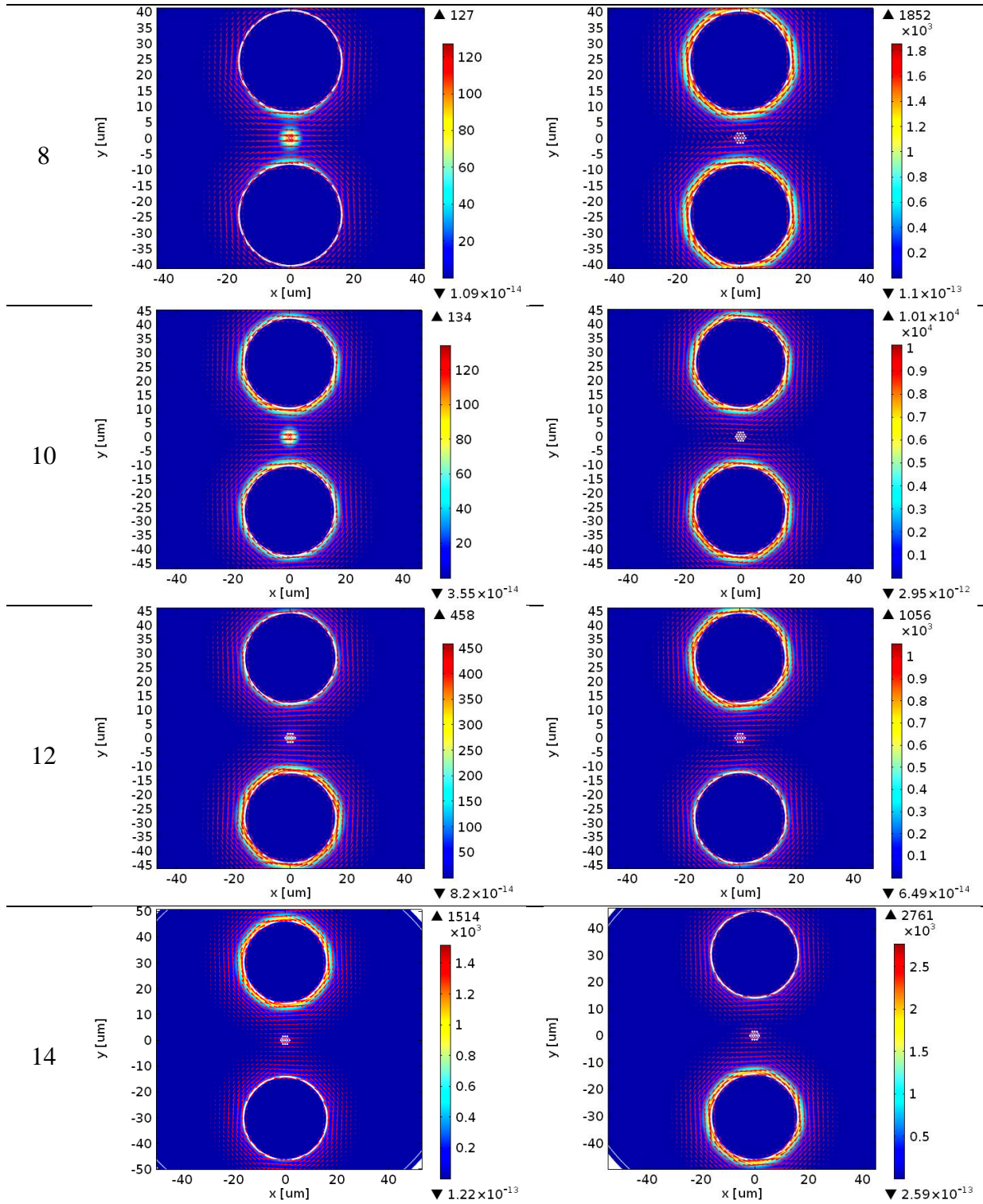
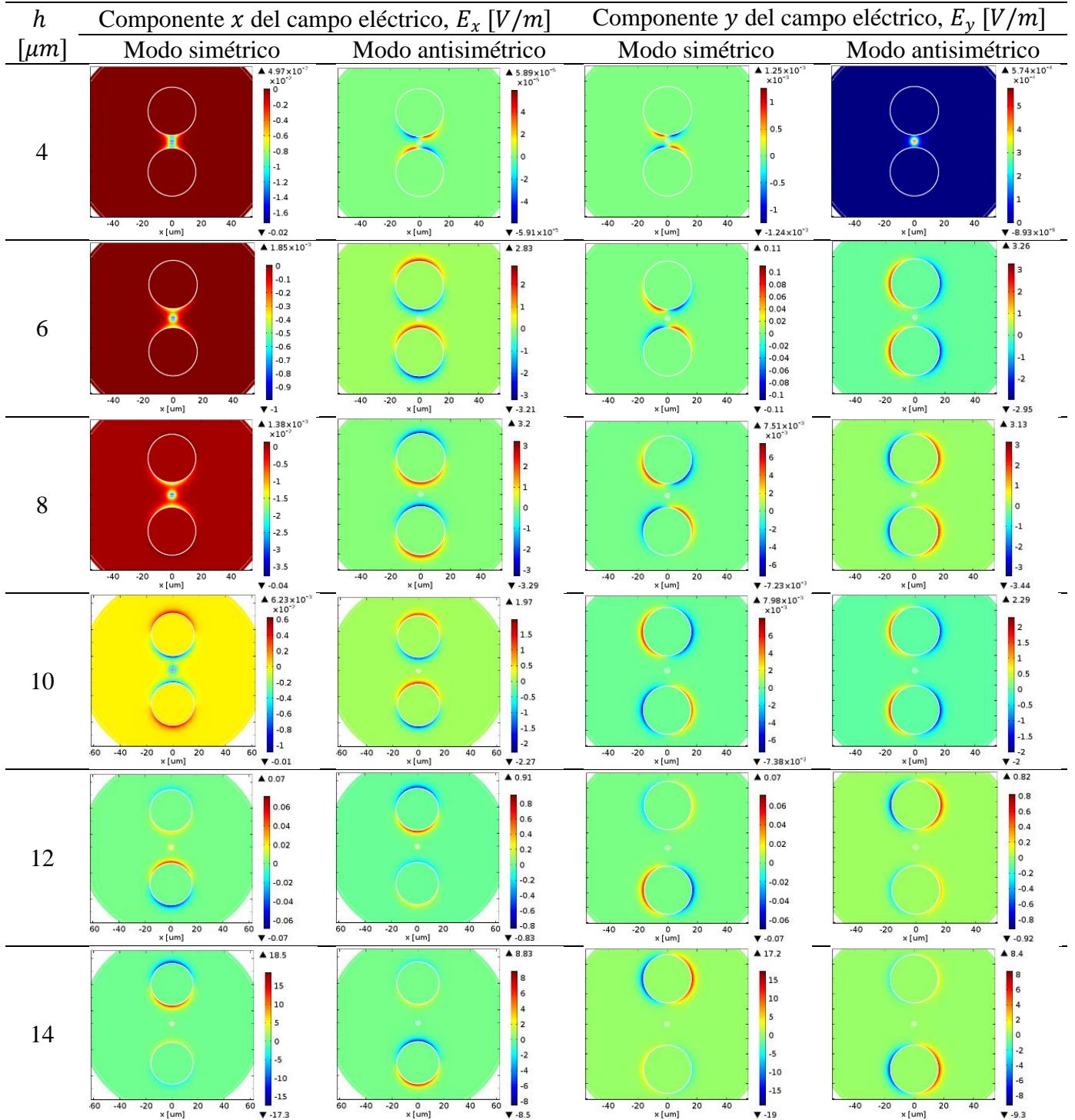


Tabla 5.11 Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 5.9, en la que cada curva representa un modo de propagación. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación. Conforme los canales se aproximan al núcleo, este modo se divide cuando $h \leq 10 \mu m$. Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu m$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia la longitud de acoplamiento presenta un comportamiento exponencial.

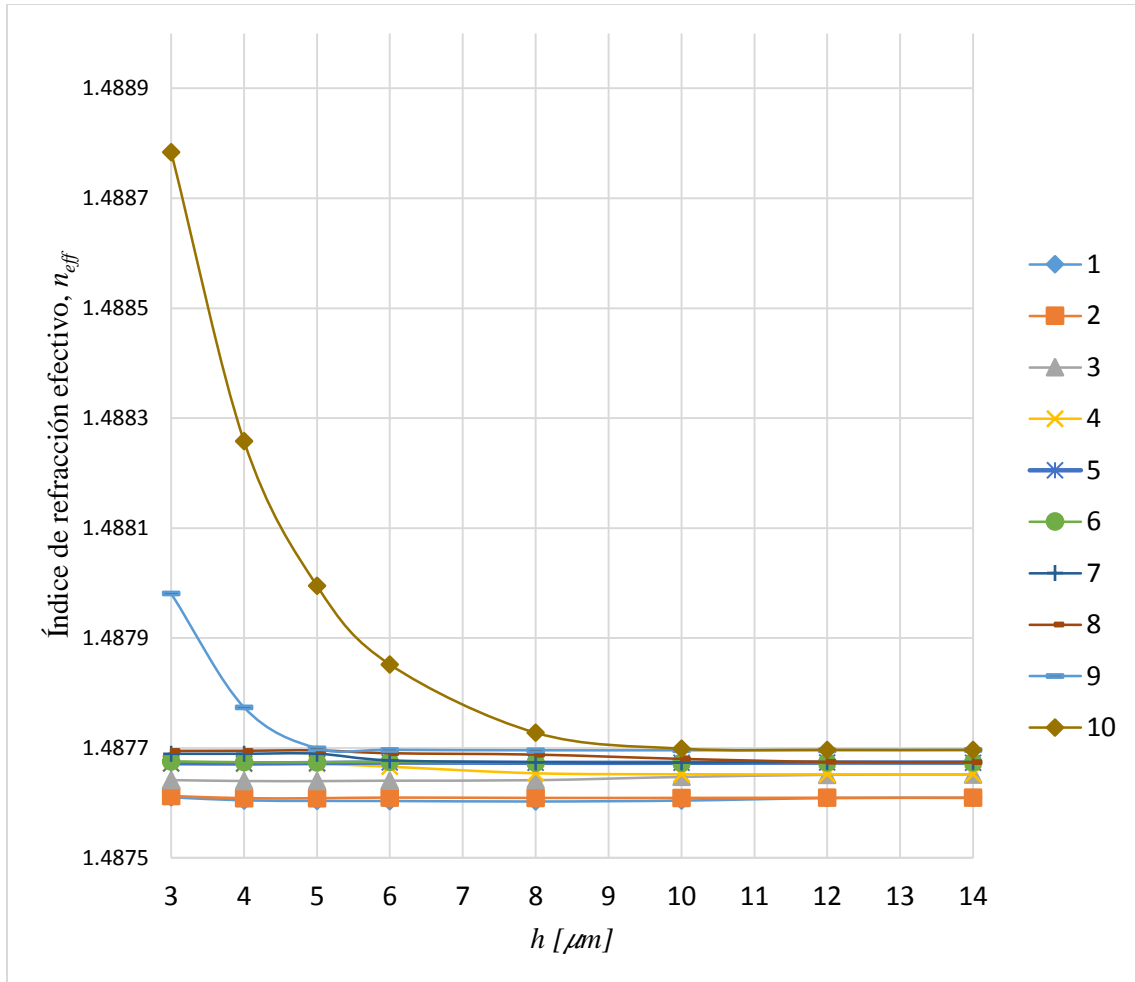


Figura 5.9 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3334$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 5.12 muestra los valores de índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La curva de la Figura 5.10 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuya tendencia exponencial se comprueba con un ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 1.297 \times 10^{-6} e^{1.003 \cdot h}$ y $R^2 = 1$ (línea sólida).

Tabla 5.12 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [m]$
3	1.488759189	1.487967325	0.0005626
4	1.488235500	1.487762771	0.0009424
5	1.487972981	1.487688378	0.0015653
6	1.487829513	1.487660448	0.0026350
8	1.487702162	1.487650508	0.0086247
10	1.487662732	1.487650524	0.0364924
12	1.487652890	1.487650846	0.2179549
14	1.487651311	1.487651039	1.6378676

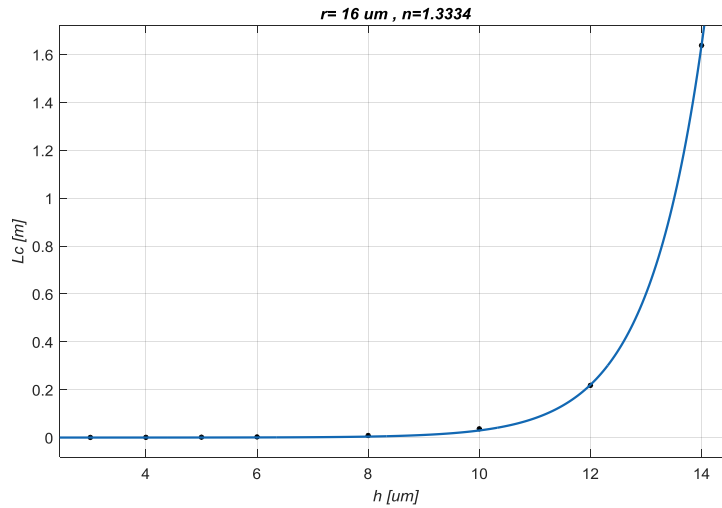
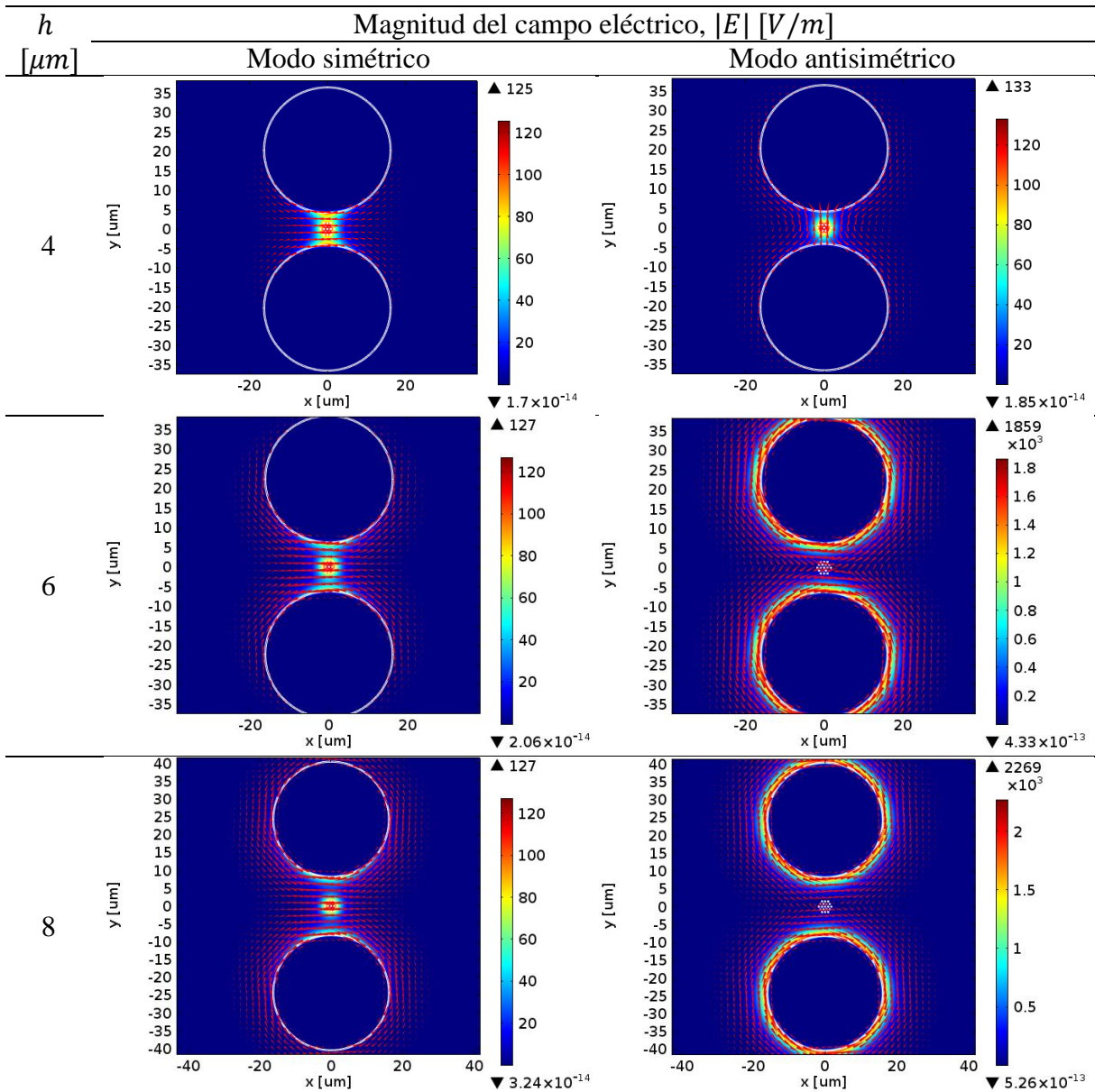


Figura 5.10 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3334$.

b) Índice de refracción del analito $n_a = 1.3430$

La Tabla 5.13 muestra la magnitud y las líneas del campo eléctrico de los patrones de los modos simétrico y antisimétrico. La Tabla 5.14 muestra los patrones de las componentes x y y de los modos presentados en la Tabla 5.13. La longitud de onda de resonancia para este análisis es de $\lambda_r = 908 \text{ nm}$.

Tabla 5.13 Sensor con dos canales: Líneas de campo eléctrico y patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico en función de h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



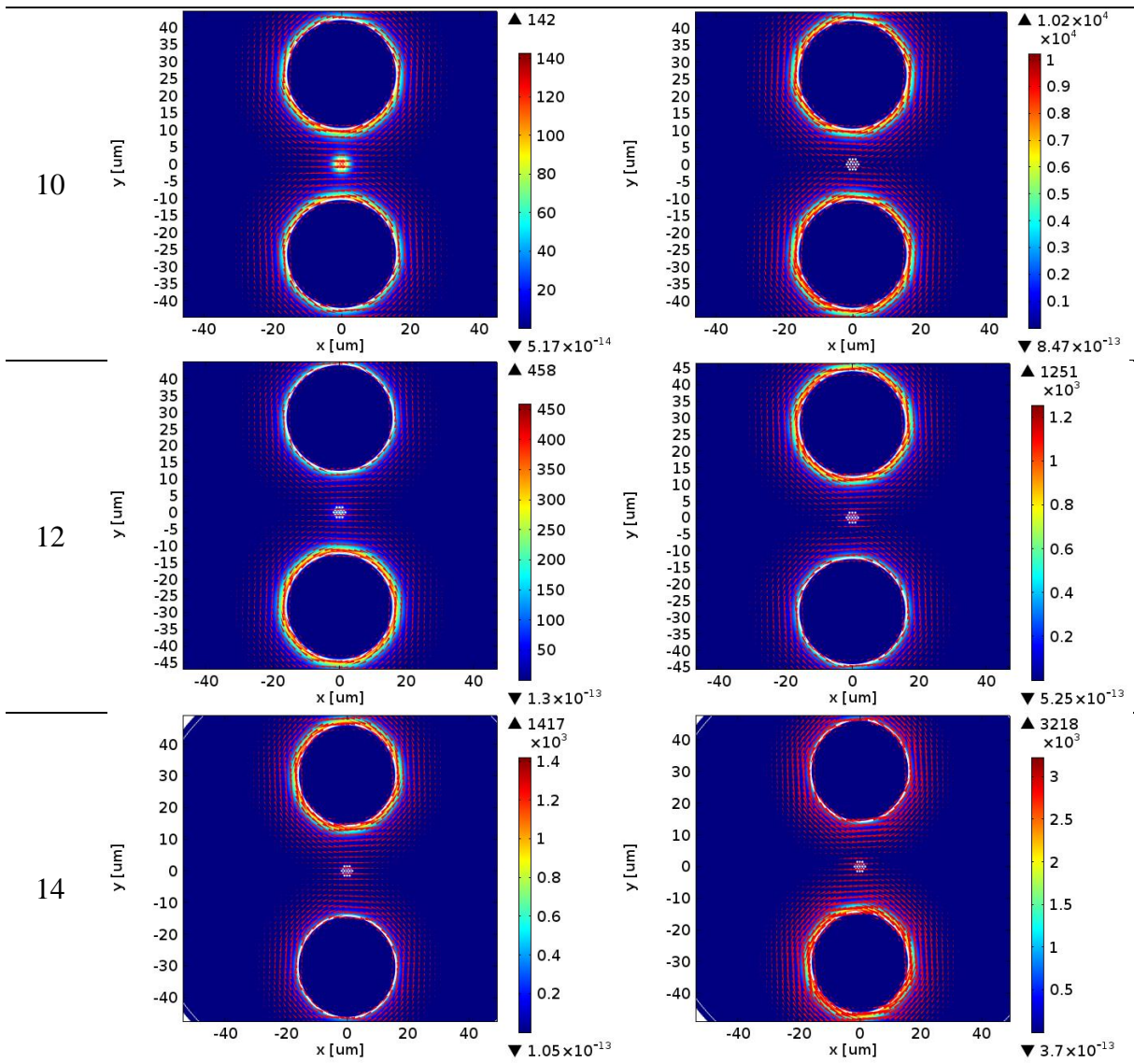
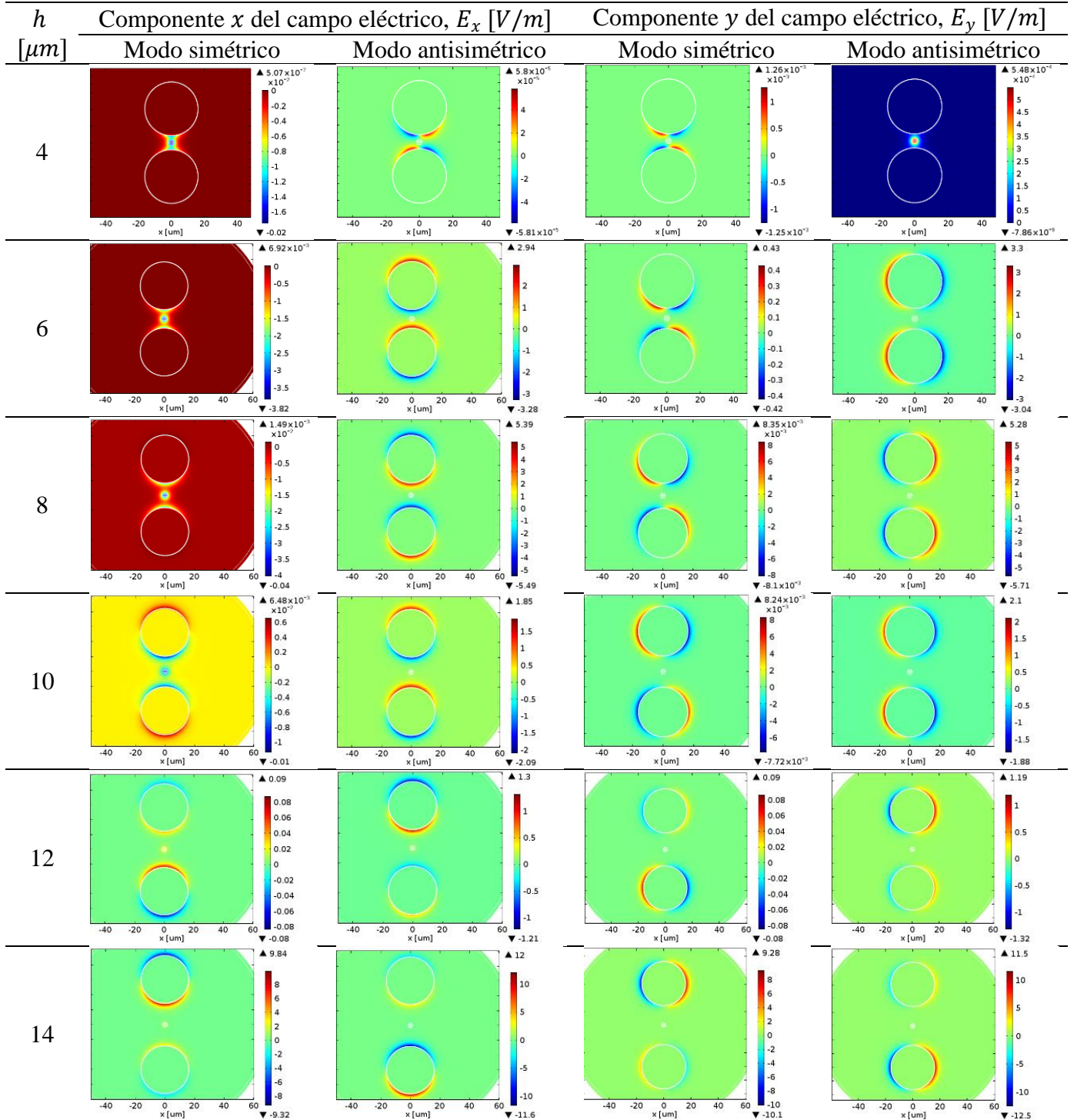


Tabla 5.14 Sensor con dos canales: Patrones de los modos de propagación simétrico y antisimétrico, en sus componentes x y y , en función h para $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.



Cada modo recabado en las tablas anteriores posee un índice efectivo que varía en función de la separación h . El comportamiento de la variación del índice efectivo de cada modo en

función de h se ilustra en la Figura 5.11, en la que cada curva representa un modo de propagación. En particular se analizan las curvas 9 y 10 que corresponden al modo fundamental del acoplador.

Los modos 9 y 10, antisimétrico y simétrico respectivamente, se originan de un mismo modo de propagación. Conforme los canales se aproximan al núcleo, este modo se divide cuando $h \leq 10 \mu m$. Sin embargo, cuando la separación de las guías es $h > 10 \mu m$, la diferencia de índices efectivo entre los modos es muy pequeña, y en consecuencia la longitud de acoplamiento presenta un comportamiento exponencial.

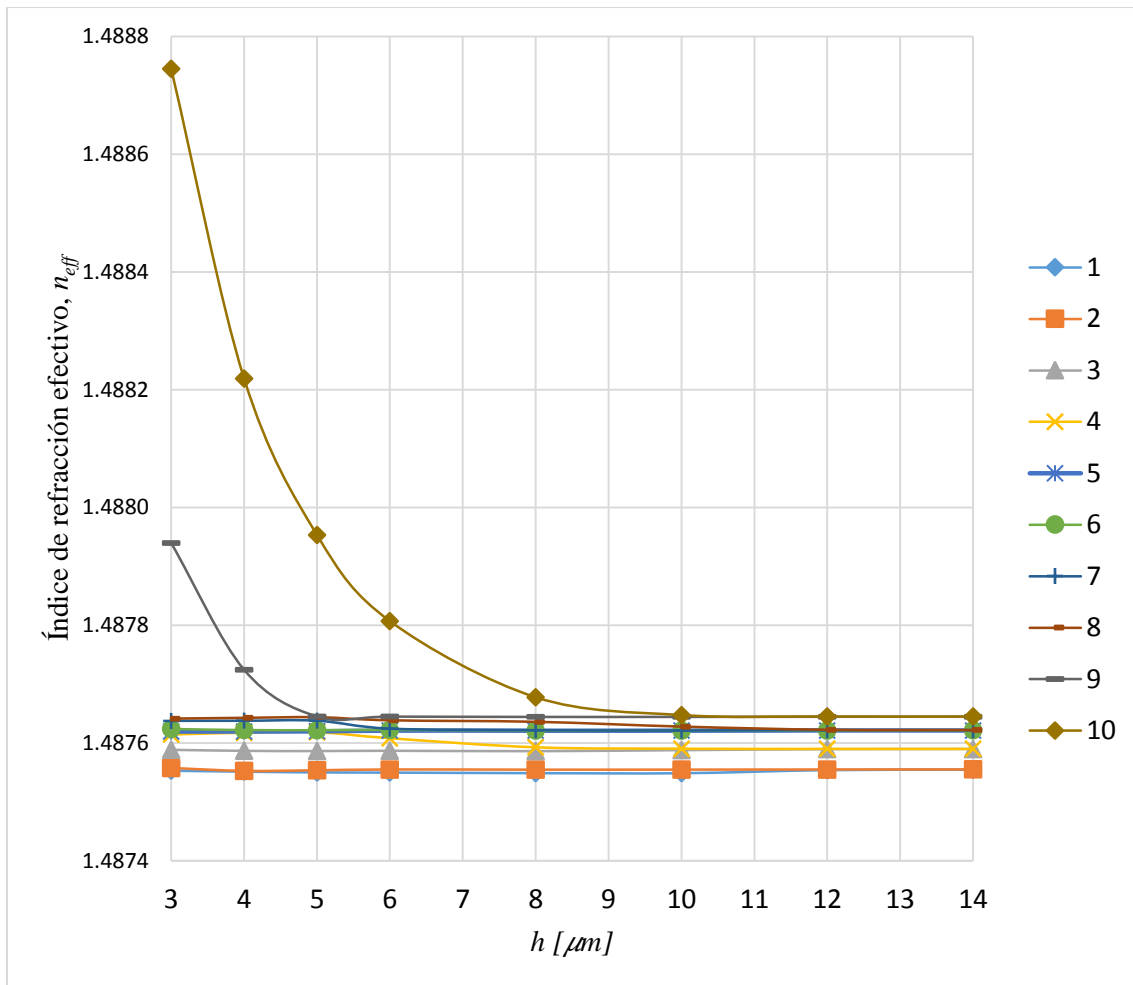


Figura 5.11 Índice de refracción efectivo n_{eff} en función de h para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu m$ y $n_a = 1.3430$, para diferentes modos de propagación.

La Tabla 5.15 muestra los valores de índice efectivo para los modos simétrico (10) y antisimétrico (9), en función de la separación h , así como la longitud de acoplamiento L_c asociada a cada valor de h . La curva de la Figura 5.12 corresponde a la variación de L_c en función de h , cuya tendencia exponencial se corrobora con el ajuste exponencial con ecuación $L_c(h [\mu\text{m}]) = 2.105 \times 10^{-6} e^{0.9374 \cdot h}$ y $R^2 = 0.9999$ (línea sólida).

Tabla 5.15 Índice de refracción efectivo de los modos simétricos y antisimétricos n_{eff_s} y n_{eff_a} , respectivamente, y la longitud de acoplamiento L_c en función de h , para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

$h [\mu\text{m}]$	n_{eff_s}	n_{eff_a}	$L_c [m]$
3	1.488697279	1.487912915	0.00057881
4	1.488176164	1.487702830	0.00095915
5	1.487911830	1.487623768	0.00157605
6	1.487765176	1.487593028	0.00263727
8	1.487631747	1.487576583	0.00822999
10	1.487588671	1.487574219	0.03141429
12	1.487576745	1.487573893	0.15915417
14	1.487574275	1.487573844	1.05336427

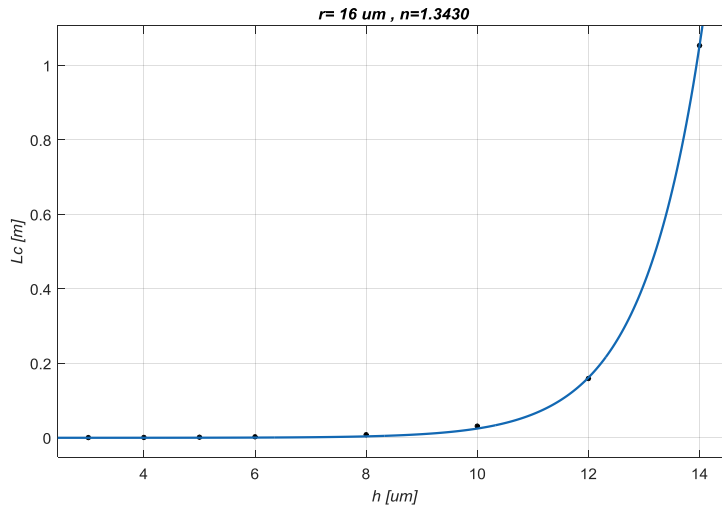


Figura 5.12 Longitud de acoplamiento L_c en función de h con ajuste exponencial para el sensor de dos canales con $r = 16 \mu\text{m}$ y $n_a = 1.3430$.

5.7 Análisis de Resultados

5.7.1 Sensibilidad y límite de detección

Con los resultados mostrados en la sección 5.4, se determinó que el sensor de dos canales con radios de $r = 2 \mu m$, muestra un incremento en la sensibilidad en un 25%, respecto a la versión anterior de un sólo canal para el analito. Por su parte, el sensor de dos canales con radio $r = 16 \mu m$, mantiene el valor de su sensibilidad con respecto a la configuración de un sólo canal.

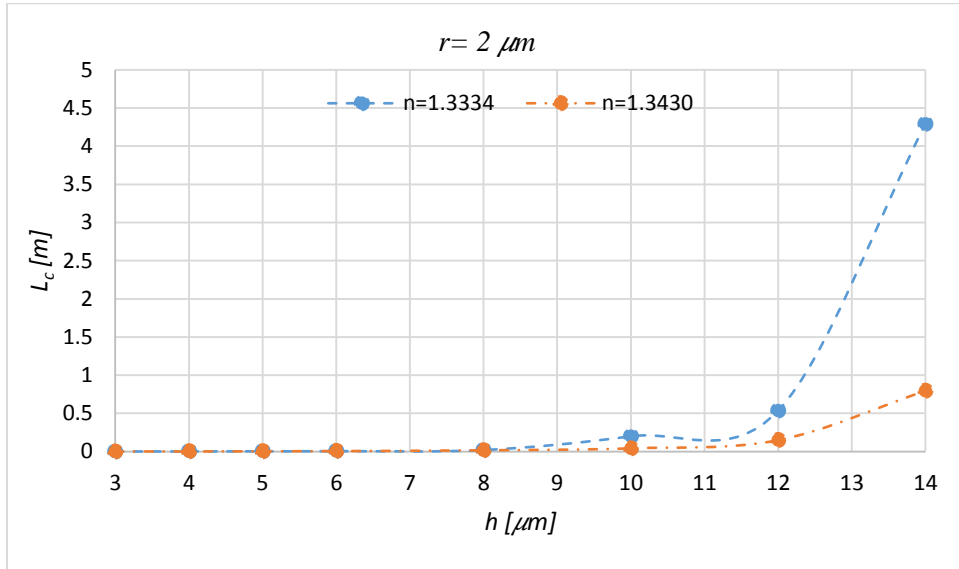
En cuanto al límite de detección se observa un aumento del 25% y 40% para la configuración de dos canales de analito de radio $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$, respectivamente, en comparación con los valores obtenidos en la sección 3.4.2 para el sensor de un sólo canal. Como las variaciones señaladas se encuentran dentro del mismo orden de magnitud, no son muy significativos para la práctica.

5.7.2 Longitud de acoplamiento

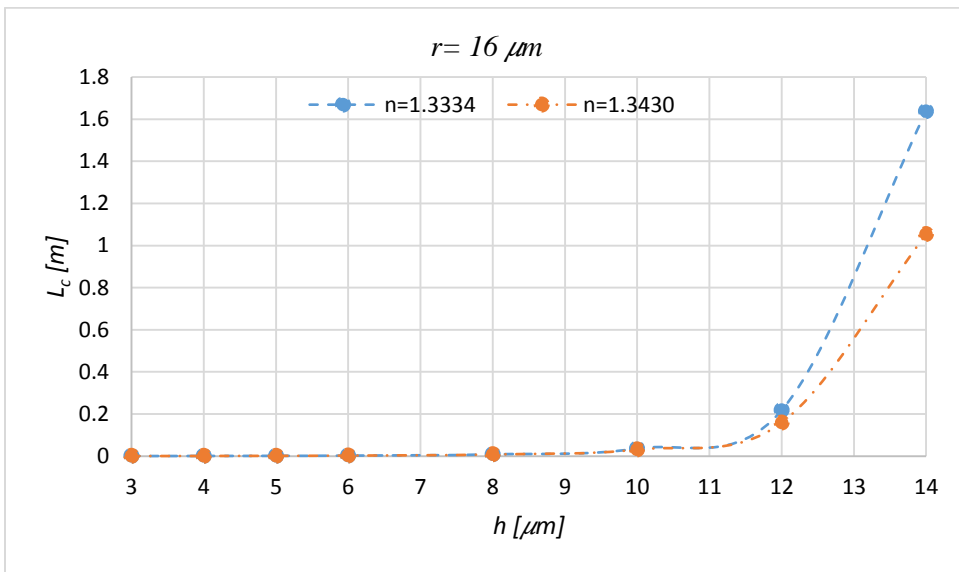
En la Figura 5.13 se observa la variación de la longitud de acoplamiento respecto a la separación entre el núcleo y los dos canales. También, se observa el comportamiento de la longitud de acoplamiento en función del índice de refracción del analito.

La Figura 5.13 (a) representa el caso para el radio de los canales de $r = 2 \mu m$. Las Tablas 5.6 y 5.9 muestran que en el intervalo de $3 \leq h [\mu m] \leq 8$, la máxima diferencia de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito es del 20%, que corresponde a la misma diferencia para el caso del sensor de un canal con el mismo radio y en el mismo intervalo de h . En ambos casos la variación de la longitud de acoplamiento respecto al índice de refracción del analito es mínima. La ventaja de usar dos canales es el incremento en la sensibilidad del sensor, aunque es necesario un volumen mayor del analito.

La Figura 5.13 (b) representa el caso para el radio de los canales de $r = 16 \mu m$. Las Tablas 5.12 y 5.15 muestran que en el intervalo de $3 \leq h [\mu m] \leq 8$, existe una diferencia máxima del 4% en la variación de la longitud de acoplamiento respecto al cambio del índice de refracción del analito. En este mismo rango de h el sensor de un canal con el mismo radio presenta una diferencia máxima del 1% en la longitud de acoplamiento respecto a la variación en el índice de refracción del analito.



(a)



(b)

Figura 5.13 Longitud de acoplamiento L_c en función de h y distintos índices de refracción del analito para el sensor de dos canales con (a) $r = 2 \mu m$ y (b) $r = 16 \mu m$.

5.8 Análisis de la birrefringencia del sensor con dos canales

Se realizó un análisis de la birrefringencia del sensor en función de la longitud de onda λ , para dos variantes del sensor: 1) la estructura con un canal para el analito, y 2) la estructura con dos canales para el analito. Para tales fines, el análisis se realizó en el intervalo de longitudes de onda de 850 nm a 1200 nm , el cual contiene las longitudes de onda de resonancia de dichas estructuras. Empleando los datos de las Tablas 4.2, 4.6, 4.10, 4.10, 5.4, 5.7, 5.10 y 5.13, en las que se ilustran las líneas de campo eléctrico de los modos con polarización en x (modo simétrico), y con polarización en y (modo antisimétrico), fue posible identificar los dos modos fundamentales con polarización ortogonal. La diferencia de los índices efectivos de estos dos modos cuantifica la birrefringencia de la estructura, de acuerdo con la expresión $B = |n_{eff_x} - n_{eff_y}|$ [1], [2].

El comportamiento de la birrefringencia en función de la longitud de onda λ , para las estructuras consideradas en este trabajo para diferente radio del canal del analito, se ilustran en la Figura 5.14 y Figura 5.15. Se observa que la estructura del sensor con un sólo canal con $r = 2 \mu\text{m}$ y $h = 3 \mu\text{m}$ tiene una birrefringencia de $B = 3.6 \times 10^{-4}$; mientras que la estructura con dos canales y con los mismos parámetros de r y h tiene un valor de $B = 4.2 \times 10^{-4}$.

Además, se observa que al aumentar el radio del canal del analito r , la birrefringencia B , de las estructuras de un sólo canal y dos canales aumenta en ambos casos. La estructura del sensor con un sólo canal con $r = 16 \mu\text{m}$ y $h = 3 \mu\text{m}$ tiene una birrefringencia de $B = 5.7 \times 10^{-4}$; mientras que la birrefringencia correspondiente a la estructura con dos canales y con los mismos parámetros de r y h es de $B = 7.4 \times 10^{-4}$.

También, se remarca el efecto que tiene la separación h sobre la birrefringencia, entre el núcleo microestructurado y el canal del analito. Cuando ambas guías se encuentran más próximas ($h = 3 \mu\text{m}$), la birrefringencia es mayor, aproximadamente en un 30%, en comparación con $h = 5 \mu\text{m}$. Este efecto no depende significativamente del radio del canal del analito.

Los resultados de esta sección demuestran que la estructura de dos canales es más birrefringente que la estructura de un sólo canal.

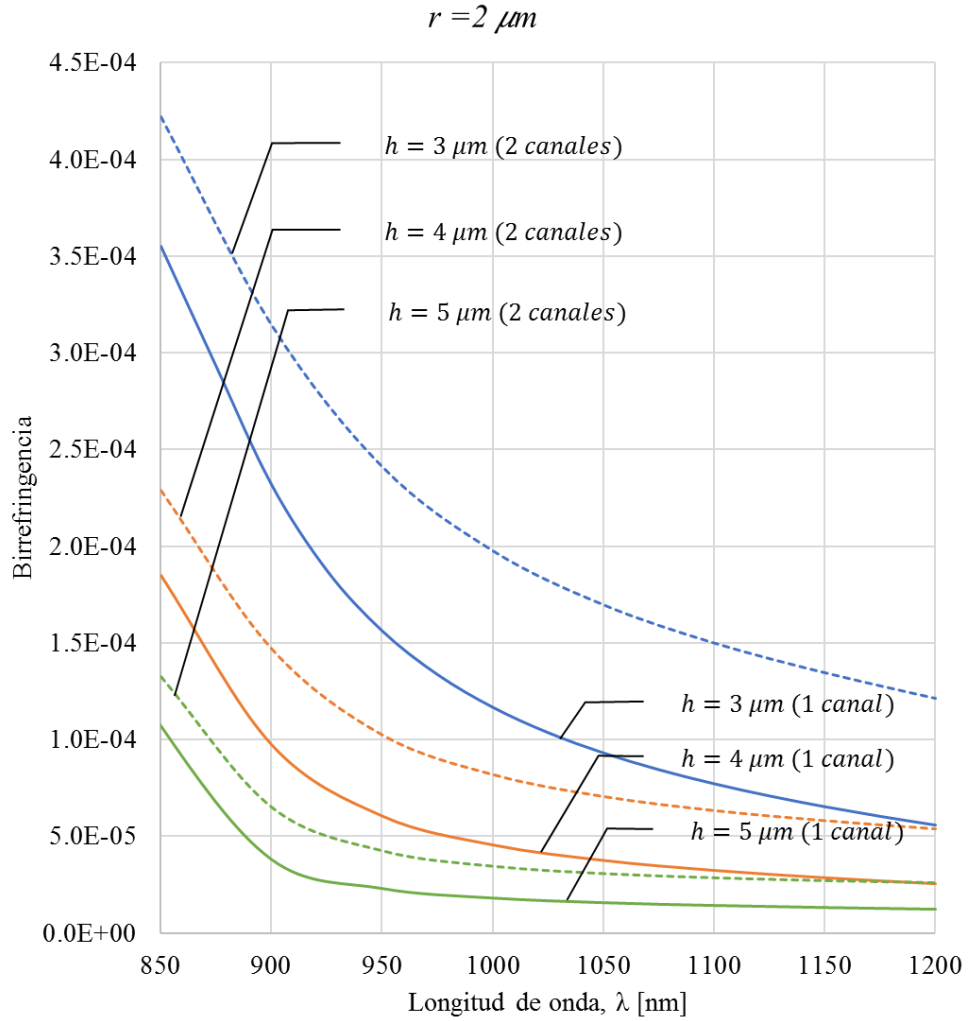


Figura 5.14 Birrefringencia B en función de λ para las estructuras del sensor con un canal y dos canales, con $r = 2 \mu m$ y separaciones de $h = 3, 4$ y $5 \mu m$.

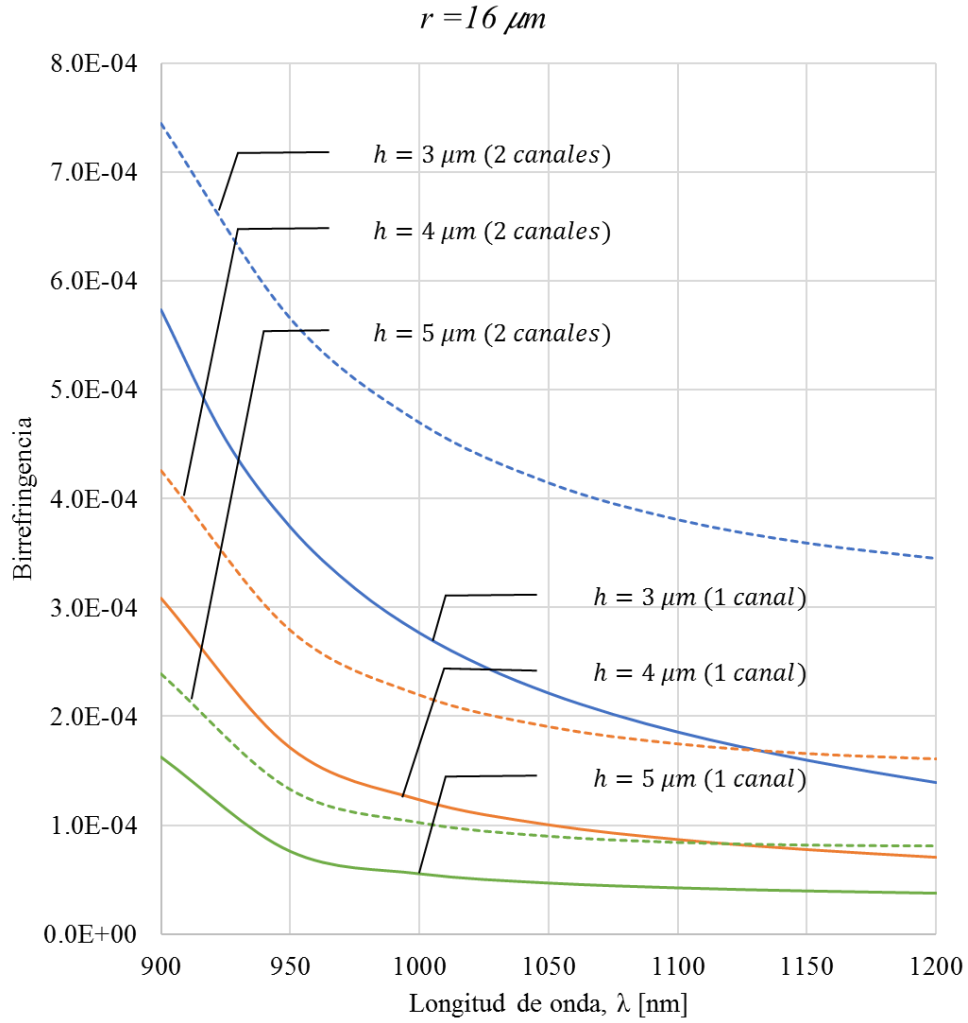


Figura 5.15 Birrefringencia B en función de λ para las estructuras del sensor con un canal y dos canales, con $r = 16 \mu m$ y separaciones de $h = 3, 4$ y $5 \mu m$.

5.9 Conclusiones

La configuración con dos canales para el analito presenta una mayor birrefringencia que su versión de un sólo canal. Se determinó que la birrefringencia está en función del radio del canal, de la proximidad del canal al núcleo, y del número de canales de la estructura. De esta manera, la configuración que presenta una mayor birrefringencia ($B = 7.4 \times 10^{-4}$) tiene los siguientes parámetros de diseño: dos canales para el analito, el radio de los canales es $r = 16 \mu m$ y separación entre el núcleo y los canales $h = 3 \mu m$.

El análisis de las curvas de dispersión (índice efectivo vs. longitud de onda) del sensor con dos canales demuestra que esta característica del sensor no depende del número de canales (uno o dos canales). Es decir, a pesar de existir una variación de aproximadamente de 1 a 5 nm en las longitudes de onda de resonancia λ_r respecto al sensor de un canal, el incremento o decremento en los valores de n_{eff} vs. λ_r del modo fundamental del sensor y el radio del canal es el mismo para ambas estructuras del sensor.

El sensor de dos canales con radios de $2 \mu m$ presentó un aumento en la sensibilidad del 25%, respecto al sensor de un sólo canal. En cambio, el sensor de dos canales con radio de $16 \mu m$ mantiene constante su sensibilidad respecto a la variante de un sólo canal.

El sensor de dos canales presenta un aumento en el límite de detección del 25% y 40% para los radios del canal $r = 2 \mu m$ y $r = 16 \mu m$, respectivamente, en comparación con los valores obtenidos en la sección 3.4.2, para el sensor de un sólo canal. Como las variaciones señaladas se encuentran dentro del mismo orden de magnitud, no son muy significativas para la práctica.

La configuración con dos canales, radio de $16 \mu m$, y una separación máxima de $h = 8 \mu m$ muestra un incremento en la longitud de acoplamiento del 40%, en comparación con el sensor de un canal con los mismos parámetros de diseño. Con estos parámetros la longitud de acoplamiento del sensor es aproximadamente $\sim 1.3 cm$, lo que asegura que el dispositivo será compacto, manejable y de bajo costo al producirse en masa. Además, el sensor de dos canales

y radio de $16 \mu\text{m}$ muestra una variación relativa menor de la longitud de acoplamiento contra el índice de refracción del analito, que para un radio del canal menor.

La geometría del sensor con dos canales simétricos para el analito presenta varias ventajas de fabricación. Debido a su simetría en los planos x y y es posible tener menos complejidades y distorsiones de la estructura que si sólo se tiene un canal.

5.10 Referencias

- [1] M. Koshihira and K. Saitoh, "Finite-element analysis of birefringence and dispersion properties in actual and idealized holey-fiber structures," *Optical Society of America*, vol. 42, no. 31, pp. 6267-6275, 2003.
- [2] M. R. Hasan, M. S. Anower and M. I. Hasan, "Polarization maintaining highly nonlinear photonic crystal fiber with closely lying two zero dispersion wavelengths," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 5, p. 056107, 2016.

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES GENERALES

1. Las fibras ópticas microestructuradas (MSFs) son un nuevo tipo de fibras muy versátiles en su diseño. Se pueden manipular varios de sus parámetros como son la separación entre los orificios Λ , la forma de los orificios y su diámetro, el índice de refracción del material que conforma principalmente la fibra, y el diseño del tipo de enrejado periódico. Por esto, las MSF puedan tener propiedades distintas de las fibras ópticas comunes, poco usuales, tales como un gran tamaño de campo modal, operación monomodo en un rango amplio de longitudes de onda, alta no linealidad, entre otras. Algunas de estas propiedades son atractivas para el desarrollo de nuevos elementos de línea y para sensores de diversas cantidades físicas.

2. El empleo de las fibras microestructuradas en sensores refractométricos basados en acopladores direccionales permite lograr cruzar la curva de dispersión de la MSF con la curva de dispersión de la guía de onda usada como canal para el analito, ajustando los parámetros de diseño de la MSF. En las fibras ópticas convencionales este tipo de ajuste no es nada fácil de lograr. Además, el diámetro de campo modal de las MSFs puede ser mucho mayor en comparación con las fibras monomodo convencionales, lo que facilita el diseño y funcionamiento de un acoplador.

3. Los sensores refractométricos existentes basados en MSF presentan una alta sensibilidad por encima de $S = 3 \times 10^4 \text{ nm}/RIU$ y compiten con aquellos sensores basados en resonancia de plasmones superficiales ($S = 7 \times 10^3 \text{ nm}/RIU$), cristales fotónicos de dos dimensiones ($S = 0.02 \times 10^4 \text{ nm}/RIU$), rejillas de periodo largo o rejillas de Bragg ($S = 6 \times 10^4 \text{ nm}/RIU$), entre otros. Sin embargo, los sensores refractométricos basados en MSF requieren de varias mejoras y nuevos diseños para ser prácticos y competitivos con los sensores existentes.

4. En el presente trabajo se analizaron y se interpretaron las características de un sensor refractométrico de líquidos con índices de refracción cercanos al agua ($n_a = 1.3334 - 1.3430$); este sensor tiene aplicaciones potenciales en el análisis de sustancias biológicas. El sensor es un acoplador direccional especial de fibra óptica que funciona aprovechando el acoplamiento electromagnético resonante entre la MSF y la guía de onda en forma de anillo que sirve como el canal del analito; ambas guías se encuentran dentro del mismo revestimiento dieléctrico y en conjunto actúan como un acoplador direccional, cuya transmisión óptica depende de índice de refracción de analito.
5. Se aplicaron y se compararon dos metodologías de análisis teórico electromagnético de dicho sensor. Se encontró que el análisis electromagnético del sensor (acoplador) es más exacto cuando se considera todo el acoplador como una estructura junta, en comparación con el análisis por separado de la MSF y la guía en forma de anillo. Se determinó que el segundo método proporciona soluciones aproximadas en tiempos relativamente cortos. Es útil para encontrar las longitudes de onda de resonancia de los modos del canal. El primer método es riguroso y por esto más confiable y útil en diseños reales de ingeniería.
6. Se analizaron los efectos de distintos parámetros del sensor sobre la longitud de onda de resonancia de los modos electromagnéticos de la estructura, la longitud de acoplamiento de los modos, la sensibilidad al índice de refracción del analito, y el límite de detección. Se encontró que, con el aumento del radio del canal para el analito de ocho veces, la sensibilidad del sensor presentó un incremento del 40%, aunque el límite de detección incrementó dos veces aproximadamente. Este efecto se demostró para un rango del radio del canal de 2 a 16 μm . En nuestra opinión, a pesar de un aumento en la sensibilidad, la ventaja principal de utilizar el radio del canal para el analito mayor consiste en que éste puede rellenarse más fácilmente por fuerzas capilares, y el sensor no requiere de bombas de alta presión para introducir el analito en su interior.
7. Se verificó que la longitud de acoplamiento del sensor está en función de la separación entre el núcleo microestructurado y el canal del analito, el radio del canal, y del índice de refracción del analito. Asimismo, se verificó que la longitud de acoplamiento crece exponencialmente con el incremento de la separación entre el núcleo y el canal. En

general se encontró que para separaciones menores a $8 \mu m$, la variación relativa de la longitud de acoplamiento contra el índice de refracción del analito es menor. Para fines prácticos se recomienda que la separación h debe ser menor a $8 \mu m$ para no tener un sensor demasiado largo. En este sentido, bajo los parámetros de $h < 8 \mu m$ y radio del canal de $r = 2 \mu m$ se obtienen longitudes de acoplamiento menores a $2.6 cm$; mientras que para $h < 8 \mu m$ y radio del canal de $r = 16 \mu m$ se obtienen longitudes de acoplamiento menores a $1.26 cm$.

8. Se propuso y se investigó una variante del sensor con dos canales simétricos para el analito. Las características que se obtuvieron de este sensor fueron la longitud de onda de resonancia, la sensibilidad, el límite de detección y la longitud de acoplamiento, todo esto en forma cuantitativa. Para esta variante del sensor se demostró que la sensibilidad aumentó un 25% cuando el radio de los canales es de $r = 2 \mu m$, en comparación con el sensor de un canal. El límite de detección de este sensor es un poco mayor ($2.5 \times 10^{-5} RIU$) en comparación con el del sensor de un canal ($2.0 \times 10^{-5} RIU$). Para el caso del radio de los canales de $r = 16 \mu m$, el límite de detección crece en un 30% respecto al límite de detección del sensor de un canal.
9. Además, se encontró que la variación de la longitud de acoplamiento contra el índice de refracción del analito, en el sensor con dos canales de radio de $16 \mu m$, es menor en comparación con el sensor de radio del canal de $2 \mu m$. Bajo los parámetros de $h < 8 \mu m$ y radio de los canales de $r = 2 \mu m$ las longitudes de acoplamiento son menores a $2.8 cm$; mientras que para $h < 8 \mu m$ y radio del canal de $r = 16 \mu m$ las longitudes de acoplamiento son menores a $1.4 cm$.
10. Se evaluó la birrefringencia de la configuración del sensor con un canal y dos canales. Se determinó que la birrefringencia está en función del radio del canal, de la proximidad del canal al núcleo, y del número de canales de la estructura. De esta manera, la configuración que presenta una mayor birrefringencia, $B = 7.4 \times 10^{-4}$, tiene los siguientes parámetros de diseño: dos canales para el analito, el radio de los canales es $r = 16 \mu m$, y la separación entre el núcleo y los canales es $h = 3 \mu m$.

11. Resumiendo, los resultados de este trabajo revelan y explican el efecto de los distintos parámetros del acoplador sobre las características del sensor que, con una adecuada selección de estos parámetros, este tipo de sensor refractométrico puede tener la sensibilidad y el límite de detección mejores que en sensores existentes. En particular, la estructura del sensor con dos canales simétricos de analito presenta varias características mejores que la estructura con un sólo canal. Este trabajo de tesis abre nuevas y mejores perspectivas para la introducción de este tipo de sensores en la práctica.

12. Los resultados del presente trabajo se publicaron en un artículo en la revista Optical Engineering – SPIE, con título “Refractive index sensor based on photonic crystal fiber: effect of analyte channel diameter” (doi: 10.1117/1.OE.56.1.017102), el cual se anexa al presente escrito.

A N E X O

Optical Engineering

OpticalEngineering.SPIEDigitalLibrary.org

Refractive index sensor based on photonic crystal fiber: effect of analyte channel diameter

Maria C. Lopez-Bautista
Alexander E. Martynyuk
Sergei Khotiaintsev

SPIE.

Maria C. Lopez-Bautista, Alexander E. Martynyuk, Sergei Khotiaintsev, "Refractive index sensor based on photonic crystal fiber: effect of analyte channel diameter," *Opt. Eng.* **56**(1), 017102 (2017), doi: 10.1117/1.OE.56.1.017102.

Refractive index sensor based on photonic crystal fiber: effect of analyte channel diameter

Maria C. Lopez-Bautista,* Alexander E. Martynyuk, and Sergei Khotiaintsev

National Autonomous University of Mexico, Faculty of Engineering, Department of Telecommunications Engineering, Av. Universidad No. 3000, Mexico City 04510, Mexico

Abstract. We analyzed the resonant coupling in the low-refractive-index sensor based on a directional coupler implemented in a microstructured optical fiber with a composite core and the parallel analyte channel in the form of a hollow-core waveguide. We showed the possibility of an 8-fold increase in the analyte channel radius that is equivalent to a 64-fold increase in its cross section, in comparison to the existing design. With an increase in the analyte channel radius, the resonance frequencies of the composite core mode and the satellite waveguide modes shift to longer wavelengths, while the dispersion curves of the high-order modes of the satellite waveguide tend to merge and their resonances become less pronounced than the resonances of the low-order modes. With an increase in the analyte channel radius from 2 to 16 μm , the sensor sensitivity increases by 40% and the detection limit becomes lower by a factor of 2. Such an increase in the analyte channel radius also eliminates the need in a high-pressure pump for filling the channel with analyte and thus makes this sensor much more practical than was previously thought. © 2017 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) [DOI: 10.1117/1.OE.56.1.017102]

Keywords: directional coupler; optical fiber sensors; photonic crystal fiber; refractive index sensing.

Paper 161156 received Jul. 20, 2016; accepted for publication Dec. 6, 2016; published online Jan. 5, 2017.

1 Introduction

The microstructured optical fibers (MSFs) have unusual propagation characteristics of optical waves in comparison to common optical fibers. These characteristics are of great interest for telecommunications, instrumentation, and other fields.^{1,2}

In particular, resonant mode coupling in the MSF allows for sensing of different physical quantities as well as for filtering of optical signals. Also, there is a possibility of modifying the propagation constant and effective refractive index of the MSF in a wide range. This allows control of the modal coupling by external factors. For the aforementioned reasons, MSF has great prospects for use in new generations of optical fiber sensors.³

Among the existing problems in optical sensing, detection of low concentrations of organic molecules^{4,5} and accessing the concentration of the refractive index of liquid substances of the refractive index only slightly larger than that of the water (low-refractive-index liquids) present great practical interest.^{6–9} The potential application of such sensors is in biology and medicine, where many water solutions of very low concentrations are analyzed and used in hospitals and research institutions. However, in spite of many achievements in optical refractometry,^{10–23} in low-index sensing,^{6–9} and in MSF and components,^{24–26} the existing low-refractive-index sensors still need improvement in order to be introduced in practice.

In this paper, we address the design of the low-refractive-index sensor based on a directional coupler implemented in a microstructured fiber that is proposed by Lee et al.⁹ The sensor makes use of the analyte-dependent resonant coupling

between the radiation in the composite core of an array of Zeonex rods²⁴ and a satellite hollow-core waveguide of polycarbonate (PC) that is made in the same microstructured fiber (Fig. 1). The hollow-core satellite waveguide can be filled with liquid analyte. The effective refractive index of electromagnetic modes of the satellite waveguide depends on the refractive index of the analyte. Under the effective refractive index matching of the core and satellite waveguide modes, a power is transferred periodically between the core and satellite mode,⁸ and a dip in the core transmission spectrum is observed at odd multiples of the coupling length. This sensor showed an experimental sensitivity of 1.66×10^2 nm/RIU (nanometers per refractive index unit) and detection limit of sucrose in water of about 3 $\mu\text{g}/\text{mL}$.

However, a very small radius of the analyte channel of 2 μm is an important drawback of this sensor, because a high-pressure pump is required for filling such a small capillary with analyte (polycarbonate is hydrophobic and for this reason the capillary cannot be filled due to the wetting forces). Therefore, it is of interest to investigate whether the diameter of the analyte channel can be substantially increased and what effect it has on the resonant coupling in this sensor.

2 Electromagnetic Analysis

We considered the basic geometry and material constants of the work:⁹ (1) a composite microstructured core of hexagonal symmetry of 19 Zeonex 480R rods of a diameter $d = 345$ nm and the refractive index $n_{\text{Zeonex}} \approx 1.52$, (2) the lattice period (pitch) of rod array $\Lambda = 860$ nm, (3) the satellite ring waveguide of PC of a thickness $t = 300$ μm , the refractive index $n_{\text{PC}} \approx 1.57$, and the internal radius r (the radius of the analyte channel), (4) the common cladding of

*Address all correspondence to: Maria C. Lopez-Bautista, E-mail: lpz2b.carmen@gmail.com

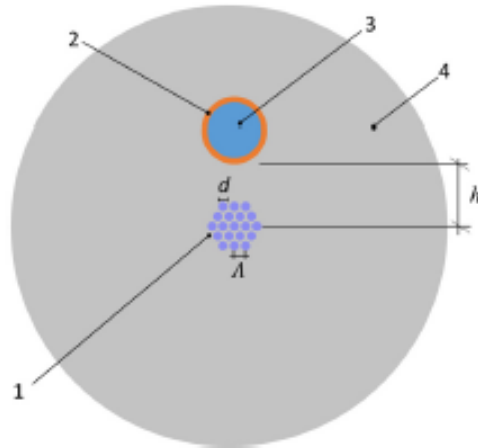


Fig. 1 Schematic of the sensor based on a directional coupler in a MSF: 1, microstructured core; 2, satellite circular hollow-core waveguide; 3, analyte channel; 4, PMMA cladding; Zeonex rods diameter d ; lattice period Λ ; and the distance between the composite core and the satellite waveguide h .⁹

polymethyl methacrylate (PMMA) of the refractive index $n_{\text{PMMA}} \approx 1.486$, (5) the analyte refractive index $n_a = 1.3334$, and (6) the distance between the composite microstructure core and the edge of the satellite hollow-core waveguide $h = 5 \mu\text{m}$. Contrary to Ref. 9, we varied the radius of the analyte channel r in the range of 2 to $16 \mu\text{m}$. The small difference in the refractive indices of the Zeonex rods and the PMMA cladding allows for a large composite core mode diameter, while the large difference in the refractive indices of the PC ring and PMMA cladding provides high sensitivity to the analyte that fills the satellite hollow-core waveguide.²⁴

The optical power propagating in the composite fiber core is fully transferred to the satellite ring waveguide at odd multiples of the coupling length L_c , when a mode of the composite core and a mode of the satellite ring waveguide are phase matched. The phase matching occurs at a resonant wavelength λ_r , when the effective refractive indices of the composite core and the satellite ring waveguide are equal. The effective refractive index of the satellite ring waveguide depends on the refractive index of the analyte that fills the hollow core, n_a , and the wavelength. Therefore, the resonance wavelength λ_r , which can be identified by detecting dips in the optical power spectrum of the radiation propagating in the composite core, is a measure of the refractive index of the analyte n_a . A difficulty in designing the refractive index sensors based on directional couplers in MSF is in achieving dispersion curves suitable for the proper operation of the sensor.

Following the approach of the work,⁹ we calculated the effective refractive index of the lowest mode of the composite core and the modes of the satellite waveguide with analyte ($n_a = 1.3334$). We also found respective dispersion curves, resonant frequencies, and mode patterns of the composite core and satellite waveguide. (The enlarged views of the two structures are shown in Fig. 2.) In addition, we compared these data with the mode patterns obtained for the composite core and satellite ring waveguide filled with analyte when considering them a single electromagnetic structure. Both structures were analyzed in the range of wavelengths λ of 720 to 900 nm.

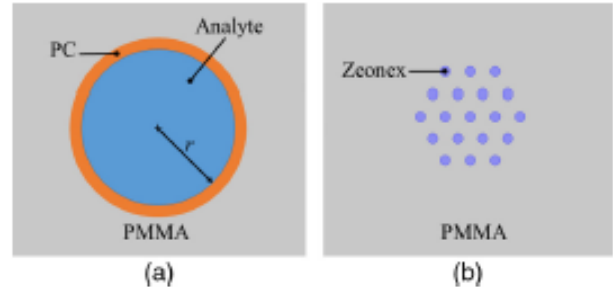


Fig. 2 Schematic of (a) the satellite hollow-core ring waveguide and (b) the composite core.

Differently from the work,⁹ which employed the multipole method, we have found the electromagnetic modes and their characteristics by means of the COMSOL Multiphysics software. The results of the calculations for the analyte channel radius $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$ are described below.

3 Results

3.1 Analyte Channel Radius $r = 2 \mu\text{m}$

The dispersion curves for four propagation modes of the satellite waveguide and the mode of the composite core are shown in Fig. 3, while the resonant wavelength and the effective refractive index for each propagation mode are given in Table 1.

3.1.1 Modes TE and HE-1

Figure 4 illustrates the patterns of TE and HE-1 modes in the satellite waveguide and composite core at a wavelength λ of 860 nm obtained for these structures modeled as separate

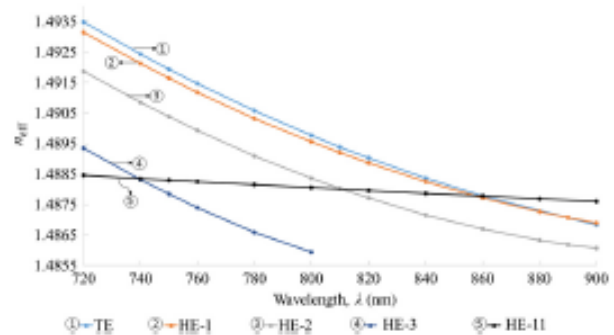


Fig. 3 Dispersion curves and resonant wavelengths of the composite core mode $\text{HE}_{1,1}$ and the modes of the satellite waveguide of an internal radius r of $2 \mu\text{m}$.

Table 1 Resonant wavelength λ_r and effective refractive index n_{eff} for different satellite waveguide modes ($r = 2 \mu\text{m}$).

	Modes			
	TE	HE-1	HE-2	HE-3
λ_r (nm)	860	860	810	740
n_{eff}	1.4878	1.4877	1.4880	1.4883

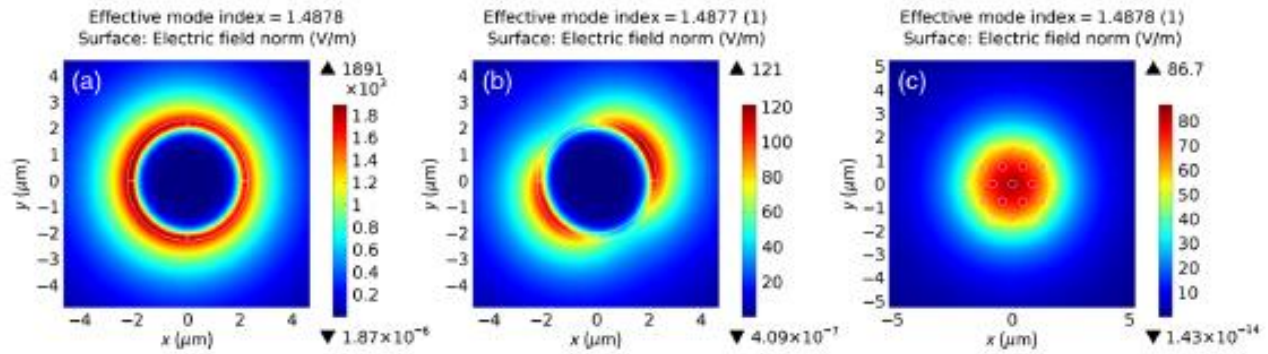


Fig. 4 Mode patterns of the satellite waveguide: (a) TE mode, (b) HE-1 mode, and (c) the composite core mode HE₁₁ under of $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 860 \text{ nm}$ (separate structure models).

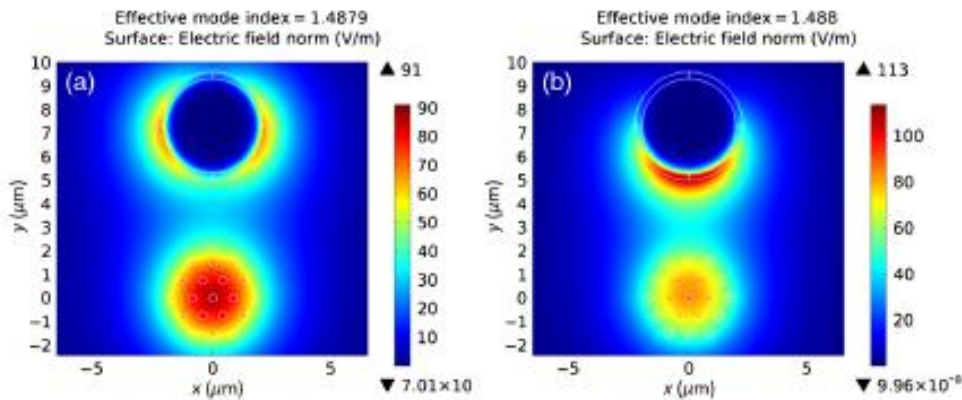


Fig. 5 Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the (a) HE-1 mode and (b) TE mode of the satellite waveguide under $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 860 \text{ nm}$ (single structure model).

elements, i.e., under the assumption of infinitely small coupling between the two elements. The mode patterns obtained for the same two elements modeled as a single electromagnetic structure are shown in Fig. 5.

It can be seen in Fig. 5 that there are two coupled modes of the effective refractive indices $n_{\text{eff}} = 1.4879$ and 1.4880 in the structure at the aforementioned wavelength that are shown in Figs. 5(a) and 5(b), respectively. Figure 5(b) shows a stronger coupling than Fig. 5(a), which is evidenced by a more intense electric field in the region between the composite core and satellite waveguide.

3.1.2 Mode HE-2

Figure 6 illustrates the patterns of the HE₁₁ mode of the composite core and HE-2 mode of the satellite waveguide at a wavelength λ of 810 nm obtained for these structures modeled as separate elements. The mode patterns obtained for the same elements modeled as a single electromagnetic structure are shown in Fig. 7.

It can be seen in Fig. 7 that there is a moderate coupling of the composite core mode to the satellite waveguide mode of the effective refractive index $n_{\text{eff}} = 1.4881$, which is

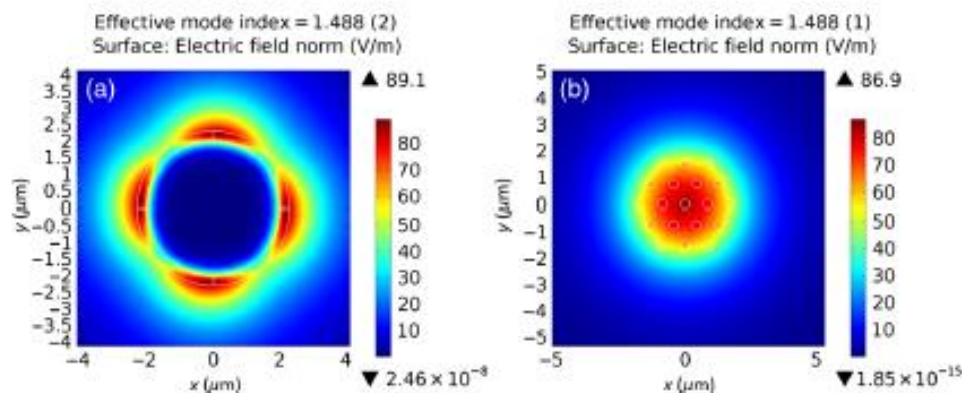


Fig. 6 Mode patterns of the HE-2 mode of (a) the satellite waveguide and (b) HE₁₁ mode of the composite core under $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 810 \text{ nm}$ (separate structure models).

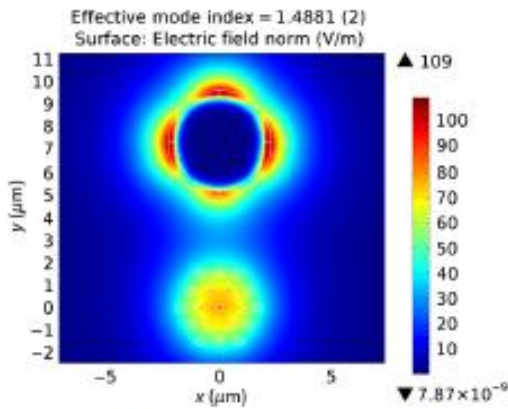


Fig. 7 Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-2 under $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 810 \text{ nm}$ (single structure model).

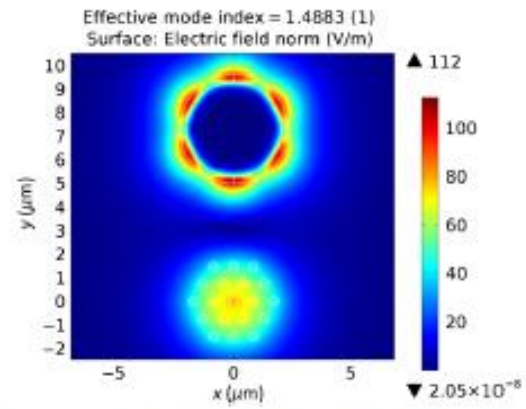


Fig. 9 Very weak coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-3 under $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 740 \text{ nm}$ (single structure model).

evidenced by a relatively low intensity of the electric field in the area between the composite core and satellite waveguide.

3.1.3 Mode HE-3

Figure 8 illustrates the pattern of the HE₁₁ and HE-3 modes in the composite core and satellite waveguide, respectively, modeled as separate structures at a wavelength λ of 740 nm. While Fig. 9 illustrates a very weak coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-3 of the effective refractive index $n_{\text{eff}} = 1.4883$ of the composite core and satellite waveguide modeled as a single structure.

The weak coupling in Fig. 9 is evidenced by a very low intensity of the electric field in the region between the two structural elements.

3.2 Analyte Channel Radius $r = 16 \mu\text{m}$

The dispersion curves for six propagation modes of the satellite waveguide and the mode of the composite core are shown in Fig. 10. The resonant wavelengths λ_r for the composite core mode and six modes of the satellite waveguide are listed in Table 2.

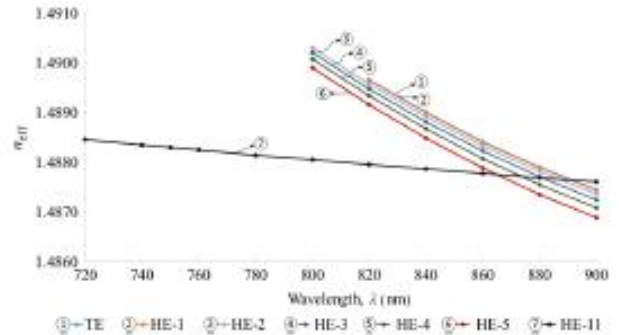


Fig. 10 Dispersion curves and resonant wavelengths of the composite core mode HE₁₁ and the satellite waveguide modes under $r = 16 \mu\text{m}$.

3.2.1 Modes TE and HE-1

Figure 11 illustrates the patterns of the TE and HE-1 modes of the satellite waveguide and the HE₁₁ mode of the composite core for the two elements modeled as separate structures at a wavelength $\lambda = 890 \text{ nm}$. Figure 12 illustrates the coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-1 for the composite core and satellite

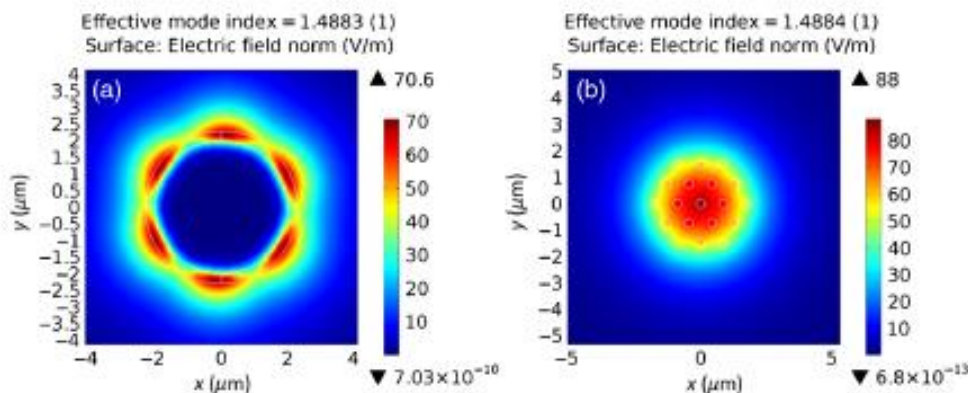


Fig. 8 Mode patterns of the HE-3 mode of (a) the satellite waveguide and (b) HE₁₁ mode of the composite core under $r = 2 \mu\text{m}$ and $\lambda = 740 \text{ nm}$ (separate structure models).

Table 2 Resonant wavelength λ , and effective refractive index n_{eff} for different satellite waveguide modes ($r = 16 \mu\text{m}$).

	Modes					
	TE	HE-1	HE-2	HE-3	HE-4	HE-5
λ_r (nm)	890	890	885	880	875	865
n_{eff}	1.4877	1.4877	1.4877	1.4877	1.4877	1.4877

waveguide modeled as a single structure at the same wavelength $\lambda = 890 \text{ nm}$.

The effective refractive index is of $n_{eff} = 1.4876$. The coupling between the composite core mode and the two modes of the satellite waveguide is weak. It is evidenced by the very low intensity of the electric field in the region between the two structural elements.

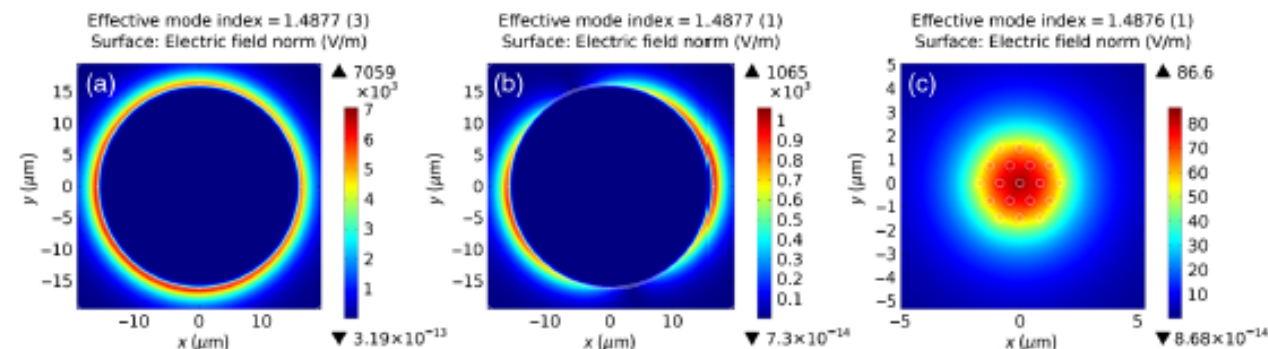
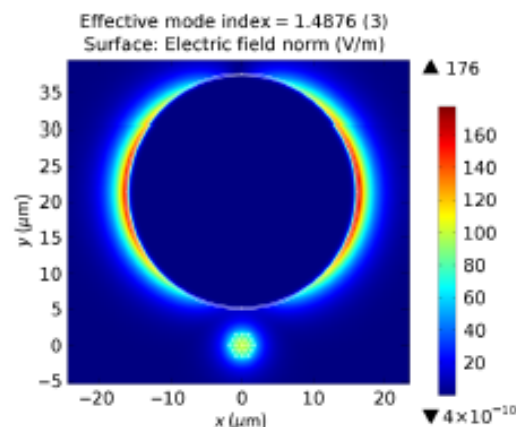
3.2.2 Mode HE-2

Figure 13 illustrates the patterns of the HE-2 mode of the satellite waveguide and the HE₁₁ mode of the composite core for the two elements modeled as separate structures at a wavelength $\lambda = 885 \text{ nm}$.

The modeling of the same elements as a single structure reveals a considerable coupling between the composite core and the satellite waveguide due to the existence of the specific modes of the whole structure. The patterns of these specific modes in the satellite waveguide are different from the patterns typical for the proper modes of the satellite waveguide. Figure 14(a) shows the antisymmetric (odd) mode of the effective refractive index of $n_{eff} = 1.4877$. It can be seen in Fig. 14(a) that the major part of optical energy propagates in the composite core. Therefore, the coupling between the composite core and the satellite waveguide is weak. Figure 14(b) shows the symmetric (even) mode of the same effective refractive index, with the major part of the optical energy in the satellite waveguide. The coupling of the composite core to the satellite waveguide is also weak, although there is a small flux of energy between the two structural elements.

3.2.3 Mode HE-3

Figure 15 illustrates the propagation mode HE-3 of the satellite waveguide and the composite core HE₁₁ mode obtained with separate structure models at a wavelength $\lambda = 880 \text{ nm}$.

**Fig. 11** Mode patterns of the satellite waveguide: (a) TE mode, (b) HE-1 mode, and (c) the composite core mode HE₁₁ under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 890 \text{ nm}$ (separate structure model).**Fig. 12** Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide modes TE and HE-1 under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 890 \text{ nm}$ (single structure model).

The analysis of a single structure model (Fig. 16) shows the existence of a coupled mode of an effective refractive index of $n_{eff} = 1.4877$. The coupling is moderate, as evidenced by a small intensity of the electric field in the region between the two structural elements.

3.2.4 Mode HE-4

Figure 17 illustrates the propagation mode HE-4 of the satellite waveguide (a) and the composite core HE₁₁ mode (b) calculated with the separate structure models at a wavelength $\lambda = 875 \text{ nm}$. A single structure model (Fig. 18) shows the coupling of the HE-4 and HE₁₁ modes of the effective refractive index of $n_{eff} = 1.4877$. The coupling is moderate, as the intensity of the electric field is relatively weak in the region between the two structural elements.

3.2.5 Mode HE-5

Figure 19 illustrates the propagation mode HE-5 of the satellite waveguide and the composite core HE₁₁ mode calculated with separate structure models at a wavelength $\lambda = 865 \text{ nm}$.

The evaluation with a single structure model (Fig. 20) shows the coupling of the HE₁₁ and HE-5 modes of the effective refractive index of $n_{eff} = 1.4877$. The coupling is strong, as the intensity of the electric field is relatively strong in the region between the two structural elements.

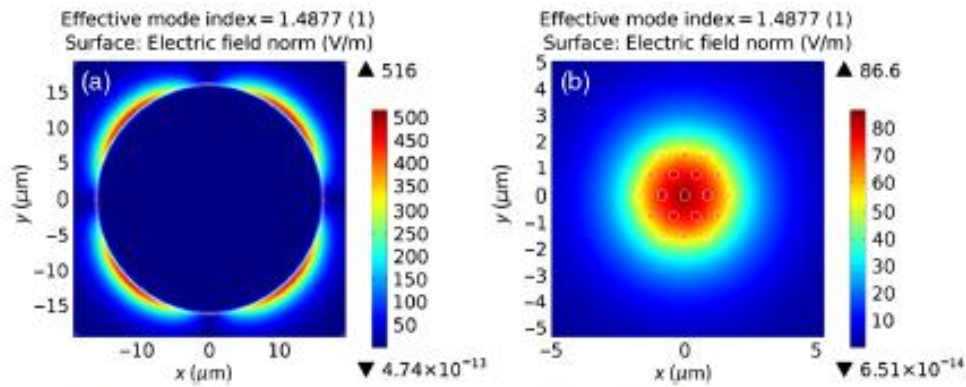


Fig. 13 Mode patterns of (a) the satellite waveguide mode HE₂ and (b) the composite core mode HE₁₁ under $r = 16 \mu\text{m}$ at a wavelength $\lambda = 885 \text{ nm}$ (separate structure models).

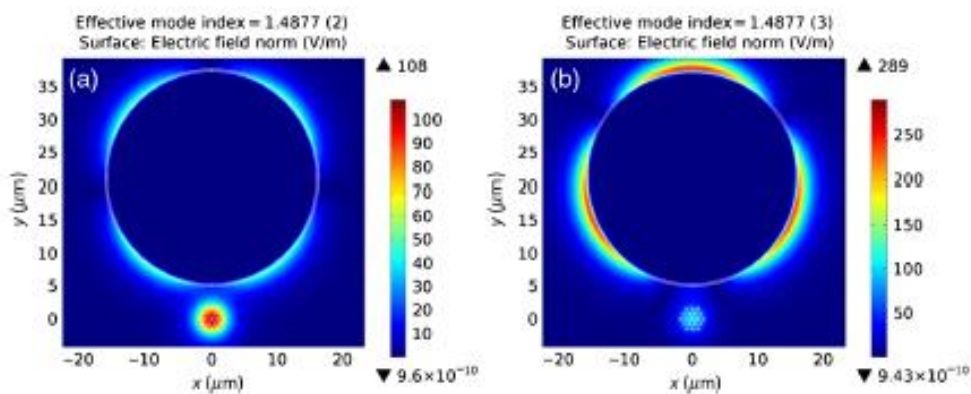


Fig. 14 Mode patterns showing (a) the common antisymmetric (odd) mode and (b) symmetric (even) mode of the composite core and satellite waveguide under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 885 \text{ nm}$ (single structure model).

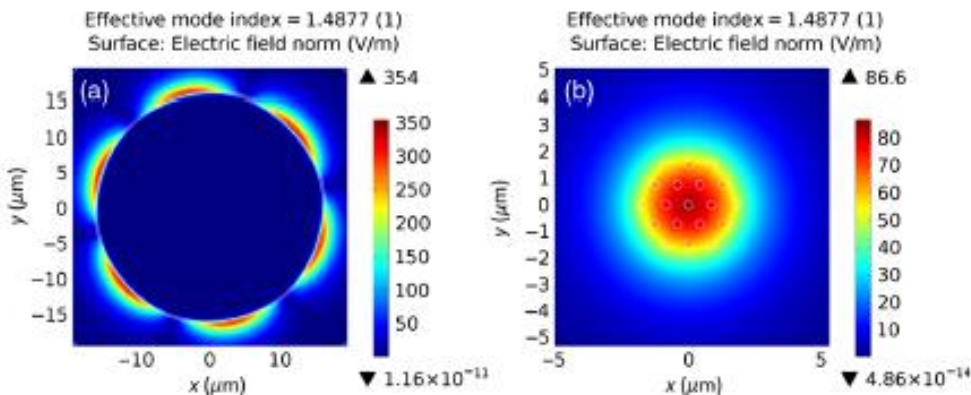


Fig. 15 Mode patterns of (a) the satellite waveguide mode HE₃ and (b) the composite core mode HE₁₁ under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 880 \text{ nm}$ (separate structure models).

3.3 Sensitivity

We evaluated the sensor sensitivity by comparing the resonance frequencies of the fundamental mode for the analyte channel filled with water ($n_a = 1.3334$) and a 7% sucrose solution ($n_a = 1.3430$). Figure 21 shows the change in the resonant wavelength as a function of refractive index under the analyte channel radius $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$ as predicted by the two electromagnetic models, while Table 3

gives the respective sensitivity for $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$, and its relative increase under the increase in the analyte channel radii.

3.4 Detection Limit

Following the approach of the work,⁹ we evaluated the detection limit of the sensor, δn that can be approximated by the expression

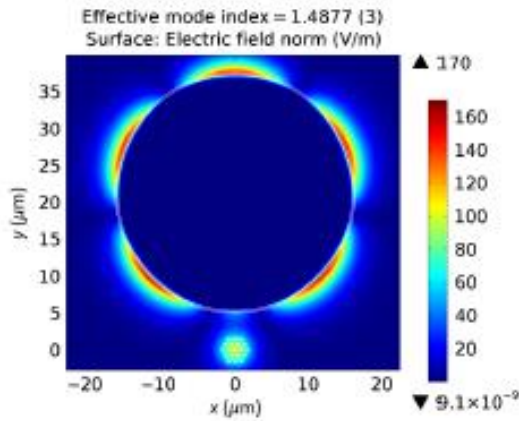


Fig. 16 Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-3 under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 880 \text{ nm}$ (single structure model).

$$\delta n \cong a \frac{\lambda_r \sqrt{T_{\min}}}{L_c f_{\text{sat}} (\text{SNR})^{0.25}}, \quad (1)$$

where a is a coefficient close to 0.7, λ_r is the resonant wavelength, T_{\min} is the relative depth of the transmission dip, SNR is the signal-to-noise ratio in linear units, L_c is the coupling length, and

$$f_{\text{sat}} = \frac{\iint_{\text{analyte}} \epsilon_{\text{sat}} |E_{\text{sat}}(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{\text{cross section}} \epsilon_{\text{sat}} |E_{\text{sat}}(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2)$$

is the proportion of the cross-section field intensity overlapping with the analyte.

We evaluated the effect of the 8-fold increase in the analyte channel radius on the detection limit by calculating the factor f_{sat} for the two analyte channel radii under the assumption that all other quantities of Eq. (1) were the same as in Ref. 9. Figure 22 shows the factor f_{sat} for the fundamental TE mode as a function of the wavelength λ for $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$ obtained with the separate structure model. The two graphs almost overlap showing that f_{sat} is about 3% for $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$ at the respective resonant wavelengths. While the single structure model yields $f_{\text{sat}} = 1.18\%$ under $r = 2 \mu\text{m}$ at the resonant wavelength of $\lambda_r = 860 \text{ nm}$, and $f_{\text{sat}} = 2.41\%$ under $r = 16 \mu\text{m}$ at the

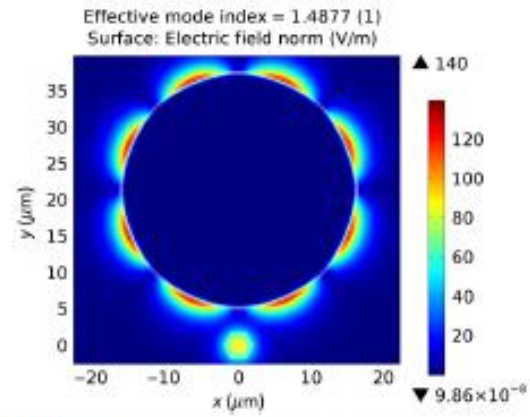


Fig. 18 Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE-4 under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 875 \text{ nm}$ (single structure model).

resonant wavelength of $\lambda_r = 890 \text{ nm}$. That is, the single structure model predicts a two-fold decrease in the detection limit under the increase in the analyte channel radius from 2 to $16 \mu\text{m}$. A decrease in the detection limit and increase in sensitivity with an increase in the analyte channel radius can be explained by the larger amount of the analyte that interacts with the sensor structure in the channel of larger size.

4 Conclusions

We have found the electromagnetic properties of the low-refractive-index sensor based on a directional coupler implemented in a microstructured fiber by means of two different modes:

- We calculated the effective refractive index of the lowest mode of the composite core and the modes of the satellite waveguide filled with analyte, respective dispersion curves and resonant frequencies, and mode patterns of the composite core and satellite waveguide while considering them as separate structures, that is, under the assumption of infinitely small coupling of the two elements (such a model is used in the existing works that we cite in this paper).
- In addition, we compared these data with the mode patterns obtained for the composite core and satellite ring

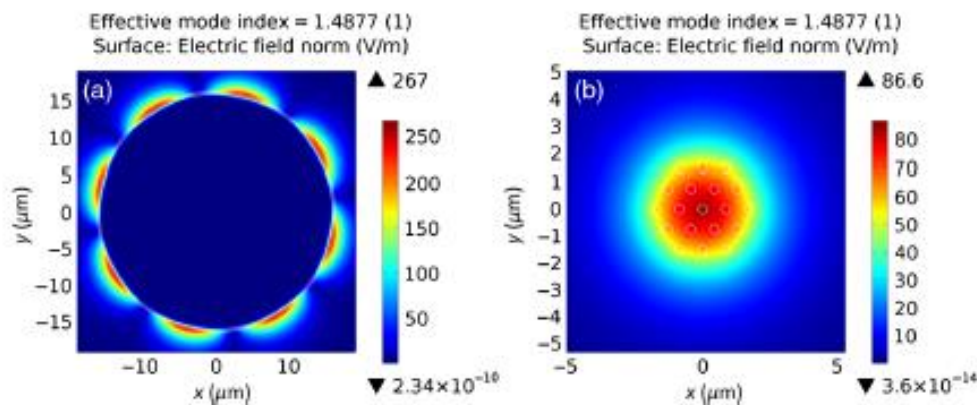


Fig. 17 Mode patterns of (a) the satellite waveguide mode HE-4 and (b) the composite core mode HE₁₁ under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 875 \text{ nm}$ (separate structure models).

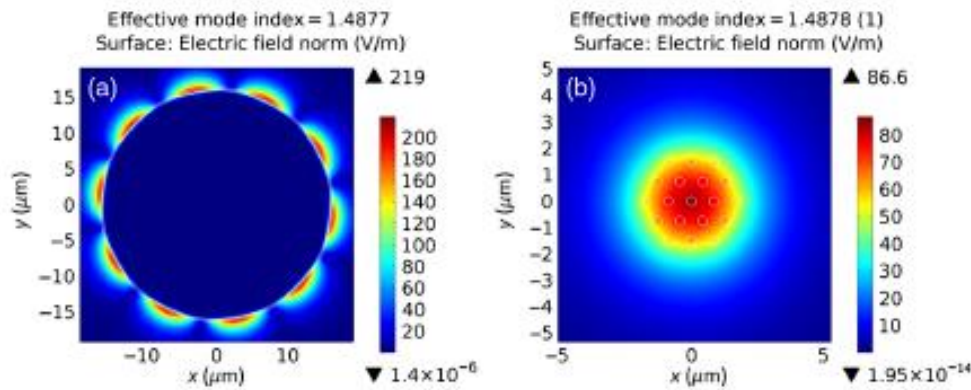


Fig. 19 Mode patterns of (a) the satellite waveguide mode HE₅ and (b) the composite core mode HE₁₁ under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 865 \text{ nm}$ (separate structure model).

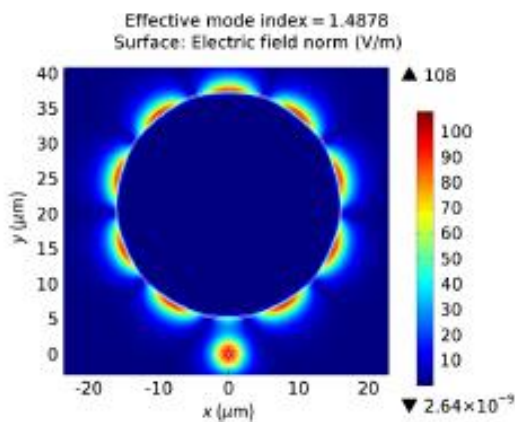


Fig. 20 Coupling of the composite core mode HE₁₁ to the satellite waveguide mode HE₅ under $r = 16 \mu\text{m}$ and $\lambda = 865 \text{ nm}$ (single structure model).

waveguide filled with analyte that we considered a single electromagnetic structure, that is, under arbitrary coupling of the two elements. Such an approach allowed us to clean up the list of electromagnetic modes obtained by model A by identifying and considering only the modes that show a relatively strong coupling of the composite core and satellite ring waveguide.

Table 3 Sensor sensitivity for the analyte channel radii of 2 and 16 μm, and the increase in sensitivity predicted by two different electromagnetic models.

Model	Sensitivity ($\mu\text{m}/\text{RIU}$)		Increase in sensitivity (%)
	$r = 2 \mu\text{m}$	$r = 16 \mu\text{m}$	
Separate structure	1.354	1.562	15
Single structure	1.250	1.770	41

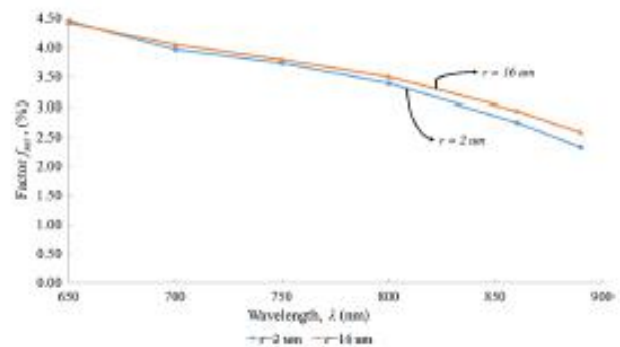


Fig. 22 Factor f_{sat} versus wavelength λ for $r = 2$ and $16 \mu\text{m}$.

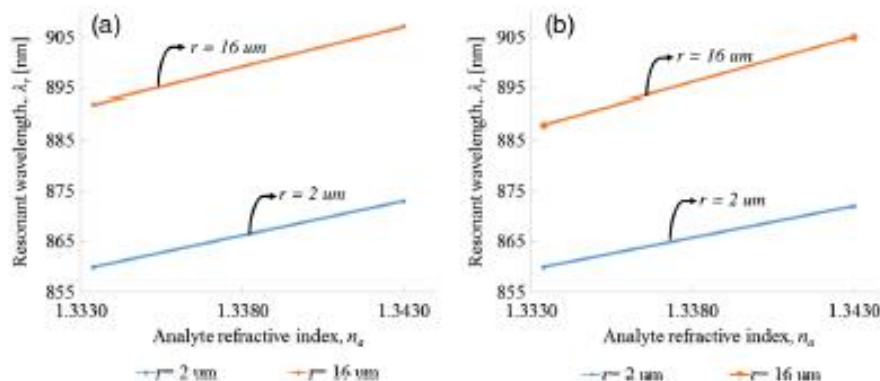


Fig. 21 Resonant wavelength versus analyte refractive index for different channel radius: (a) separate structure model and (b) single structure model.

The results obtained with the two models are not contradictory, although the single structure model is more realistic and yields different results in comparison to the separate structure model.

Our analyses show that the dispersion curves of the first two modes of the satellite waveguide: HE-1 and HE-2 are very close one to another and the resonance frequencies of these two modes and the composite core mode are very close, too. The two modes remain close and cannot be separated with an increase in the analyte channel radius r (satellite waveguide inner radius).

With an increase in the analyte channel radius r , the dispersion curves of the high-order modes of the satellite waveguide tend to merge and their resonance frequencies become less distinct with regard to the low-order modes: TE, HE-1 and HE-2.

Furthermore, the coupling between satellite modes and core mode strongly depends on the field distribution of the satellite modes and vanishes for higher-order satellite modes.

Additionally, the resonance frequencies of the composite core mode and the satellite waveguide modes shift to longer wavelengths with an increase in the analyte channel radius r .

Our results demonstrate that the analyte channel radius r can be increased without significantly affecting the character of mode interaction in the present sensor, in comparison to the existing design. In this work, we showed an 8-fold increase in the analyte channel radius r that is equivalent to a 64-fold increase in the analyte channel cross section. Such an increase yields a two-fold decrease in the sensor detection limit and a two-fold increase in its sensitivity. At the same time, it eliminates the need in a high-pressure pump for filling the channel with analyte and thus makes this sensor much more practical than was previously thought.

Acknowledgments

This work was supported by the General Directorate for Academic Staff Affairs of the National Autonomous University of Mexico (Universidad Nacional Autónoma de México) (Grants Nos. PAPIIT IT102515 and PAPIME PE10161), and the Joint Fund of the Institute of Engineering, and the Faculty of Engineering of the National Autonomous University of Mexico (Grant Sistemas de Detección Temprano de Riesgos en Edificios Históricos).

References

1. M. Large et al., *Microstructured Polymer Optical Fibres*, Springer-Verlag, New York (2007).
2. S. Pissadakis and S. Seller, Eds., *Optofluidics, Sensors and Actuators in Microstructured Optical Fibers*, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials: Number 79, Woodhead Publishing, Cambridge, United Kingdom (2015).
3. J. Villatoro and J. Zubia, "New perspectives in photonic crystal fiber sensors," *Opt. Laser Technol.* **78**, 67–75 (2016).
4. A. M. T. Monfared et al., "Surface-enhanced Raman scattering spectroscopy for the detection of glutamate and aminobutyric acid in serum by partial least squares analysis," *IEEE Photonics J.* **7**(3), 1–16 (2015).
5. A. Khetani et al., "Surface enhanced Raman scattering (SERS) using nanoparticles," in *Silver Nanoparticle Applications, Engineering Materials*, E. I. Alarcon et al., Eds., pp. 47–70, Springer International Publishing, Switzerland (2015).
6. B. T. Kuhlmei, S. Coen, and S. Mahmoodian, "Coated photonic bandgap fibres for low-index sensing applications: cutoff analysis," *Opt. Express* **17**(18), 16306–16321 (2009).
7. H. W. Lee et al., "Optofluidic refractive-index sensor in step-index fiber with parallel hollow micro-channel," *Opt. Express* **19**(9), 8200–8207 (2011).
8. D. K. C. Wu et al., "Performance of refractive index sensors based on directional couplers in photonic crystal fibers," *J. Lightwave Technol.* **31**(22), 3500–3510 (2013).
9. K. J. Lee et al., "Refractive index sensor based on a polymer fiber directional coupler for low index sensing," *Opt. Express* **22**(14), 17497–17507 (2014).
10. A. N. C. Martínez et al., "Fiber optic refractometric sensors using a semi-ellipsoidal sensing element," *Appl. Opt.* **55**(10), 2574–2579 (2016).
11. M. Kománek et al., "Multimode fiber tapers for reproducible refractometric liquid detection," *Opt. Eng.* **54**(4), 047102 (2015).
12. P. Zubiate et al., "High sensitive refractometers based on lossy mode resonances (LMRs) supported by ITO coated D-shaped optical fibers," *Opt. Express* **23**(6), 8045–8050 (2015).
13. I. Del Villar et al., "Refractometric sensors based on multimode interference in a thin-film coated single-mode-single-mode structure with reflection configuration," *Appl. Opt.* **53**(18), 3913–3919 (2014).
14. K. Gasiot, T. Martynkien, and W. Urbanczyk, "Effect of constructional parameters on the performance of a surface plasmon resonance sensor based on a multimode polymer optical fiber," *Appl. Opt.* **53**(35), 8167–8174 (2014).
15. P. Sanchez et al., "Optical fiber refractometers based on lossy mode resonances by means of SnO₂ sputtered coatings," *Sens. Actuators B* **202**, 154–159 (2014).
16. G. Saceda-Delgado et al., "Optical microfiber mode interferometer for temperature independent refractometric sensing," *Opt. Lett.* **37**(11), 1974–1976 (2012).
17. O. Frazão et al., "Optical refractometer based on a birefringent Bragg grating written in an H-shaped fiber," *Opt. Lett.* **34**(1), 76–78 (2009).
18. R. Jha et al., "Refractometry based on a photonic crystal fiber interferometer," *Opt. Lett.* **34**(5), 617–619 (2009).
19. J. Arrue et al., "Analysis of the use of tapered graded-index polymer optical fibers for refractive-index sensors," *Opt. Express* **16**, 16616–16631 (2008).
20. V. Zamora et al., "Refractometric sensor based on whispering-gallery modes of thin capillary," *Opt. Express* **15**(19), 12011–12016 (2007).
21. N. Diaz-Herrem et al., "In situ salinity measurements in seawater with a fiber-optic probe," *Meas. Sci. Technol.* **17**(8), 2227–2232 (2006).
22. R. Falate et al., "Refractometric sensor based on a phase-shifted long-period fiber grating," *Appl. Opt.* **45**(21), 5066–5072 (2006).
23. O. Esteban et al., "Surface plasmon resonance sensors based on uniform-waist tapered fibers in a reflective configuration," *Appl. Opt.* **45**(28), 7294–7298 (2006).
24. S. G. Leon-Saval, R. Lwin, and A. Argyros, "Multicore composite single-mode polymer fiber," *Opt. Express* **20**(1), 141–148 (2012).
25. K. R. Khan and T. X. Wu, "Finite element modeling of dual-core photonic crystal fiber," *ACES J.* **23**(3), 215–219 (2008).
26. K. R. Khan and T. X. Wu, "Short pulse propagation in wavelength selective index-guided photonic crystal fiber coupler," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**(3), 752–757 (2008).

María C. Lopez-Bautista received her BS and MS degrees in telecommunications engineering from the National Autonomous University of Mexico in 2008 and 2010, respectively. She is an assistant professor and a PhD student at the National Autonomous University of Mexico. Her current research interests include optical fiber sensors and optical devices. She has authored eight journal papers and conference presentations.

Alexander E. Martynyuk received his MSc and PhD degrees in electronics from the National Technical University of Ukraine, Kiev, Ukraine. From 1988 to 1995, he was with the Faculty of Radio Engineering, Kiev Polytechnic Institute. Since 1995, he has been a professor at the Faculty of Engineering, the National Autonomous University of Mexico in Mexico City, Mexico. His research interests include electromagnetic theory, microwave and millimeter-wave devices, antenna arrays, and millimeter-wave communications.

Sergei Khotiaintsev received his MSc and PhD degree in electronics from the Faculty of Radio Engineering, the National Technical University of Ukraine. Currently, he is a full professor at the Faculty of Engineering, the National Autonomous University of Mexico in Mexico City, Mexico. His current research interests include optical fiber sensors and optical devices. He is a member of the SPIE, OSA and IEEE Lasers and Electro-Optics Society.