

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Doctorado en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

Estudio de guías de onda ópticas de SiO_x

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Éder Germán Lizárraga Medina

Ensenada, Baja California, México
2016

Tesis defendida por
Éder Germán Lizárraga Medina

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Heriberto Márquez Becerra
Director de tesis

Dra. Gloria Verónica Vázquez García

Dra. Alicia María Oliver y Gutiérrez

Dr. Rafael Salas Montiel

Dr. Raúl Rangel Rojo

Dr. Horacio Soto Ortiz



Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta Éder Germán Lizárraga Medina como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Estudio de guías de onda ópticas de SiO_x

Resumen aprobado por:

Dr. Heriberto Márquez Becerra
Director de tesis

Actualmente, la transferencia de datos se ha visto mundialmente incrementada por el uso masivo de dispositivos de comunicación. La óptica ha jugado un papel importante en el traslado eficiente de la información y la fotónica de silicio propone utilizar materiales basados en silicio y/o que puedan ser desarrollados con la tecnología de la manufactura microelectrónica para aplicarlos en la óptica integrada. Este trabajo explora la aplicación del SiO_x ($1 < x < 2$) en guías de onda ópticas que operan en la región espectral visible-cercano infrarrojo. El índice de refracción del material depende fuertemente de su estequiometría dada por el factor x , la cual puede ser modificada durante el proceso de fabricación. En esta tesis las capas de SiO_x, el núcleo de la guía, fueron fabricadas por implantación de iones y evaporación térmica. Adicionalmente, a la capa SiO_x fabricada por implantación de iones se le aplicó un recocido, precipitando nanocristales de silicio en ella. El diseño de guía de onda, permitió encontrar las propiedades del núcleo para operar monomodalmente en la región espectral de interés. Además, se estudiaron diversas propiedades de la guía de onda, por ejemplo, el índice de refracción efectivo, el ancho modal efectivo, el confinamiento, entre otros; encontrando que el alto contraste del SiO_x con sustratos convencionales de óptica integrada, permite fabricar guías de onda de dimensiones submicrón. Por otro lado, se fabricaron guías de onda de canal con anchos de 10 μm , 15 μm y 20 μm evaporando térmicamente SiO_x a través de una mascarilla metálica. También se diseñaron guías de canal con curvas y anchos con dimensiones submicrón y se propuso al decapado iónico reactivo como potencial técnica de fabricación. Los resultados obtenidos en esta tesis establecen que el SiO_x ($1 < x < 2$) es un material viable para ser considerado como guía de onda y las propiedades de propagación de la guía con nanocristales de silicio prospectan su aplicación en dispositivos fotónicos activos.

Palabras clave: Guías de onda ópticas, SiO_x, submicrón, evaporación térmica, implantación de iones.

Abstract of the thesis presented by Éder Germán Lizárraga Medina as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Study of SiO_x optical waveguides

Abstract approved by:

Dr. Heriberto Márquez Becerra
Thesis Director

Nowadays, data transfer has increased due to the massive use of communication devices. Optics has played a keyrole in the efficient transference of information and silicon photonics proposes to use silicon-based materials, or materials that can be manufactured with the microelectronic industry, to be applied on integrated optics. This work explores the application of SiO_x ($1 < x < 2$) in optical waveguides that operate in the visible-near infrared spectrum. The refractive index of this material is highly dependent on its stoichiometry given by the x factor, which can be modified during the fabrication process. In this thesis the SiO_x films, the waveguide core, were fabricated by means of ion implantation and thermal evaporation. In addition, an annealing was applied to the implanted SiO_x film, precipitating silicon nanocrystals. The waveguide design allowed to find the core properties for single mode operation in the spectrum of interest. Additionally, several waveguide properties have been studied as: effective index, effective mode width, confinement, etc; finding that the high contrast between the SiO_x and the conventional integrated optics substrates, allows the fabrication of submicron optical waveguides. On the other hand, channel waveguides with 10 μm , 15 μm and 20 μm widths were fabricated by evaporating SiO_x through a metallic mask. Also, submicron curved channel waveguides were designed and reactive ion etching was proposed as a technique for their fabrication. The results obtained in this work indicate that SiO_x ($1 < x < 2$) is a candidate material to be considered as integrated optics waveguides and the propagation properties of the silicon nanocrystal waveguides prospect their application in active photonic devices.

Keywords: Optical waveguides, SiO_x, submicron, thermal evaporation, ion implantation.

Dedicatoria

*A mí esposa y
a mí madre*

Agradecimientos

A Dios por permitirme llegar hasta aquí.

A CICESE por aceptarme como estudiante y fomentar mi desarrollo académico y personal a través de diversas actividades. A mi asesor, el Dr. Heriberto Márquez, por sus enseñanzas y su amistad. A los miembros del comité de tesis, la Dra. Alicia Oliver, Dra. Verónica Vázquez, el Dr. Rafael Salas, Dr. Raúl Rangel y Dr. Horacio Soto por sus acertadas recomendaciones y apoyo durante este trabajo de tesis. Al Dr. Serguei Miridonov, quien me apoyó en mis planes y me compartió su conocimiento en óptica. Al personal técnico de CICESE que me instruyó y ayudó, Javier Dávalos, Jéssica Ángel, Rosalía Contreras, Miguel Farfán, Ramón Muraoka, Luis Ríos, Fabián Alonso, Gabriel Rendón, Marco García y Luis Gradilla. A mis profesores durante mi formación en el posgrado en óptica.

A CONACYT por su apoyo económico a través de la beca número 242943.

Al Dr. Nicola Nedev y Alejandro Lizárraga de la UABC campus Mexicali por su asistencia en las mediciones de elipsometría.

A los técnicos del Instituto de física de la UNAM en la Ciudad de México, Francisco, Karim y Mauricio y al Dr. Luis Rodríguez y Dr. Erick Flores, por su apoyo en la implantación de iones. Al técnico David Domínguez del CNyN-UNAM en Ensenada.

A mis amigos y compañeros que he conocido en mi estancia en Ensenada y Troyes. Al personal administrativo de CICESE, particularmente a las secretarias del departamento de óptica Cruz, Carmen y Marla. Muchas gracias.

Tabla de Contenido

Resumen en español	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatoria.....	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras.....	viii
Lista de tablas	xv
Capítulo 1. Introducción	1
Capítulo 2. Fundamentos teóricos.....	5
2.1 Guías de onda planas	5
2.1.1 Condición de reflexión interna total.....	6
2.1.2 Ecuación de onda	7
2.1.3 Relación de dispersión.....	10
2.1.4 Birrefringencia modal	17
2.1.5 Análisis de corte modal.....	17
2.1.6 Distribución de la amplitud del campo eléctrico	18
2.1.7 Ancho efectivo y confinamiento	19
2.2 Guías de onda de canal	24
Capítulo 3. Materiales y métodos de fabricación	29
3.1 Propiedades ópticas del SiO _x	29
3.2 Métodos de fabricación	32
3.2.1 Evaporación térmica	32
3.2.2 Implantación de iones	36
3.2.3 Precipitación de nanopartículas.....	43
3.3 Fabricación de guías de onda de canal	45
3.3.1 Evaporación con mascarilla metálica.....	45
3.3.2 Decapado iónico reactivo.....	50
Capítulo 4. Resultados y discusión	54

4.1 Propiedades ópticas del SiO _x	54
4.1.1 Transmitancia	54
4.1.2 Elipsometría	56
4.1.3 Estequiometría de la película SiO _x	61
4.2 Guías de onda planas	62
4.2.1 Análisis de la longitud de onda de corte	62
4.2.2 Índice efectivo	65
4.2.3 Birrefringencia modal	69
4.2.4 Distribución de la amplitud del campo eléctrico, confinamiento y ancho efectivo modal.....	70
4.2.5 Pérdidas de propagación	77
4.3 Guías de onda de canal	78
Diseño de guías de canal submicrón.....	84
Capítulo 5. Conclusiones y trabajo a futuro	96
Literatura citada.....	98

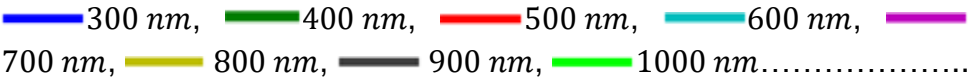
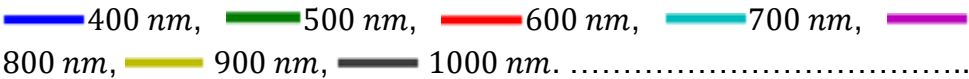
Lista de figuras

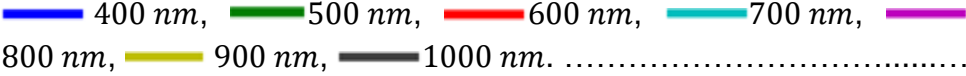

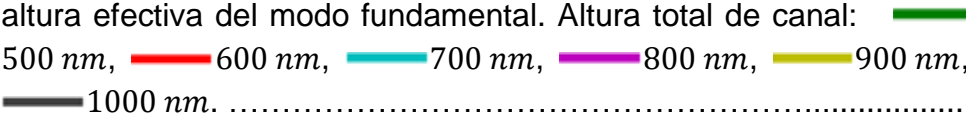


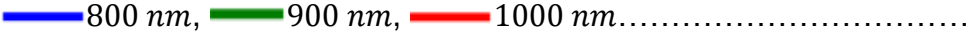

Figura		Página
1	Clasificación de las guías de onda según su estructura: a) Guía de onda plana, b) guía de onda de canal y c) fibra óptica.....	6
2	Propagación de un rayo en una guía de onda plana.....	7
3	Gráfica de la relación de dispersión TE, para diferentes modos y asimetrías en el índice de refracción.....	16
4	Distribución de la amplitud del campo eléctrico e intensidad para la frecuencia normalizada $V = 5$ y factor de asimetría $\gamma = 0.1$: a) modo fundamental y b) modo 1.....	19
5	Ancho efectivo en trazo de rayos de guía de onda plana.....	20
6	Espesor efectivo normalizado W para los modos 0, 1 y 2.....	21
7	Factores de confinamiento para el modo fundamental para diferentes asimetrías, confinamiento en la (el) a) película, b) sustrato, c) cubierta.....	23
8	Espectro de transmisión para diferentes estequiometrías de películas delgadas SiO_x y sílice, editada del trabajo de Durrani et al. (2003).....	30
9	a) Índice de refracción del SiO_x en función de la estequiometría por O'Leary (1987) (línea continua), Durrani et al (2003). (línea punteada) é índice de refracción del SiO (punto rojo, Hass y Salzberg, 1954) y del SiO_2 (punto negro, Malitson, 1965), b) dispersión de películas de SiO_x y de un sustrato de sílice, gráfica traducida del trabajo de Durrani y c) absorción del SiO_x en función de la longitud de onda, gráfica traducida del trabajo de Durrani.....	31
10	Perfil de: a) índice de refracción de una película evaporada, b) iones de plata al ser implantados con diferentes energías de aceleración, gráfica traducida del trabajo de Ramírez et al. (2015).....	32
11	Esquema de un sistema de evaporación térmica.....	33
12	a) Constante dieléctrica para diferentes presiones variando la rapidez de deposición. b) Constante dieléctrica en función del cociente presión/rapidez de deposición. Figura traducida del trabajo de	



	Anastasio (1967).....	34
13	Fotografías del sistema de evaporación BOC Edwards 500.....	35
14	Mecanismos dominantes en el frenado de iones en función de la energía del ion: La línea continua representa al frenado electrónico y la línea punteada representa al frenado nuclear.....	37
15	Implantación de iones de silicio a 3 MeV en un sustrato de sílice. a) Trayectoria de los iones en el sustrato, b) perfil de distribución de los iones de silicio implantados.....	38
16	Guía de onda plana de barrera óptica. Imagen tomada del trabajo de E. Flores (2008).....	39
17	Curva que relaciona el exceso de silicio en la zona implantada vs el índice de refracción (Moreno, 2005).....	40
18	Perfil escalonado en la distribución de iones de N en SiO ₂ por multi-implantación (Ramabadran et al., 1993).....	41
19	Distribución de perfiles de iones de silicio calculados en SRIM con los datos de la tabla 2 y su correspondiente índice de refracción. a) Distribución del exceso de silicio en la muestra 1. b) Índice de refracción de la muestra 1. c) Distribución del exceso de silicio en la muestra 2. d) Índice de refracción de muestra 2.....	42
20	a) Concentración de silicio simulado y medido por XPS, b) distribución del tamaño de nanocristales en función del exceso de silicio (Pellegrino, 2005).....	44
21	Fotoluminiscencia de la muestra 1.	45
22	Sistema de evaporación térmica con una mascarilla para la fabricación de canales.	46
23	Mascarilla metálica I (Flores, 2008), a) dimensiones generales de la mascarilla, b) información dimensional de los canales de la mascarilla.	47
24	Mascarilla metálica II del trabajo de De los Reyes (2016), a) vista superior de la mascarilla. b) información dimensional de los canales de la mascarilla.	48

25	Portamascarillas, a) dibujo que muestra el orden de la estructura, b) base con mascarilla y tapa del portamascarillas (De los Reyes, 2016) y c) estructura ensamblada y asegurada.....	48
26	a) Guía de onda plana, basada en F13. b) Guía de onda de canal formada con la mascarilla I.....	49
27	Imágenes de guías de onda de canal de: a) $10 \mu m$, b) $15 \mu m$ y c) $20 \mu m$	49
28	Guías de onda, a) tipo costilla, b) tipo canal saliente.	50
29	Proceso de fabricación de guías de canal con decapado iónico reactivo, a) depósito de núcleo, b) colocación de mascarilla, c) ataque iónico reactivo y d) remoción de mascarilla.....	51
30	Espectro de a) transmitancia y b) densidad óptica de las películas F1-F10 y el sustrato de vidrio sodico-cálcico.	55
31	Espectro de Transmitancia de las muestras obtenidas por implantación de iones: muestra 1, muestra 2 y sustrato de sílice.....	55
32	Luz reflejada en un material cambia su estado de polarización dependiendo de sus propiedades ópticas.	56
33	Curvas típicas de los coeficientes elipsométricos de amplitud y fase con un ajuste con modelo de Lorentz (Roberto, et al., 2016).....	58
34	Elipsómetro m-2000 J. A. Woollam Co., Inc.....	58
35	a) Parámetros elipsométricos Ψ y Δ de la muestra F8 ajustados usando el modelo Cody-Lorentz, b) índice de refracción (líneas continuas) y coeficiente de extinción (líneas punteadas) de las películas F1, F6, F8, F10, y F11.....	59
36	Relación entre el índice de refracción del material SiO_x y su estequiometría obtenida por el modelo de Drude.....	61
37	Curvas de corte modal en función del índice de refracción del núcleo y el factor f/λ	63
38	Curvas de corte modal en función del índice de refracción del núcleo y el espesor de la película. Operando en a) el visible ($\lambda = 632.8 nm$) y b) NIR ($\lambda = 1550 nm$).	64

39	Índice de refracción efectivo n_e para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 en función de f/λ : a) modo 0 y b) modo 1.....	66
40	Arreglo óptico para determinar el índice efectivo mediante la técnica de acoplamiento por prisma.....	67
41	Curvas típicas obtenidas experimentalmente al variar el ángulo de incidencia al sistema prisma-película, a) Modo 0 y 1 TE y b) Modo 0 TM.....	67
42	Curvas obtenidas en el experimento de acoplamiento por prisma para determinar los índices efectivos de F3 cuando opera a $\lambda = 594 \text{ nm}$, $\lambda = 604 \text{ nm}$, $\lambda = 612 \text{ nm}$, y $\lambda = 633 \text{ nm}$	69
43	Birrefringencia ($\Delta n_e^{TE, TM}$) del modo fundamental a) para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 en función de f/λ y b) para F1, F6, F8, F10 y F11 cuando $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, además, puntos experimentales de la tabla 3 fueron agregados.	70
44	Distribución de intensidad y amplitud del campo eléctrico del modo fundamental en guías de onda SiO_x con núcleo de $f = 500 \text{ nm}$, a) distribución de intensidad para una película SiO_x de índice $1.45 < n_f < 2$, operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, b) perfil de distribución de intensidad para $1.48 < n_f < 2$ y $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, c) distribución de intensidad y de la amplitud del campo eléctrico operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, d) distribución de intensidad y de la amplitud campo eléctrico operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$	71
45	Factor de confinamiento del modo fundamental para $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, a) en función del índice de refracción del SiO_x y del factor f/λ , b) calculado (líneas continuas, eje izquierdo), índice efectivo (líneas punteadas, eje derecho), y puntos experimentales del índice efectivo para F1, F6, F8, F10, y F11.	73
46	a) Razón del espesor efectivo y la longitud de onda para el modo fundamental en función del factor f/λ , b) factor de confinamiento y espesor efectivo para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 para el modo fundamental cuando opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, las líneas sólidas y punteadas corresponden al factor de confinamiento y al espesor efectivo, respectivamente.	74
47	a) Arreglo óptico para capturar la distribución de intensidad en la salida de una guía de onda, b) fotografía del arreglo óptico utilizado	

	para capturar intensidad en la salida de un guía de onda, c) arreglo óptico para medir potencia en la salida de una guía de onda.	75
48	a) Distribución de intensidad del modo fundamental en la película F11 con $\lambda=632.8$ nm, b) distribución de intensidad en la película F12 con $\lambda=1550$ nm, c) distribución de intensidad medida (círculos negros) y calculada (línea continua roja) del modo fundamental con $\lambda=632.8$ nm en la película F11.....	76
49	Distribución de la amplitud del campo eléctrico en una guía de canal cuyo ancho es de 10 μm . a) cuasi-modo TE_{00} . b) cuasi-modo TE_{20} . c) cuasi-modo TE_{40} . d) cuasi-modo TE_{60}	79
50	Imágenes del acoplamiento fibra-guía de onda: a) Ilustración acoplamiento fibra-guía y b) ilustración de la propagación en la guía de onda de canal.	80
51	Distribución de intensidad de los modos obtenidos de la guía con ancho de canal de 10 μm	80
52	Distribución de intensidad de modos obtenidos de la guía de 15 μm : teóricos a) cuasi-modo TE_{00} , b) cuasi-modo TE_{40} , c) cuasi-modo TE_{80} , d) cuasi-modo TE_{100} y e)-h) experimentales.	81
53	Distribución de intensidad de modos obtenidos de la guía de 20 μm : teóricos a) cuasi-modo TE_{10} , b) cuasi-modo TE_{40} , c) cuasi-modo TE_{60} , d) cuasi-modo TE_{100} y e)-h) experimentales.	82
54	Microfotografía superficial de las guías de canal.	83
55	Ilustración de la estructura guía de onda de canal tipo costilla.....	84
56	Guía de onda con núcleo $n_f = 1.9$ y operando a $\lambda = 1550$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: 	85
57	Guía de onda con núcleo $n_f = 1.85$ y operando a $\lambda = 1550$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: 	86

- 58 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.8$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  400 nm, 500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm. 86
- 59 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.75$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm. 87
- 60 Guía de onda $n_f = 1.7$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm. 87
- 61 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.65$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm. 87
- 62 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.6$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm..... 88
- 63 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.55$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  800 nm, 900 nm, 1000 nm..... 88
- 64 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.57$ y operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal:  500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm..... 89
- 65 Guía de onda con núcleo $n_f = 1.55$ y operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental

	y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: 	90
66	Guía de onda con núcleo $n_f = 1.5$ y operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: 	90
67	Guía de onda propuesta, a) sección transversal de guía basada en F12, b) índice de refracción efectivo del modo fundamental cuasi-TE, c) ancho efectivo y d) altura efectiva.	91
68	Perfil del modo fundamental cuando se opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y el ancho físico del canal es: a) 500 nm , b) 900 nm y c) 1800 nm	92
69	Esquema de un divisor de luz 1x2 basado en dos curvas <i>s-bend</i>	92
70	a) Vista superior de la propagación de la luz en una curva, b) transmisión de la luz en función del radio de curvatura y el ancho de canal.....	93
71	Desfase entre componentes de una <i>s-bend</i> , a) ilustración de desfase y comportamiento de la luz, b) transmisión calculada entre componentes de una <i>s-bend</i>	94
72	72. a) Estructura del <i>taper</i> propuesto, b) transición calculada de la luz en el <i>taper</i> . c) traspaso de luz entre el modo de entrada (fibra óptica) y el modo de salida (guía de canal)	95

Lista de tablas

Tabla		Página
1	Condiciones de fabricación para las películas SiO _x	36
2	Parámetros en la fabricación de guías de onda por implantación de iones.	43
3	Índices de refracción medido y calculado para películas SiO _x operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Las películas F1-F10 SiO _x fueron depositadas en sustratos de vidrio BK7 ($n_s = 1.51$), mientras que F11-F13 en sustratos de sílice fundido ($n_s = 1.457$).	60
4	Guías de onda planas propuestas para estudiar el rango potencial del SiO _x	65

Capítulo 1. Introducción

La creciente demanda en la transferencia de datos requiere un avance constante en la tecnología de redes de comunicación. Diversas compañías como Telmex, Google o Facebook, ofrecen guardar y/o trasladar los datos eficientemente. Las comunicaciones ópticas resultan una alternativa atractiva para estas compañías de comunicación debido a las ventajas que puede ofrecer el espectro óptico (gran ancho de banda, pocas pérdidas de transmisión, inmunidad a interferencia electromagnética, etc.). La fibra óptica es una guía de onda que ha revolucionado el traslado de información a distancias grandes (miles de kilómetros) y actualmente se tiene una red de fibras que permite la comunicación instantánea de nuestra sociedad. Adicionalmente, la fibra óptica ha encontrado aplicaciones en la medicina e industria manufacturera, donde explotan las ventajas ópticas ya mencionadas. Por otro lado, la óptica integrada intenta replicar el éxito de las fibras ópticas pero en distancias menores, por ejemplo en un microcircuito óptico. La óptica integrada ha desarrollado diversos componentes para realizar operaciones ópticas, tales como: divisores de señal, moduladores, rotadores de polarización, amplificadores, etc. Particularmente, un componente fundamental en la óptica integrada es la guía de onda. X. C. Tong (2014) declara que el futuro éxito de las redes ópticas, de las comunicaciones y de la computación recaerá sobre los dispositivos basados en guías de onda ópticas.

La introducción de la óptica integrada al mercado se ha visto potencializada gracias a la fotónica de silicio. La fotónica de silicio es un área activa de investigación que desarrolla componentes ópticos basados en silicio mediante procesos de fabricación usados por la industria microelectrónica (Lim et al., 2014; Soref 2006, 2010). Una revisión del progreso en el campo ha sido publicado en varios trabajos (Thomson et al., 2016; Wang et al., 2015; Subbaraman et al.; 2015; Kopp et al., 2011), donde se describe el estado del arte en dispositivos de óptica integrada basados en silicio.

Las guías de onda de silicio poseen un alto contraste de índice de refracción con respecto a los sustratos convencionales de la óptica integrada, esto permite fabricar guías con dimensiones menores a 1 micrómetro y nanoguías que contribuyen a la

miniaturización de los dispositivos (Klimov et al., 2015; Li et al., 2012; Jalili et al., 1996). Las guías de onda de silicio operan principalmente en el infrarrojo cercano (NIR, por sus siglas en inglés), que es la región espectral de operación de la mayoría de la infraestructura de las telecomunicaciones ópticas. La alta absorción que presenta el silicio en el espectro visible, impide el desarrollo de guías de onda en esta región espectral, limitando así las aplicaciones de la fotónica de silicio. Para superar este impedimento, se han explorado materiales basados en silicio como SiO_xN_y (Schmitz et al., 2015; Wörhoff et al., 1999), Si_xN_y (Sacher et al., 2015; Huang et al., 2015; Daldosso et al., 2004), o SiO_x (Hiraki et al., 2013; Menchon-Enrich et al., 2012; Wakayama et al., 2011) para operar en el rango visible-NIR, que pueden ser usados en el desarrollo de dispositivos con aplicaciones en la medicina y sensores (Yamada, 2013; Segev et al., 2015; Nabok et al., 2003; Suzuki et al., 2006;). Particularmente el SiO_x es un material que ha sido estudiado exhaustivamente en electrónica o como capas protectoras basadas en películas delgadas (Zarchi et al., 2015; Tomozeiu, 2011; Nesheva et al., 2007; Yamada et al., 1991), pero existe poca información de su aplicación en guías de onda ópticas (Nishi et al., 2013), por lo que en este trabajo de tesis se pretende explorar su viabilidad en óptica integrada. Además, tiene el potencial de precipitar nanopartículas de silicio que pueden permitir el desarrollo de dispositivos activos basados en su respuesta no lineal (Su et al., 2016; Lin et al., 2009; Janda et al., 2006).

Existe una variedad de métodos para sintetizar el SiO_x , por ejemplo: deposición de vapores físicos (PVD) (Durrani et al., 2003; O'Leary y Thomas III, 1987), implantación de iones (Lebour et al., 2009; Gazecki et al., 1999), deposición de vapores químicos (CVD) (Wu et al., 2014; Luna et al., 2011), entre otros (Nikitin et al., 2012). Trabajos previos en la síntesis del SiO_x ($1 < x < 2$) han encontrado una estrecha relación entre la estequiometría del material y propiedades ópticas de interés como el índice de refracción o la absorción (Salazar et al., 2016; Barranco et al., 2001). El índice de refracción de la película puede variar en el rango, $1.457 < n_f < 2$, dependiendo principalmente de la cantidad de silicio en la película. Esta característica permite tener diseños de guía de onda flexibles partiendo de un material base p. ej. SiO y con potencial de operar desde el visible hasta el infrarrojo cercano. Adicionalmente, el alto contraste del índice de refracción entre los sustratos típicos de la guías de onda de óptica integrada, como SiO_2 ($n = 1.457$), puede permitir obtener guías de onda con espesor de núcleo, f , submicrón

$100 \text{ nm} < f < 1000 \text{ nm}$, las cuales son importantes para circuitos ópticos densos, para reducir la potencia umbral en dispositivos activos y no lineales (Mathlouthi et al., 2008; Lin et al., 2007; Vlasov et al., 2004) y como plataforma en dispositivos híbridos fotónico-plasmónicos (Luo et al., 2015).

En el presente trabajo se utiliza principalmente la evaporación térmica de monóxido de silicio (SiO) para depositar películas de SiO_x ($1 < x < 2$), donde la estequiometría y consecuentemente el índice de refracción dependerán de las condiciones de deposición. Las guías de onda planas formadas por esta deposición, son estudiadas y posteriormente modificadas para generar guías de onda de canal, estudiando los efectos de la geometría transversal de la guía y las pérdidas introducidas por curvaturas. Además, se estudian guías de onda cuyo núcleo contiene nanocristales de silicio embebidos en sílice (SiO_2), los cuales fueron obtenidos a partir del recocido de una película de SiO_x , generada al implantar silicio en un sustrato de SiO_2 . El rango óptico de operación y la potencial gama de componentes que pueden ser fabricados a partir del SiO_x , lo hacen un material atractivo para la óptica integrada y digno de estudio.

El objetivo principal de este trabajo es la fabricación y el estudio de guías de onda de SiO_x en el visible e infrarrojo cercano. Los objetivos particulares de esta tesis son:

- Modulación del índice de refracción a partir de cambios en la estequiometría del material SiO_x ($1 < x < 2$).
- Estudio de guías de onda planas de SiO_x .
- Estudio de guías de onda de canal de SiO_x .
- Reducir las dimensiones de las guías a escalas submicrón.
- Explorar las características de guiado en guías de onda con nanopartículas de silicio.

La consecución de los objetivos permitirá descubrir la potencial aplicación de las guías de onda de SiO_x en circuitos compactos de óptica integrada con aplicaciones en telecomunicaciones, medicina, sensores, etc.

En el capítulo 2 se presentan los fundamentos teóricos para el estudio del comportamiento óptico de las guías de onda. Se inicia con la teoría de guías de onda planas con la cual es posible determinar el índice efectivo, confinamiento, ancho efectivo de modo, longitud de onda de corte y espesor de corte de la película SiO_x . Se finaliza con la teoría de las guías de onda de canal, haciendo énfasis en el método de propagación del haz (BPM, por sus siglas en inglés) que fue utilizado para el análisis de estas estructuras.

En el capítulo 3 se presentan las propiedades del SiO_x ($1 < x < 2$) reportadas en la literatura. Además, se describen los métodos de fabricación para la síntesis del material, su deposición en sustratos para la fabricación de guías de onda planas y de canal.

En el capítulo 4 se presenta la caracterización del material SiO_x fabricado por evaporación térmica e implantación de iones. Además, se discuten los resultados teóricos y experimentales referentes a las guías de onda planas y de canal.

En el capítulo 5 se presentan las conclusiones y el trabajo a futuro a partir de los métodos y resultados obtenidos en este trabajo de tesis.

Capítulo 2. Fundamentos teóricos

Actualmente las guías de onda son el componente fundamental de las comunicaciones ópticas, a través de ellas se transportan y/o manipulan las señales de interés. En este capítulo se presenta la teoría de guías de onda para óptica integrada. Estas guías tienen la característica de trasladar señales ópticas en distancias menores a 1 *cm* y continuamente se busca disminuir el tamaño transversal de su núcleo para aumentar la densidad de componentes en un dispositivo. Dependiendo de la aplicación, las guías de onda de óptica integrada pueden operar en el ultravioleta cercano (UV), visible o infrarrojo cercano (NIR) (Nabok et al., 2003; Segev et al., 2015; Yamada 2013). Las ecuaciones presentadas son utilizadas durante la tesis para describir el comportamiento óptico de estructuras de guías de onda SiO_x cuando operan en el rango espectral de interés (UV-visible-NIR) y con las geometrías transversales propuestas.

2.1 Guías de onda planas

Las guías de onda ópticas son dispositivos que confinan la luz en 1 o 2 dimensiones. En base a esta propiedad, podemos clasificar a las guías de onda en: guías de onda planas (1D) y guías de onda de canal (2D), ver figura 1. Típicamente las estructuras de guías de onda están compuestas de un núcleo con material de índice n_f , que está rodeado de materiales con menor índice de refracción. En esta sección se presentará la teoría de las guías de onda planas, figura 1a), donde n_f , n_s y n_c son el índice de refracción del núcleo, sustrato y cubierta, respectivamente y se considera que estos son dieléctricos, homogéneos, isotrópicos y el núcleo tiene un perfil de índice de refracción cuadrado. Estas consideraciones describen las características de los materiales de estudio: el SiO_x ($1 < x < 2$) y los nanocristales embebidos en SiO₂ (nc/SiO₂), que para efectos de guías de onda pueden considerarse como un núcleo SiO_x.

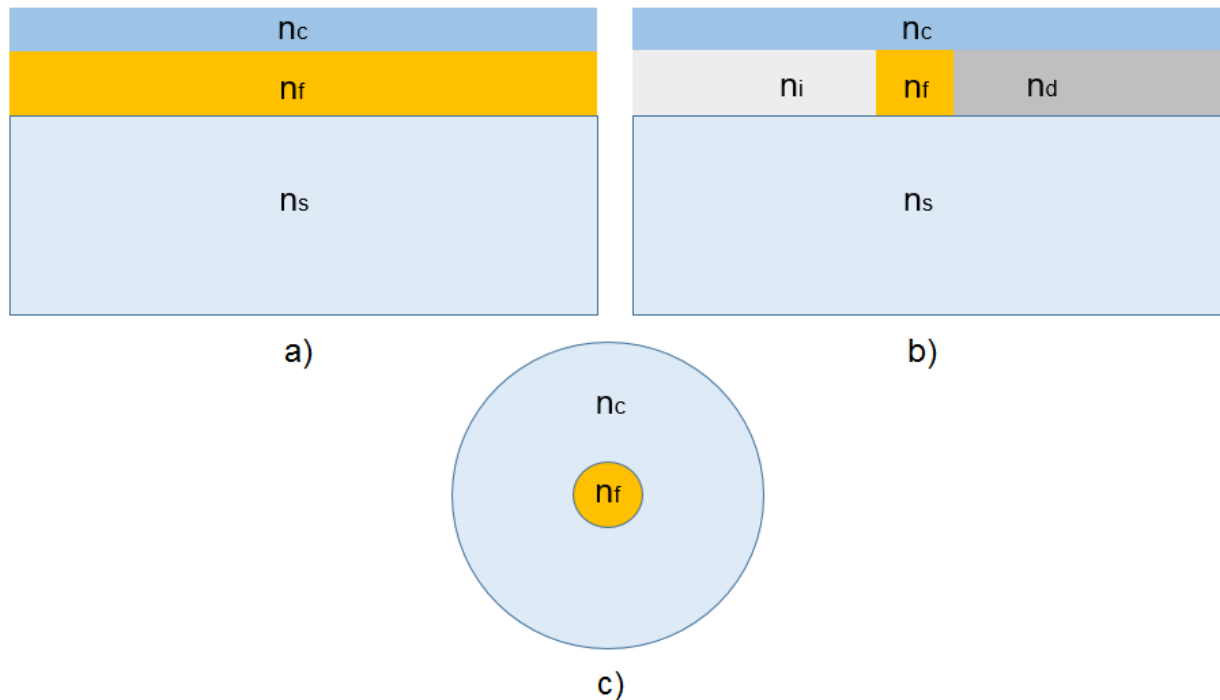


Figura 1. Clasificación de las guías de onda según su estructura: a) Guía de onda plana, b) guía de onda de canal y c) fibra óptica.

La estructura de una guía de onda plana está compuesta por 3 capas, la capa del núcleo n_f , la capa del sustrato n_s y la cubierta n_c . Para que pueda existir una guía de onda el núcleo deberá tener el índice de refracción mayor y el índice del sustrato deberá ser mayor o igual al de la cubierta $n_f > n_s \geq n_c$; dependiendo de esta última condición la guía será asimétrica o simétrica respectivamente.

2.1.1 Condición de reflexión interna total

Desde la perspectiva de la óptica geométrica, la luz se propaga principalmente en el núcleo (n_f) con dirección z reflejándose en las interfaces de cubierta (n_c) y sustrato (n_s), ver figura 2. Un requisito para el confinamiento de la luz en la guía de onda, es que el ángulo de incidencia a la guía (θ') satisfaga la condición de reflexión:

$$\theta' \leq \sin^{-1} \sqrt{n_f^2 - n_s^2}. \quad (1)$$

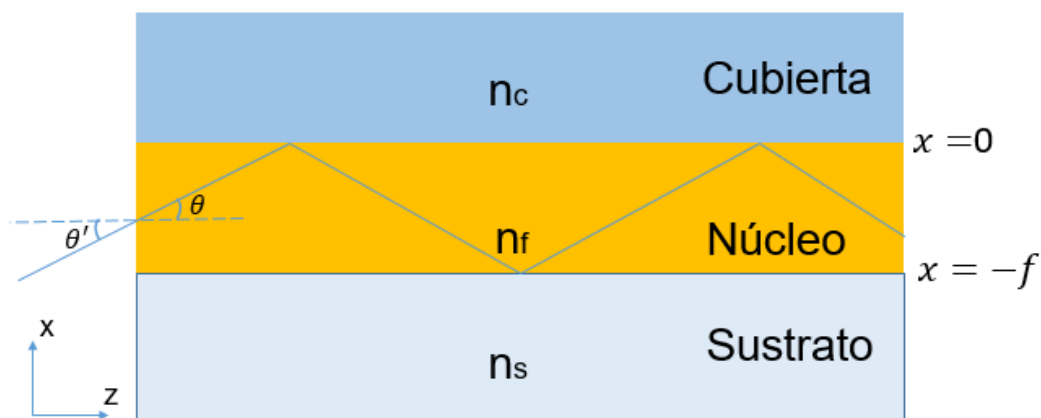


Figura 2. Propagación de un rayo en una guía de onda plana.

Las guías de onda con aplicaciones en la óptica integrada tienen dimensiones similares a la longitud de onda de operación, por lo que un tratamiento de teoría de rayos resulta insuficiente para describir completamente la propagación de la luz. Por lo tanto, a continuación se presenta la teoría electromagnética que permitirá el estudio de la distribución de la luz en la guía, el confinamiento, la birrefringencia modal, el corte modal, etc. en una guía de onda plana.

2.1.2 Ecuación de onda

Las ecuaciones de Maxwell describen el comportamiento de las ondas electromagnéticas en un medio en el vacío. En el presente trabajo el medio es un dieléctrico (libre de cargas, $\rho = 0$), isotrópico, no magnético (la permeabilidad magnética $\mu = 1$), homogéneo (el perfil del índice de refracción del núcleo SiO_x es escalonado) y se estudiará en un régimen de operación lineal. Considerando las características de nuestro material, tenemos las ecuaciones de Maxwell expresadas de la siguiente forma:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2a)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (2b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2c)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2d)$$

donde ε_0 es el valor de la permitividad en el vacío, n_f es el índice de refracción del medio, \vec{E} es el vector del campo eléctrico, \vec{H} es el vector del campo magnético y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío. Aplicando el operador vectorial rotacional a las ecuaciones 2(c) y 2(d) se tiene:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu_0 \nabla \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (3a)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \varepsilon_0 n_f^2 \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3b)$$

y tomando en cuenta la identidad vectorial $\nabla \times \nabla \equiv \nabla(\nabla \cdot) - \nabla^2$ e intercambiando el orden del operador rotacional por la derivada temporal se tiene que:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H}, \quad (4a)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{E}. \quad (4b)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2(a) y 2(d) en la ecuación 4(a); y las ecuaciones 2(b) y 2(c) en 4(b) llegamos a las ecuaciones de onda para medios homogéneos:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (5a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (5b)$$

Las soluciones a estas ecuaciones son ondas electromagnéticas que se propagan en un medio con índice de refracción n_f . Proponiendo como solución un campo electromagnético que oscila a una sola frecuencia angular ω :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cos(\omega t + \varphi(\vec{r})), \quad (6a)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}) \cos(\omega t + \varphi(\vec{r})). \quad (6b)$$

Estos campos monocromáticos pueden ser expresados en notación compleja como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}), \quad (7a)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}), \quad (7b)$$

donde $\vec{E}(\vec{r})$ y $\vec{H}(\vec{r})$ son las amplitudes complejas de los campos, y su uso simplifica el desarrollo matemático pues las derivadas parciales con respecto al tiempo pueden

obtenerse directamente multiplicando por un factor $i\omega$. Por lo tanto, sustituyendo la amplitud compleja del campo eléctrico y magnético en las ecuaciones de onda (ecuaciones (5)):

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \frac{n_f^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (8a)$$

$$\nabla^2 \vec{H}(\vec{r}) + \frac{n_f^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (8b)$$

donde $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ es la velocidad de la luz en el vacío. Considerando el número de onda en el medio, $k = k_0 n_f = \omega n_f / c = 2\pi n_f / \lambda$ donde k_0 es el número de onda en el vacío y λ es la longitud de onda en el vacío, obtenemos la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (9a)$$

$$\nabla^2 \vec{H}(\vec{r}) + k^2 \vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (9b)$$

2.1.3 Relación de dispersión

Considerando las ecuaciones de Maxwell para nuestro material (ecuaciones (2)), sustituyendo la amplitud compleja de las ondas monocromáticas y haciendo la expansión del operador vectorial rotacional obtenemos un conjunto de 6 ecuaciones:

$$\frac{\partial E_z(\vec{r})}{\partial y} - \frac{\partial E_y(\vec{r})}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x(\vec{r}) \quad (10a)$$

$$\frac{\partial E_x(\vec{r})}{\partial z} - \frac{\partial E_z(\vec{r})}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y(\vec{r}), \quad (10b)$$

$$\frac{\partial E_y(\vec{r})}{\partial x} - \frac{\partial E_x(\vec{r})}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z(\vec{r}), \quad (10c)$$

$$\frac{\partial H_z(\vec{r})}{\partial y} - \frac{\partial H_y(\vec{r})}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0 n_f^2 E_x(\vec{r}), \quad (10d)$$

$$\frac{\partial H_x(\vec{r})}{\partial z} - \frac{\partial H_z(\vec{r})}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 n_f^2 E_y(\vec{r}), \quad (10e)$$

$$\frac{\partial H_y(\vec{r})}{\partial x} - \frac{\partial H_x(\vec{r})}{\partial y} = -i\omega\varepsilon_0 n_f^2 E_z(\vec{r}). \quad (10f)$$

La estructura de la guía de onda plana no cambia en el eje y y por lo que $\partial/\partial y = 0$. Además, al ser una estructura uniforme en el eje de propagación z podemos remplazar $\partial/\partial z$ por $i\beta$, donde β es la componente en dirección z del número de onda k y es conocida como la constante de propagación. Con estas consideraciones podemos reducir las ecuaciones (10) a:

$$\beta E_y(x) = \omega\mu_0 H_x(x), \quad (11a)$$

$$i\beta E_x(x) - \frac{dE_z(x)}{dx} = -i\omega\mu_0 H_y(x), \quad (11b)$$

$$\frac{dE_y(x)}{dx} = -i\omega\mu_0 H_z(x), \quad (11c)$$

$$\beta H_y(x) = \omega \varepsilon_0 n_f^2 E_x(x), \quad (11d)$$

$$i\beta H_x(x) - \frac{dH_z(x)}{dx} = -i\omega \varepsilon_0 n_f^2 E_y(x), \quad (11e)$$

$$\frac{dH_y(x)}{dx} = -i\omega \varepsilon_0 n_f^2 E_z(x). \quad (11f)$$

Si consideramos que la oscilación del campo eléctrico solo se produce en el eje transversal $E_y \neq 0$ y no en el longitudinal $E_z = 0$, en la ecuación 11(f) se llega a $\partial H_y / \partial x = 0$. Esto significa que H_y es constante, y en particular podemos asumir que $H_y = 0$. Por lo tanto de la ecuación 11(d) se puede decir que $E_x = H_y = E_z = 0$. Por otro lado, sustituyendo H_x y H_z (despejadas de la ecuación 11(a) y 11(c)) en la ecuación 11(e) se obtiene la ecuación de onda para el campo eléctrico E_y o transversal eléctrico (TE) (Kawano y Kitoh, 2001):

$$\frac{dE_y(x)}{dx} + k^2(n_f^2 - n_e^2)E_y(x) = 0, \quad (12)$$

donde $n_e = \beta/k_0 = n_f \text{sen}(\theta)$ es el índice efectivo que ve la distribución del campo eléctrico que se propaga en la guía, también llamado modo. La distribución de E_y esperada en el núcleo ($-f \leq x \leq 0$) es una función oscilatoria:

$$E_y(x) = E_f \cos(\kappa_f x + \phi), \quad (13)$$

donde E_f y ϕ son constantes a determinar y $\kappa_f = k^2 \sqrt{n_f^2 - n_e^2}$ es el número de onda transversal del núcleo, que debe cumplir $n_f^2 - n_e^2 > 0$.

Por otro lado en el sustrato ($x \leq -f$) se espera que el campo eléctrico E_y decaiga exponencialmente:

$$E_y(x) = E_s e^{\sigma_s(x+f)}, \quad (14)$$

donde E_s es una constante a determinar y $\sigma_s = k^2 \sqrt{n_e^2 - n_s^2}$ es el número de onda transversal del sustrato, que debe cumplir $n_e^2 - n_s^2 > 0$.

De la misma forma, se espera que el campo eléctrico E_y en la cubierta ($x > 0$) decaiga exponencialmente:

$$E_y(x) = E_c e^{-\sigma_c x}, \quad (15)$$

donde E_c es una constante a determinar y $\sigma_c = k^2 \sqrt{n_e^2 - n_c^2}$ es el número de onda transversal de la cubierta sustrato, que debe cumplir $n_e^2 - n_c^2 > 0$.

Las condiciones de frontera, que son la continuidad de las componentes tangenciales y normales del campo eléctrico y magnético en las interfaces, se cumplen cuando E_y , H_x y H_z son continuos en las interfaces cubierta-núcleo ($x = 0$) y núcleo-sustrato ($x = -f$), ver figura 2. En la ecuación 11(a) se puede ver que H_x es continuo si E_y es continuo; de la ecuación 11(c) se puede deducir que H_z es continuo si $dE_y(x)/dx$ es continuo. Por lo tanto, para la frontera cubierta-núcleo se igualan las ecuaciones (13) y (15) y sus derivadas, y obtenemos respectivamente:

$$E_f \cos(\phi) = E_c, \quad (16a)$$

$$\kappa_f E_f \sin(\phi) = \sigma_c E_c. \quad (16b)$$

A partir de estas 2 ecuaciones es posible llegar a:

$$\tan(\phi) = \frac{\sigma_c}{\kappa_f}, \quad (17)$$

de igual manera, en la cubierta núcleo-sustrato igualamos las ecuaciones (13) y (14) y sus derivadas, obteniendo:

$$E_f \cos(-\kappa_f f + \phi) = E_s, \quad (18a)$$

$$-\kappa_f E_f \sin(-\kappa_f f + \phi) = \sigma_s E_s. \quad (18b)$$

Nuevamente, a partir de estas 2 ecuaciones es posible llegar a:

$$\tan(-\kappa_f f + \phi) = -\frac{\sigma_s}{\kappa_f}, \quad (19)$$

combinando las ecuaciones (17) y (19) se obtiene la relación de dispersión para los modos TE:

$$\kappa_f f = \tan^{-1}\left(\frac{\sigma_c}{\kappa_f}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{\sigma_s}{\kappa_f}\right) + m\pi, \quad (20)$$

donde m es un número entero. Esta ecuación también es conocida como condición de resonancia transversal o de autoconsistencia. Esta se satisface cuando la onda recorre el camino óptico de $2m\pi$ al haber rebotado 2 veces en la cubierta y sustrato. Los números enteros m que satisfacen a esta ecuación son modos que tendrán su propio índice efectivo, distribución de campo eléctrico, ancho efectivo, confinamiento, etc.

Considerando que el campo eléctrico se encuentra sobre el eje longitudinal y realizando un procedimiento similar al realizado a partir de las ecuaciones (10), es posible obtener la relación de dispersión para los modos transversales magnéticos TM:

$$\kappa_f f = \tan^{-1} \left(\frac{n_f^2 \sigma_c}{n_c^2 \kappa_f} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{n_f^2 \sigma_s}{n_s^2 \kappa_f} \right) + m' \pi. \quad (21)$$

No existe solución analítica para las ecuaciones de dispersión TE y TM, solo existen soluciones numéricas que permiten estimar el índice efectivo n_e y la solución no siempre es trivial. Kogelnik y Ramaswamy (1974) introdujeron un conjunto de parámetros generalizados que permiten agilizar el proceso de diseño de las guías de onda:

$$\gamma = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}, \quad (22a)$$

$$V = k_0 f \sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \quad (22b)$$

$$b = \frac{n_e^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2}, \quad (22c)$$

donde γ es el factor de asimetría asociado a los índices de refracción de la estructura, V es el parámetro de frecuencia normalizada o espesor de núcleo normalizado y b es el índice efectivo normalizado. Con el uso de estos parámetros es posible expresar una relación de dispersión TE normalizada:

$$V \sqrt{1-b} = \tan^{-1} \sqrt{\frac{a+b}{1-b}} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} + m\pi. \quad (23)$$

La relación de dispersión TM normalizada requiere la introducción de 2 parámetros $c = n_s^2/n_f^2$ y $d = n_c^2/n_f^2$:

$$V\sqrt{1-b} = \tan^{-1} \frac{1}{d} \sqrt{\frac{a+b}{1-b}} + \tan^{-1} \frac{1}{c} \sqrt{\frac{b}{1-b}} + m'\pi. \quad (24)$$

Las relaciones de dispersión para modos TE y TM normalizadas constituyen una regla básica en el diseño de guías de onda que permite obtener curvas que dependen solamente de la frecuencia normalizada y de la asimetría de la guía de onda. Una solución numérica a la ecuación de dispersión normalizada provee el índice de refracción normalizado, del cual se puede obtener el índice efectivo n_e , ver ecuación 22(c). Adicionalmente, a partir de estas curvas es posible obtener el número de modos que soportara una estructura óptica. En la figura 3 se muestran las curvas de la relación de dispersión normalizada TE para diferentes asimetrías en el perfil de índice de refracción y para los primeros 3 modos. Estas gráficas son universales, para cada valor de V y γ corresponderá un índice efectivo b , incluso en guías de onda planas con diferentes propiedades y longitud de onda de operación.

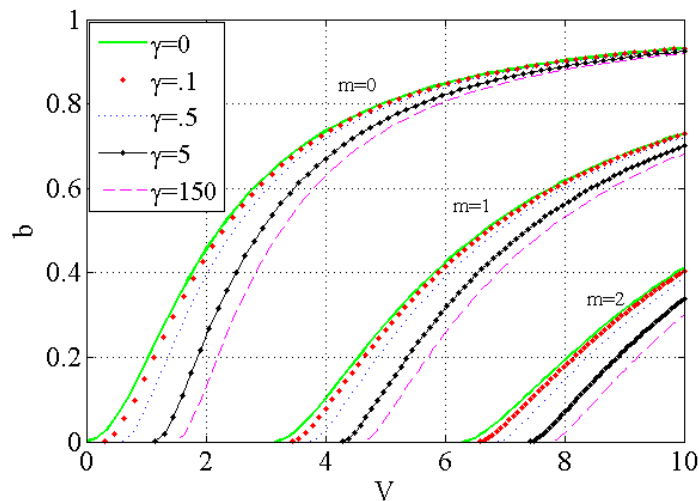


Figura 3. Gráfica de la relación de dispersión TE, para diferentes modos y asimetrías en el índice de refracción.

2.1.4 Birrefringencia modal

La birrefringencia es un fenómeno que se da en materiales anisotrópicos donde el índice de refracción del medio donde se propaga la luz depende de la polarización incidente. Sin embargo, aunque tengamos un material isotrópico es posible observar birrefringencia modal, definida como la diferencia entre el índice efectivo TE y el índice efectivo TM (*birrefringencia* = $n_e^{TE} - n_e^{TM}$).

Esta birrefringencia modal se debe a que las relaciones de dispersión obtenidas a partir de las condiciones de frontera, son diferentes para las polarizaciones incidentes TE y TM. Por lo tanto, dependiendo de las características de cada guía de onda plana, la birrefringencia puede ser mayor o menor. La birrefringencia debe ser considerada en el diseño de dispositivos ya que puede limitar su operación. Por ejemplo, Nishi et al. (2014) publicaron un trabajo donde diseñan una guía de onda que compensa la birrefringencia introducida por un material cuya anisotropía es introducida en su proceso de fabricación.

2.1.5 Análisis de corte modal

Tal como se ha discutido en secciones previas, para que un modo se propague confinado en el núcleo de la guía de onda, los valores del índice efectivo deben ser $n_s < n_e < n_f$, esto corresponde a valores del índice efectivo normalizado $0 < b < 1$. Cuando $b = 0$ estamos en el corte v_c del modo m analizado, por lo tanto es posible encontrar una ecuación de corte a partir de la relación de dispersión normalizada TE y TM (ecuaciones (23) y (24)):

$$v_c = m\pi + \tan^{-1}(\sqrt{\gamma}), \quad (25a)$$

$$v_c = m\pi + \tan^{-1}\left(\frac{1}{d}\sqrt{\gamma}\right). \quad (25b)$$

Estas expresiones nos permitirán encontrar el corte v_c del modo m en función de la asimetría. Si la guía de onda es simétrica ($\gamma = 0$) el modo fundamental siempre estará confinado. Adicionalmente, conociendo los índices de nuestra guía es posible obtener la

longitud de onda o espesor de corte a partir de v_c , ver ecuación 22(b). En la siguiente sección se presentará la teoría para calcular la distribución de la amplitud del campo eléctrico a partir del índice efectivo y las propiedades ópticas de la guía de onda.

2.1.6 Distribución de la amplitud del campo eléctrico

En esta sección se presentan las ecuaciones para calcular la distribución de la amplitud del campo eléctrico en la guía de onda plana para los modos TE. Combinando las ecuaciones obtenidas de las condiciones de frontera (ecuaciones (13), (14) y (15)) con la relación de dispersión TE (ecuación (20)), es posible expresar la distribución del campo eléctrico $E_y(x)$ en términos de la amplitud E_c (Lin, 2007):

$$E_y(x) = \begin{cases} E_c e^{-\sigma_c x}, & x \geq 0 \\ E_c \left[\cos(\kappa_f x) - \frac{\sigma_c}{\kappa_f} \sin(\kappa_f x) \right], & -f \leq x \leq 0 \\ E_c \left[\cos(\kappa_f f) - \frac{\sigma_c}{\kappa_f} \sin(\kappa_f f) \right] e^{\sigma_c(x+f)}, & x \leq -f \end{cases} \quad (26)$$

Como parte del proceso de diseño, resulta conveniente expresar la distribución de la amplitud del campo eléctrico en términos de los parámetros normalizados:

$$E_y(x) \begin{cases} E_c e^{-V\sqrt{\gamma+bx}/f}, & x \geq 0 \\ E_c \left(\cos\left(\frac{V\sqrt{1-bx}}{f}\right) - \sqrt{\frac{\gamma+b}{1-b}} \sin\left(\frac{V\sqrt{1-bx}}{f}\right) \right) x, & -f \leq x \leq 0 \\ E_c \left(\cos(V\sqrt{1-b}) + \sqrt{\frac{\gamma+b}{1-b}} \sin(V\sqrt{1-b}) \right) e^{V\sqrt{b}[1+(x/f)]}, & x \leq -f \end{cases} \quad (27)$$

La figura 4 muestra la distribución de la amplitud del campo eléctrico y la intensidad o potencia para el modo fundamental y el primer modo en una guía de onda con $V = 5$ y

$\gamma = 0.1$. Se puede observar que la luz penetra y decae exponencialmente en el sustrato y la cubierta, por lo tanto el ancho del modo tendrá un espesor mayor al del núcleo, la teoría de este espesor efectivo, se presenta a continuación.

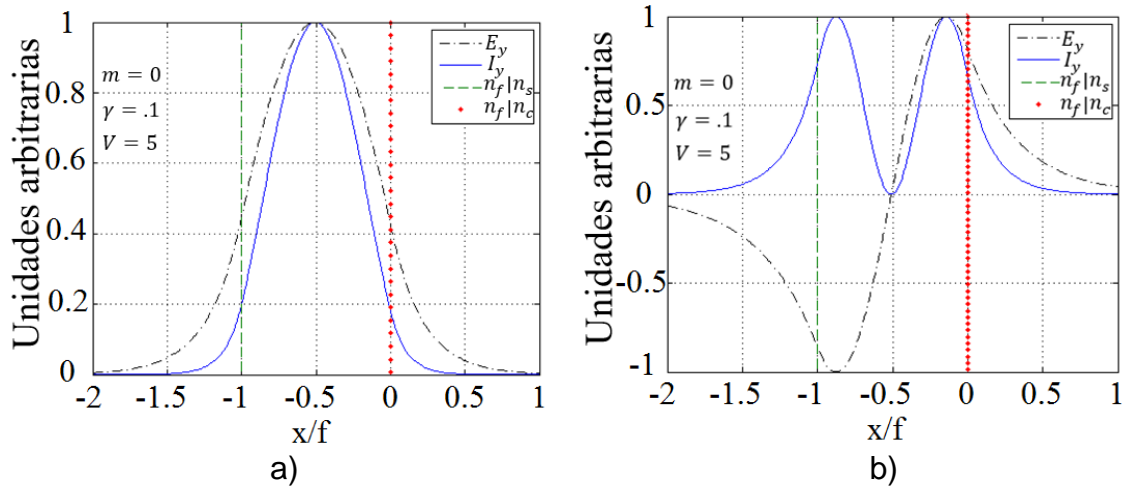


Figura 4. Distribución de la amplitud del campo eléctrico e intensidad para la frecuencia normalizada $V = 5$ y factor de asimetría $\gamma = 0.1$: a) modo fundamental y b) modo 1.

2.1.7 Ancho efectivo y confinamiento

La potencia de la luz en la guía es obtenida integrando su vector de Poynting (Lin, 2007):

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x^* dx = \left(\frac{\beta}{2\omega\mu_0} \right) \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx \\
 &= \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \left(\int_{-\infty}^{-f} E_s^2 e^{2\sigma_s(x+f)} dx + \int_{-f}^0 E_f^2 \cos^2(\kappa_f x + \phi) dx + \int_0^{\infty} E_c^2 e^{-2\sigma_c x} dx \right),
 \end{aligned} \tag{28}$$

integrando y expresando las constantes de amplitudes en términos de E_f , se obtiene que:

$$P = \frac{\beta E_f^2}{4\omega\mu_0} \left(f + \frac{1}{\sigma_s} + \frac{1}{\sigma_c} \right), \quad (29)$$

donde definimos el ancho efectivo de la guía de onda como:

$$w_{eff} = f + \frac{1}{\sigma_s} + \frac{1}{\sigma_c} = f + x_s + x_c, \quad (30)$$

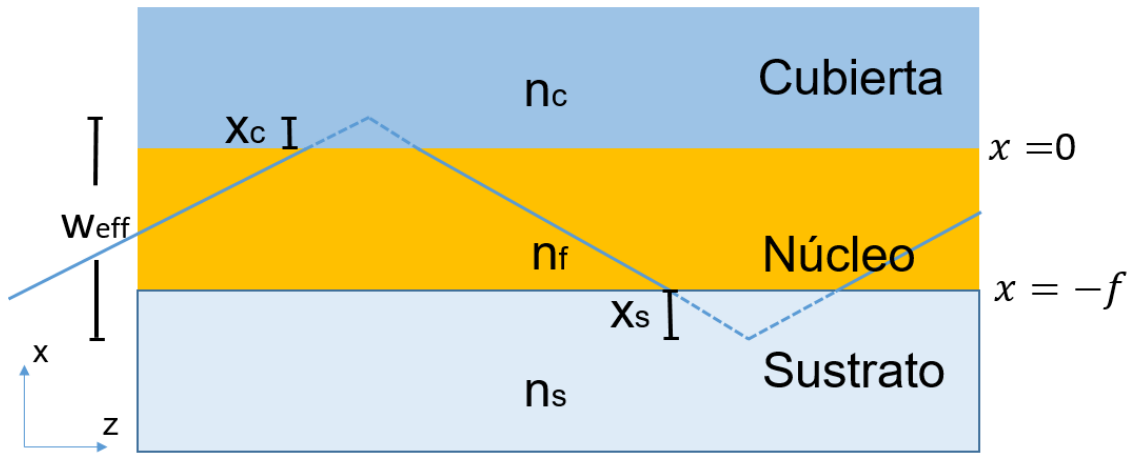


Figura 5. Ancho efectivo en trazo de rayos de guía de onda plana.

donde las constantes de propagación transversales están asociadas a la longitud de penetración en el sustrato y en la cubierta, x_s y x_c respectivamente (ver figura 5). Haciendo un análisis desde una perspectiva de óptica geométrica, en cada reflexión en el sustrato o cubierta, la luz penetrará una distancia x_s ó x_c respectivamente, lo cual le introducirá un corrimiento de fase ϕ_s y ϕ_c dados por:

$$\phi_s = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma_s}{\kappa_f} \right), \quad (31a)$$

$$\phi_c = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma_c}{\kappa_f} \right). \quad (31b)$$

Estos cambios de fase también fueron obtenidos aplicando la teoría electromagnética y ya se encuentran incluidos en la ecuación (20) de la sección 2.1.3. Kogelnik y Ramaswamy (1974) hicieron una normalización del espesor efectivo, similar a la normalización de la frecuencia, esto provee una gráfica universal útil para el diseño de guías de ondas y es expresada como:

$$W = kw_{eff} \sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \quad (32)$$

la cual está relacionada con los parámetros normalizados de la siguiente manera:

$$W = V + \frac{1}{\sqrt{a+b}} + \frac{1}{\sqrt{b}} \quad (33)$$

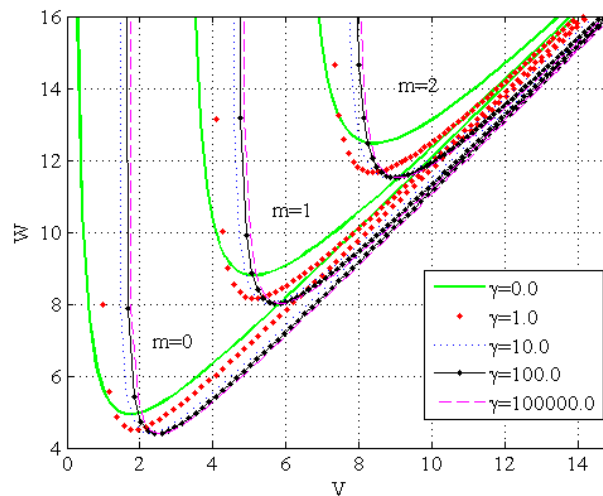


Figura 6. Espesor efectivo normalizado W para los modos 0, 1 y 2.

De la figura 6 se observa que el ancho efectivo del modo decrece exponencialmente al alejarnos de la frecuencia de corte, llega a un mínimo, que es mayor para guías con alta asimetría y después crece linealmente con la frecuencia. El espesor efectivo es un parámetro que debe ser considerado en el diseño de circuitos ópticos densos.

Al tener el modo un ancho efectivo mayor al núcleo, solo una parte de su potencia viaja en el núcleo. Se define al factor de confinamiento, Γ_f , como la razón que hay entre la potencia en el núcleo y la potencia total del modo:

$$\Gamma_f = \frac{P_{core}}{P} = \frac{1 + \frac{\kappa_s}{\kappa_f^2 + \kappa_s^2} + \frac{\kappa_c}{\kappa_f^2 + \kappa_c^2}}{f + \frac{1}{\kappa_s} + \frac{1}{\kappa_c}}. \quad (34)$$

El factor de confinamiento de potencia en la película, sustrato y cubierta (ver figura 7) también pueden ser expresado en términos de los parámetros normalizados (Lin, 2007):

$$\Gamma_f = \frac{V + \sqrt{b} + \frac{\sqrt{\gamma + b}}{1 + \gamma}}{V + \frac{1}{\sqrt{b}} + \frac{1}{\sqrt{\gamma + b}}}, \quad (35a)$$

$$\Gamma_s = \frac{1 - b}{\sqrt{b} \left(V + \frac{1}{\sqrt{b}} + \frac{1}{\sqrt{\gamma + b}} \right)}, \quad (35b)$$

$$\Gamma_c = \frac{1 - b}{(1 + \gamma)\sqrt{\gamma + b} \left(V + \frac{1}{\sqrt{b}} + \frac{1}{\sqrt{\gamma + b}} \right)}. \quad (35c)$$

El factor de confinamiento de potencia y el ancho efectivo son parámetros importantes para los dispositivos de óptica integrada basados en guías de onda. Tong (2014) declara que las guías de óptica integrada deben confinar la luz en el orden del tamaño de la longitud de onda para crear circuitos que puedan sustituir los microcircuitos electrónicos.

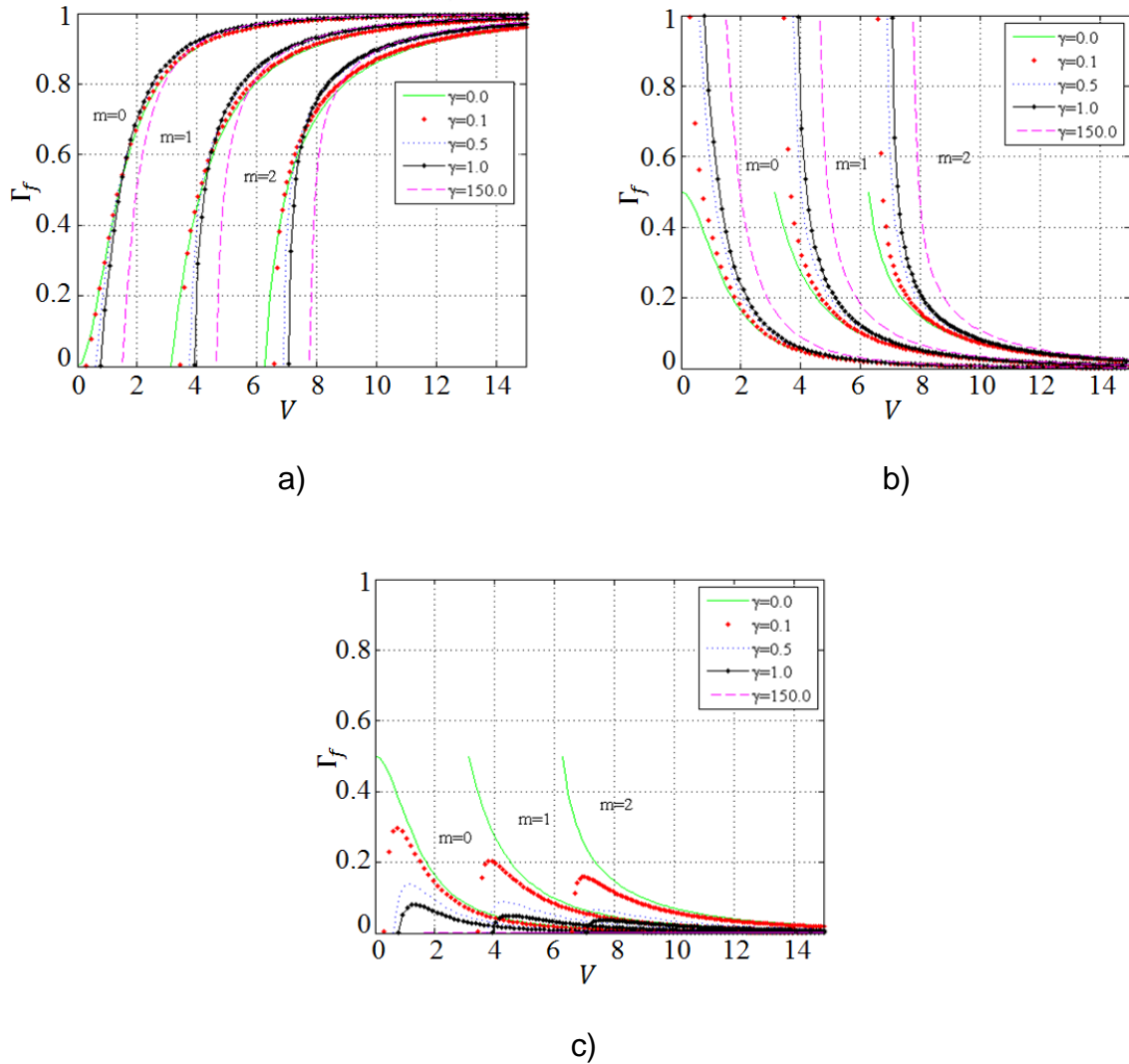


Figura 7. Factores de confinamiento para el modo fundamental para diferentes asimetrías, confinamiento en la (el) a) película, b) sustrato, c) cubierta.

2.2 Guías de onda de canal

Las guías de onda de canal son el bloque fundamental en la óptica integrada, su principal objetivo es trasladar señales entre los componentes de un circuito óptico. Adicionalmente, pueden ser utilizadas como dispositivos que procesan señales, por ejemplo divisores de potencia (Villegas et al., 2002) o dispositivos activos como láseres (Flores et al., 2008, 2004). La estructura de las guías de canal en la óptica integrada se muestra en la figura 1b.

El análisis de la distribución y propagación de la luz en una guía de onda de canal es complejo y comúnmente se utilizan métodos numéricos para solucionar este problema, por ejemplo diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD, por sus siglas en el inglés) y el método de propagación de haces (BPM, por sus siglas en inglés). El método más común en la óptica integrada para resolver la ecuación de onda es el BPM, el cual supera en costo computacional al FDTD en distancias de propagación relativamente largas, varios órdenes superior a la longitud de onda. En este trabajo se utilizará el BPM para resolver la distribución y propagación de la luz en una guía de canal.

El primer algoritmo funcional que utilizaba el BPM estaba basado en la transformada de Fourier, este FFT-BPM podía ser aplicado a guías de onda con bajo contraste de índice entre el núcleo y sustrato y se propagaban campos escalares. Utilizando el método de diferencias finitas (FD-BPM) y elemento finito (FE-BPM) se logró aplicar el BPM a guías con alto contraste, propagar campos vectoriales y se mejoró el costo computacional. El FD-BPM destaca sobre el FE-BPM por su simplicidad de implementación. El método consiste en dividir el plano transversal, donde se propaga la señal, en una rejilla rectangular de puntos y la dirección longitudinal en pasos para resolver la bien conocida aproximación parabólica o paraxial de la ecuación de Helmholtz. Empezar el análisis de la ecuación paraxial de Helmholtz implica considerar que la distribución del índice de refracción $n(x, y, z)$ varía lentamente en la dirección de propagación, $\Delta n / \Delta z \approx 0$. Esto representa una dificultad al calcular la distribución de la amplitud del campo eléctrico en curvaturas. Para superar esta limitante se ha implementado el uso de los operadores Pade (Hadley, 1992). Sin embargo, en este trabajo no fue computacionalmente viable el uso de estos operadores debido a que el

alto contraste de índice y el radio de curvatura en nuestro estudio demandaba que la malla de nuestro BPM fuera muy densa. Baets y Lagasse (1983) ofrecen una solución para solucionar este tipo de curvas haciendo un mapeo para transformar el segmento curvo en uno recto. Esto se hace transformando el perfil de índice de refracción a través de la multiplicación por $(1 + x/R)$. Este método puede ser aplicado cuando el ancho de la guía de canal es mucho menor al radio de curvatura, $w \ll R$ donde w es el ancho del canal y R es el radio de la curva, esta condición se cumple para nuestro caso.

A continuación se presenta el desarrollo matemático y las consideraciones físicas que permiten obtener la distribución de la amplitud del campo eléctrico en una guía de canal usando BPM (Lifante, 2016; Rsoft, 2015). Considerando que la luz se propaga en una guía de canal preferencialmente en el eje z , el cambio de fase más rápido del campo es debido a la propagación en este eje longitudinal. Por lo tanto, es posible desacoplar la componente transversal del campo eléctrico:

$$E_t = \Psi_t e^{-in_0 k_0 z}, \quad (36)$$

donde Ψ_t es la envolvente del campo que varía lentamente en el tiempo (SVEA, por sus siglas en inglés) y tiene 2 componentes vectoriales:

$$\Psi_t \equiv \begin{bmatrix} \Psi_x \\ \Psi_y \end{bmatrix}. \quad (37)$$

Considerando esta solución, la segunda derivada de componentes x y y del campo eléctrico con respecto a z son:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \left[\frac{\partial^2 \Psi_x}{dz^2} - 2in_0 k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} - n_0^2 k_0^2 \Psi_x \right] e^{-in_0 k_0 z}, \quad (38a)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \left[\frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial z^2} - 2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} - n_0^2 k_0^2 \Psi_y \right] e^{-in_0k_0z}. \quad (38b)$$

Sustituyendo en la ecuación de onda formulada en términos de componentes transversales del campo ($\nabla^2 E_t + \nabla_t[(\nabla_t n^2/n^2) \cdot E_t] + n^2 k_0^2 E_t = 0$) se obtiene:

$$\frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial z^2} - 2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \Psi_y \right] + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \Psi_x = 0, \quad (39a)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial z^2} - 2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \Psi_y \right] + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \Psi_y = 0. \quad (39b)$$

La aproximación de la variación lenta de la envolvente consiste en considerar que el campo eléctrico transversal oscila rápidamente en la dirección de propagación y la amplitud de su envolvente varía lentamente, o sea:

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial z^2} \right| \ll 2n_0k_0 \left| \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} \right|, \quad (40a)$$

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial z^2} \right| \ll 2n_0k_0 \left| \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} \right|, \quad (40b)$$

aplicando la SVEA en las ecuaciones (39) se obtienen las ecuaciones 3D vectoriales del BPM:

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \Psi_y \right] + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \Psi_x, \quad (41a)$$

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \Psi_y \right] + k_0^2 (n^2 - n_o^2) \Psi_y. \quad (41b)$$

Estas ecuaciones están acopladas y pueden ser expresadas en términos de operadores diferenciales:

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} = P_{xx} \Psi_x + P_{xy} \Psi_y, \quad (42a)$$

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} = P_{yx} \Psi_x + P_{yy} \Psi_y, \quad (42b)$$

donde P_{xx} , P_{yy} , P_{xy} y P_{yx} son:

$$P_{xx} \Psi_x \equiv \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \Psi_x) \right) + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2 - n_o^2) \Psi_x, \quad (43a)$$

$$P_{yy} \Psi_y \equiv \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \Psi_y) \right) + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_o^2) \Psi_y, \quad (43b)$$

$$P_{xy} \Psi_y \equiv \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \Psi_y) \right) - \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial x \partial y}, \quad (43c)$$

$$P_{yx} \Psi_x \equiv \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \Psi_x) \right) - \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y \partial x}. \quad (43d)$$

Aunque el acoplamiento en las polarizaciones siempre está presente (modos híbridos), a menos que se diseñe la estructura para inducir el acoplamiento, este es débil

y puede despreciarse, es decir $P_{xy} = P_{yx} = 0$, por lo que sustituyendo 43a y 43b en 42a resulta que:

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x \right] + k_0^2 (n^2 - n_o^2) \Psi_x, \quad (44a)$$

$$2in_0k_0 \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \Psi_x \right] + k_0^2 (n^2 - n_o^2) \Psi_x. \quad (44b)$$

Las ecuaciones 44(a) y 44(b) constituyen la aproximación semi-vectorial para la propagación de los modos cuasi-TM y cuasi-TE, respectivamente y son las ecuaciones que se utilizarán en este trabajo para resolver el campo eléctrico en las guías de canal. Esta aproximación simplifica considerablemente el problema y a diferencia de una aproximación escalar, mantiene los efectos más significativos de la polarización.

Capítulo 3. Materiales y métodos de fabricación

El SiO_x ($1 < x < 2$) es un material que ha sido aplicado en recubrimientos protectores, como pasivador en dispositivos electrónicos y material base para la síntesis de nanopartículas de silicio. Las propiedades ópticas del SiO_x varían principalmente debido a su estequiometría dada por el valor de x , la cual puede ser controlada en el proceso de fabricación. En este capítulo se presentan las propiedades ópticas reportadas del SiO_x ($1 < x < 2$) que nos permitirán el desarrollo de guías de onda en el visible e infrarrojo cercano (NIR). Además, se abordan los métodos de fabricación que se utilizaron en este trabajo para sintetizar el SiO_x y se describe cómo estos pueden controlar las propiedades de nuestro material. Finalmente, se presenta la metodología para generar guías con núcleo de nanocristales de silicio a partir de la capa de SiO_x . Es importante mencionar que este material resulta de gran interés ya que con él, potencialmente se pueden realizar operaciones ópticas avanzadas.

3.1 Propiedades ópticas del SiO_x

Las propiedades ópticas del SiO_x son altamente dependientes de su estequiometría. Cuando el valor x se acerca a 1, la composición de la película tiene más silicio o equivalentemente el contenido de oxígeno disminuye. Consecuentemente la transmitancia óptica y otras propiedades ópticas como el índice de refracción tienden a ser similares al SiO . Por otro lado, cuando el valor de x se acerca a 2, la composición de la película tiene menos silicio y las propiedades ópticas tienden a ser similares al SiO_2 .

El espectro de transmitancia del SiO_x es una propiedad óptica que debe ser considerada al seleccionar la longitud de onda de operación. En el contexto de las guías de onda, es común operar en regiones espectrales de alta transmitancia para prevenir pérdidas por absorción de nuestro material. En la figura 8 se presentan curvas experimentales de transmitancia medidas por espectrofotometría. Cada curva representa una película SiO_x cuya estequiometría fue medida por espectroscopía de fotoelectrones emitidos por rayos x (XPS, por sus siglas en inglés) (Durrani et al., 2003). En esta figura,

se observa que las películas son transparentes en el visible y presentan una fuerte absorción en el UV. La orilla de absorción en las curvas, presenta un corrimiento del ultravioleta hacia el visible al aumentar la proporción de silicio en el material SiO_x . Por lo tanto, si se requiere alta transmitancia en el visible, se debe optar por estequiometrías que contengan menor cantidad de silicio.

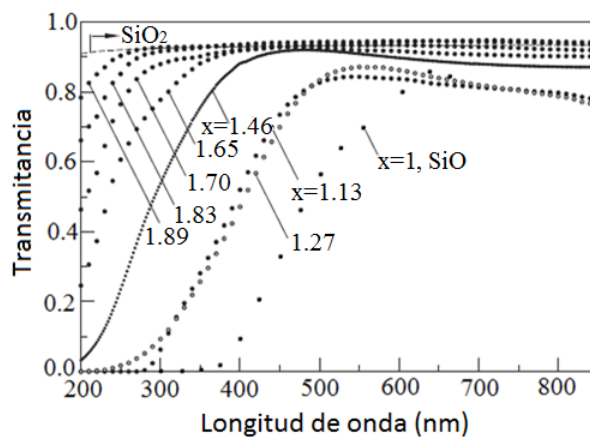
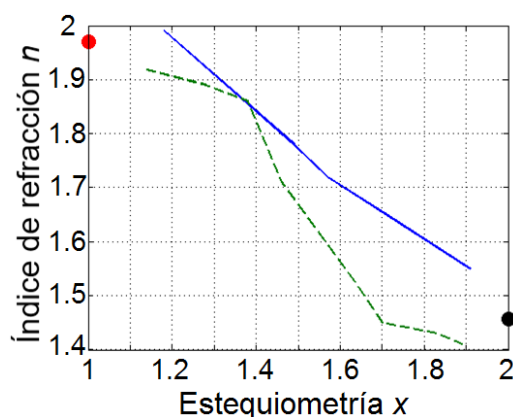


Figura 8. Espectro de transmisión para diferentes estequiometrías de películas delgadas SiO_x y sílice, editada del trabajo de Durrani et al. (2003).

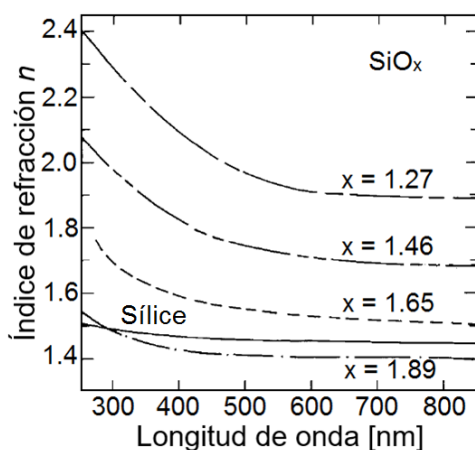
Uno de los parámetros más importantes en el diseño de las guías de onda es el perfil de índice de refracción, debido a que controla mayormente la distribución de los modos en la guía. Para nuestro material, el valor del índice de refracción depende principalmente de la estequiometría del SiO_x . Durrani et al. (2003) y O'Leary et al. (1987) reportan un rango de valores de índice de refracción (para $\lambda = 632.8 \text{ nm}$) en función de la estequiometría x . En particular ellos observan un incremento en el índice de refracción al disminuir el valor de x (ver figura 9a). Esta tendencia se atribuye a la mayor cantidad de silicio, que tiene un índice alto ($n = 3.8$). Durrani et al. (2003) presentan curvas de dispersión del SiO_x para diferentes estequiometrías, pudiéndose observar el típico comportamiento de disminución del índice de refracción real (n) e imaginario (k) al incrementar la longitud de onda, figura 9b y figura 9c.

El perfil de distribución del índice de refracción en la evaporación térmica puede ser aproximado por una función escalón, ver figura 10a. Pero en la implantación de iones,

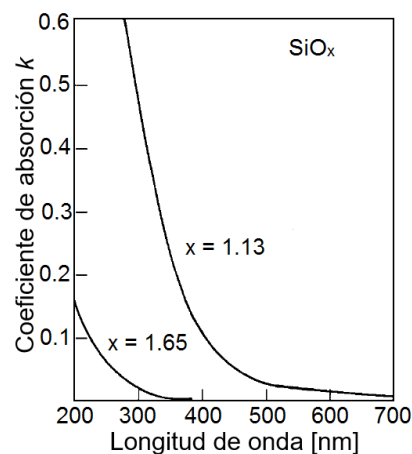
donde los perfiles de implantación son semi-gaussianos, se requiere realizar implantaciones secuenciales para lograr el perfil escalón. Ramírez et al. (2015) implantaron iones de plata acelerados con diferentes energías y lograron el perfil escalonado deseado (ver figura 10b). Este tipo de perfil permitirá tener una región homogénea que potencialmente precipite nanopartículas con las mismas propiedades. En la siguiente sección se explicarán los principios básicos de estos métodos de fabricación y cómo a partir de ellos se puede obtener la estequiometría deseada para el SiO_x .



a)



b)



c)

Figura 9. a) Índice de refracción del SiO_x en función de la estequiometría por O'Leary (1987) (línea continua), Durrani et al (2003). (línea punteada) é índice de refracción del SiO (punto rojo, Hass y Salzberg, 1954) y del SiO_2 (punto negro, Malitson, 1965), b) dispersión de películas de SiO_x y de un sustrato de sílice, gráfica traducida del trabajo de Durrani y c) absorción del SiO_x en función de la longitud de onda, gráfica traducida del trabajo de Durrani.

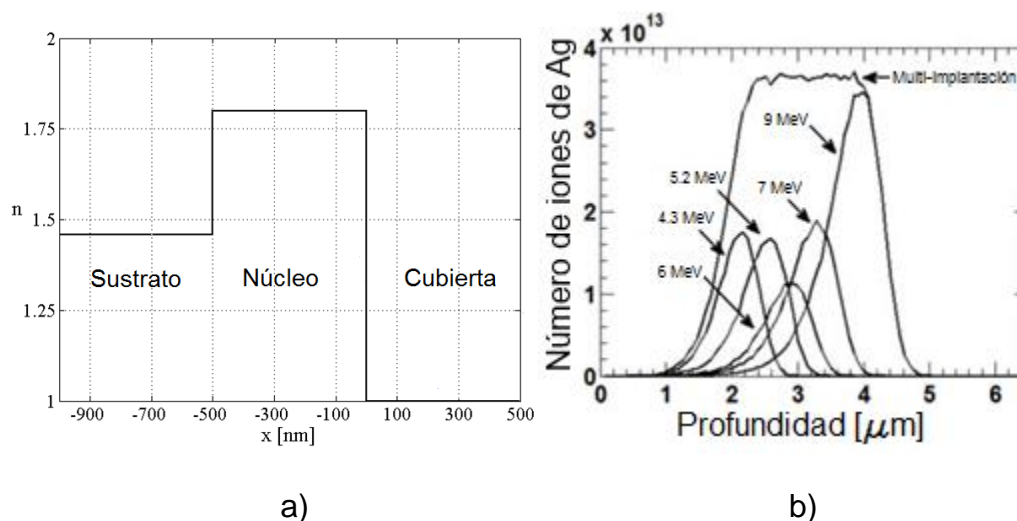


Figura 10. Perfil de: a) índice de refracción de una película evaporada, b) iones de plata al ser implantados con diferentes energías de aceleración, gráfica traducida del trabajo de Ramírez et al. (2015).

3.2 Métodos de fabricación

En la micro-fabricación existe una variedad de técnicas maduras por la industria electrónica, por ejemplo: difusión de iones, chisporroteo, evaporación térmica, deposición de vapores químicos, implantación de iones, etc, que ofrecen depositar y/o modificar materiales con altos estándares de calidad. La óptica integrada y en particular la fotónica de silicio, recurre a estas técnicas para la fabricación de sus dispositivos. La presente tesis hace uso de la implantación de iones y la evaporación térmica para fabricar la película de SiO_x que actúa como núcleo de una guía de onda.

3.2.1 Evaporación térmica

La evaporación térmica es una técnica relativamente barata y sencilla para depositar un material fuente sobre un sustrato. Los materiales depositados pueden ser metales, semiconductores, óxidos, nitruros, entre otros. La industria mecánica ha utilizado esta técnica para depositar recubrimientos en herramientas de corte que mejoren sus propiedades mecánicas y la electrónica la usa en la deposición de películas

delgadas conductoras y aislantes. En el presente trabajo se deposita térmicamente una película delgada de SiO_x que actuará como núcleo de una guía de onda.

El principio de operación de la evaporación térmica consiste en aumentar la temperatura del material fuente hasta llegar a su punto de sublimación, el vapor producido viajará y se condensará en un sustrato. En la figura 11 se presenta una ilustración de los elementos de un sistema de evaporación térmica. Dentro de una cámara de vacío se coloca el sustrato donde se depositará la película a una distancia típica de 20 cm del material fuente, el cual es sostenido por un contenedor llamado coloquialmente bote. El bote, típicamente de tungsteno, molibdeno o tantalio por su alta resistencia a la temperatura, es calentado mediante una corriente eléctrica y calienta al material fuente hasta evaporarlo. Finalmente el vapor choca con el sustrato relativamente frío y se condensa sobre su superficie; el proceso de formación de la película se puede encontrar en la literatura (Ohring, 1992).

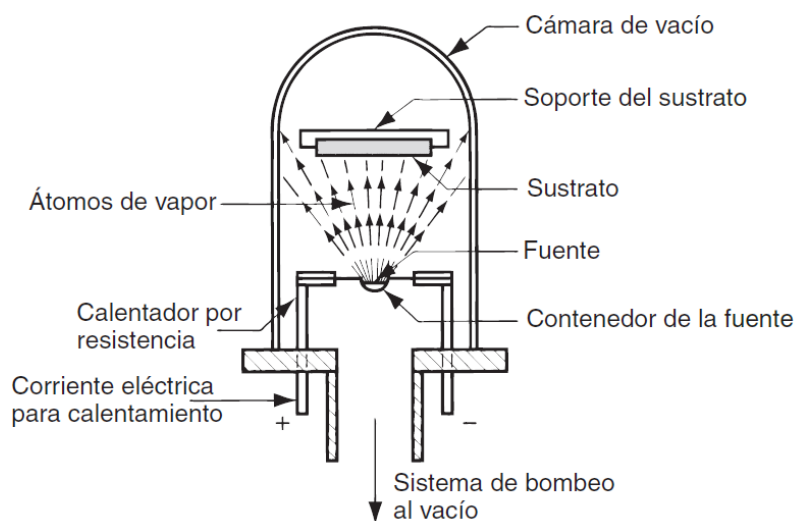


Figura 11. Esquema de un sistema de evaporación térmica.

Existen factores técnicos durante la evaporación que influirán en las propiedades de la película, los más importantes son la rapidez de evaporación (directamente influenciada por la corriente eléctrica que calienta al bote) y la presión en la cámara. Nuestro material fuente tiende a oxidarse si la rapidez es baja o el vacío en la cámara es

bajo, incluso es posible introducir oxígeno a la cámara para promover la oxidación de la película, esto se puede aprovechar para fabricar películas con SiO_x de diferente estequiometría ($1 < x < 2$). Más aún, Anastasio (1967) reporta que la constante dieléctrica ($\epsilon = n^2$) no depende directamente de la rapidez de evaporación o de la presión en la cámara, sino de la razón entre ambas (ver figura 12).

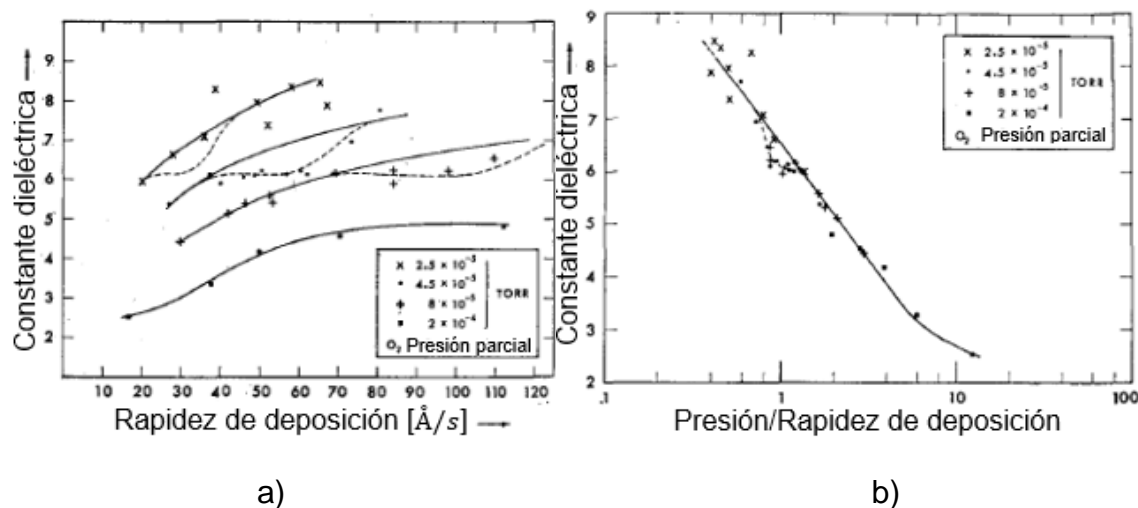


Figura 12. a) Constante dieléctrica para diferentes presiones variando la rapidez de deposición. b) Constante dieléctrica en función del cociente presión/rapidez de deposición. Figura traducida del trabajo de Anastasio (1967).

Parámetros de la evaporación térmica.

El monóxido de silicio, de la compañía Balzers con una pureza de 99.5%, fue evaporado térmicamente y depositado en sustratos de vidrio sódico-calcico $25.4 \text{ mm} \times 25.4 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ de la compañía VWR o en sílice fundido $10 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ de la compañía FOCTEK, en un sistema de evaporación en vacío BOC Edwards Auto-500, ver figura 13. La exploración de los límites tecnológicos de nuestro sistema, al evaporar SiO_x , indicó que la rapidez máxima de evaporación alcanzable es de 3 nm/s y el vacío máximo posible en la cámara es de $1 \times 10^{-6} \text{ Torr}$. El material fuente SiO fue evaporado utilizando botes de tantalio y la rapidez de deposición fue monitoreada por un sistema basado en una micro-balanza de cristal de cuarzo de la compañía SQM-Inficom. Previo a la

deposición, los sustratos fueron calentados con una lámpara de cuarzo por 30 minutos a una temperatura de 150°C y una presión de $\sim 5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, para remoción de residuos volátiles del proceso de limpieza del sustrato y para promover una mejor adhesión de la película. Con el objetivo de dominar la fabricación de películas SiO_x con índices de refracción en el rango de 1.45 a 2, estudiar sus propiedades ópticas y determinar su viabilidad en la fabricación de guías de onda, se depositaron 14 películas. Estas pueden ser divididas en 2 grupos de acuerdo a sus condiciones de fabricación, ver tabla 1. El primer grupo de 5 películas se depositó variando la rapidez de deposición y manteniendo una presión constante en la cámara. En el segundo grupo de películas se varió la presión en la cámara introduciendo oxígeno y se mantuvo constante la rapidez de deposición a 1 nm/s (elegida por conveniencia tecnológica). Por otro lado, la elección del espesor de la película y la obtención del índice de refracción por elipsometría se discutirán en la sección de resultados.

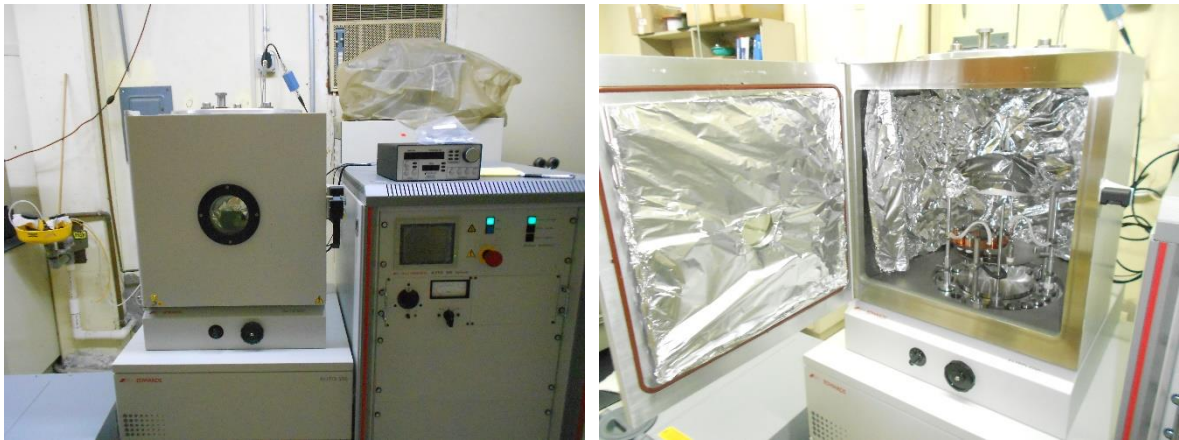


Figura 13. Fotografías del sistema de evaporación BOC Edwards 500.

Las películas recién depositadas recibieron un segundo tratamiento térmico en alto vacío durante 30 minutos y a 150°C para mejorar su dureza y estabilidad.

Tabla 1. Condiciones de fabricación para las películas SiO_x.

Grupo	Nombre	Rapidez de evaporación [nm/s]	Presión [Torr]
1	F1	3	1.3×10^{-6}
	F2	0.65	3.3×10^{-6}
	F3	0.95	3.5×10^{-6}
	F4	2.1	3.7×10^{-6}
	F5	0.5	3.8×10^{-6}
2	F6	1	2.5×10^{-5}
	F7	1	5.7×10^{-5}
	F8	1	7.4×10^{-5}
	F9	1	1×10^{-4}
	F10	1	1.7×10^{-4}
	F11	1	6.5×10^{-4}
	F12	1	6.5×10^{-4}
	F13	1	6.5×10^{-4}

3.2.2 Implantación de iones

El proceso de implantación consiste en introducir átomos a un sustrato mediante un haz de iones, resultando en una capa superficial modificada física y químicamente. La implantación tiene como ventajas el buen control de la pureza del ion a implantar, flexibilidad y control en la concentración de iones y permite el uso de mascarillas. En contraste, posee la desventaja de alto costo de operación y requiere ser realizada por personal altamente capacitado. La implantación de iones ha sido utilizada en la manufactura electrónica para dopar semiconductores y en la industria metal-mecánica para mejorar propiedades fisicoquímicas de herramientas de corte, p. ej. Dureza, resistencia a la corrosión, etc (Buchal, 1994). Por otra parte, en óptica, particularmente en óptica integrada, Schineller et al. (1968) fueron de los primeros en reportar la fabricación de una guía de onda por implantación de iones. A partir de ahí, en la fabricación de guías de onda por implantación se han explorado diversos materiales y sustratos, logrando producir componentes pasivos y activos (Tong, 2014; Townsend et

al., 1994). A continuación se presentan los fundamentos de la aplicación de la implantación de iones en la óptica, un estudio más profundo se encuentra en el libro de Townsend et al. (1994).

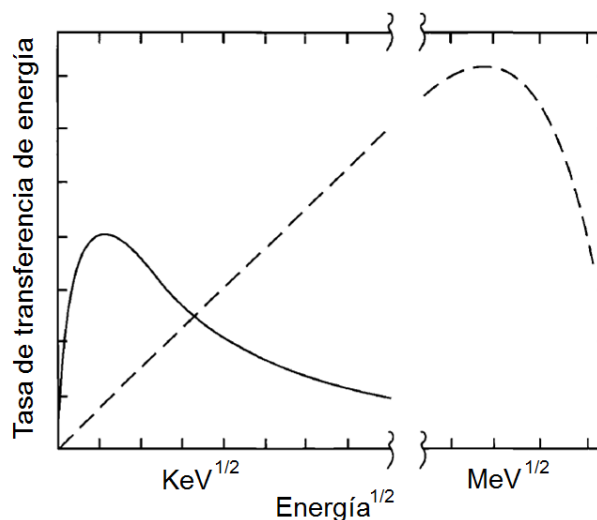


Figura 14. Mecanismos dominantes en el frenado de iones en función de la energía del ion: La línea continua representa al frenado electrónico y la línea punteada representa al frenado nuclear

El proceso de implantación inicia cuando iones de un material fuente son acelerados y dirigidos mediante campos eléctricos y magnéticos hacia el sustrato. El ion, acelerado con energías típicas entre $1\text{KeV} - 10\text{MeV}$, entra al sustrato y va perdiendo energía mientras colisiona con la red del sustrato. Si la energía de implantación del ion es alta, perderá energía (frenará) por excitación electrónica y se producirá calentamiento (Townsend et al., 1994). Por otro lado, cuando la energía de implantación es baja, el frenado lo dominarán las colisiones nucleares produciendo daño en la red del sustrato (ver figura 14), dicho daño puede ser minimizado con tratamientos térmicos.

Claramente el ion tendrá una profundidad de penetración proporcional a la energía de implantación, la masa del ion y las propiedades del sustrato. Las profundidades típicas de penetración (rango promedio del ion, R_p) están en el orden de micrómetros y debido a las colisiones de los iones con los átomos del sustrato, la distribución de los iones

implantados tiene un perfil que es comúnmente aproximado con una expresión semi-gaussiana con ancho ΔR_p :

$$C(x) = \frac{\varphi}{\sqrt{2\pi}N\Delta R_p} \exp\left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\pi\Delta R_p^2}\right], \quad (45)$$

donde C es la concentración de los iones implantados, N es la densidad del sustrato, φ es el número de iones implantados y x es la posición en dirección a la profundidad del sustrato. El cálculo teórico de la concentración de iones ha sido objeto de estudio y ha sido explorado por diversas aproximaciones (Peña-Rodríguez et al., 2012). La aproximación de colisiones binarias es una técnica que ha destacado por su robustez y bajo costo computacional. El software SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) utiliza esta técnica mediante un algoritmo estadístico basado en el método de Monte Carlo y un tratamiento cuántico para calcular las colisiones del ion incidente y los átomos del sustrato (ver figura 15). El efecto físico y químico de la implantación de iones en el índice de refracción da lugar a su aplicación en guías de onda.

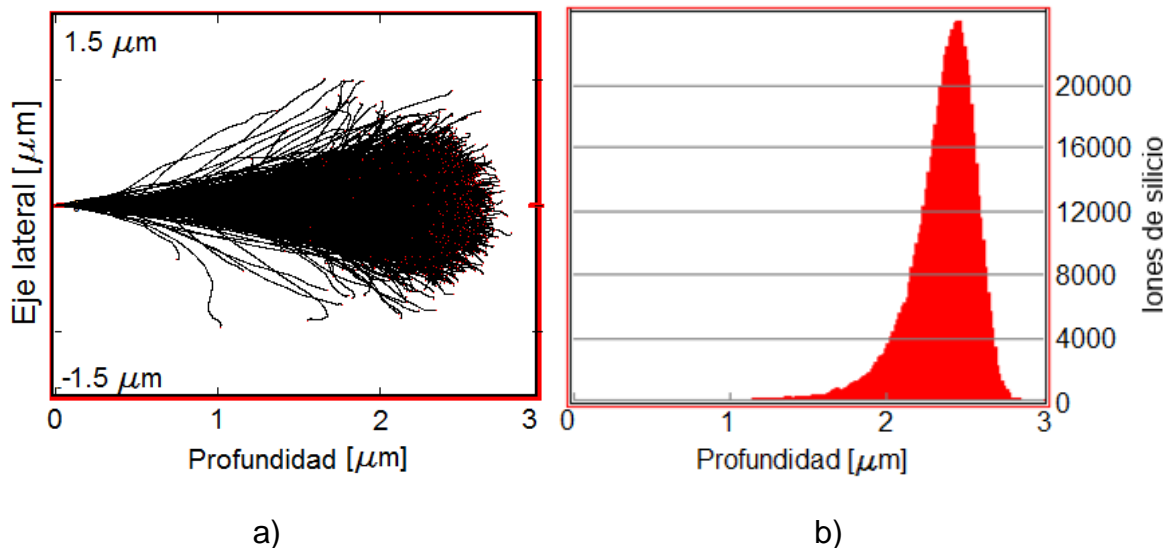


Figura 15. Implantación de iones de silicio a 3 MeV en un sustrato de sílice. a) Trayectoria de los iones en el sustrato, b) perfil de distribución de los iones de silicio implantados.

Existen trabajos que reportan un decremento en el índice de refracción de sustratos cristalinos al implantar iones ligeros, debido a la expansión volumétrica, V_o , que causa el daño físico de la red (Flores, 2004). Por ejemplo, implantando iones de He ($n = 1$), se produce una región con índice de refracción menor al sustrato, conocida como barrera óptica. En este esquema, el aire y la barrera óptica actuarán como regiones de índice bajo que rodean al sustrato, que en este caso es el núcleo (ver figura 16). Por otro lado en sustratos amorfos, el índice de refracción puede ser incrementado con la implantación de iones al usar materiales con índice de refracción mayor al del sustrato, por ejemplo plata o silicio (Ramírez et al., 2015; Lebour et al., 2009). En este caso, la magnitud del cambio de índice dependerá del índice de refracción del ion incidente y del sustrato, así como de la estequiometría química. En el presente trabajo se implantarán iones de silicio ($n = 3.8$) en sílice ($n = 1.45$), formando un perfil de distribución de estos iones, lo cual equivale a un perfil de material SiO_x , donde la estequiometría dependerá de la concentración de silicio.

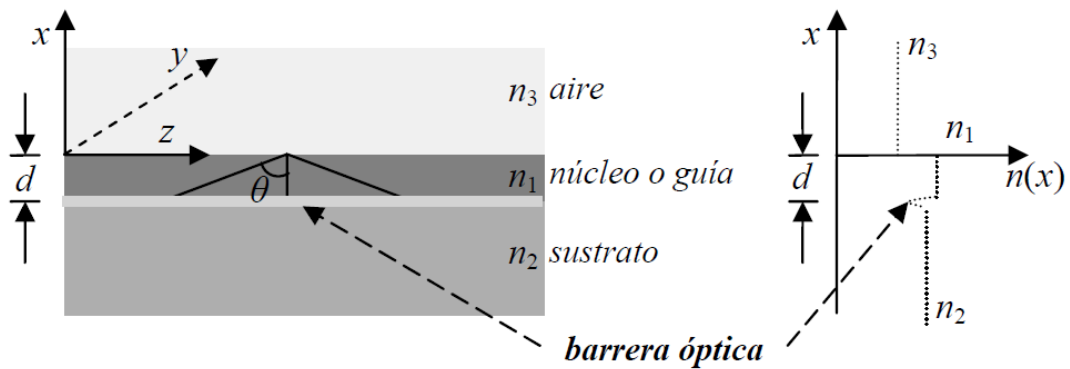


Figura 16. Guía de onda plana de barrera óptica. Imagen tomada del trabajo de E. Flores (2008).

Además de la alteración de la estequiometría, existen otros efectos que modifican el índice de refracción como la compactación y el daño a la red. En particular, Wei et al. (1974) hicieron una adaptación a la ecuación de Classius-Mossoti, también conocida como Lorentz-Lorentz, expresando el cambio de índice como:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left[-\frac{\Delta V_o}{V_o} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + F \right], \quad (46)$$

donde α es la polarizabilidad del medio asociada a la estequiometría, F son factores estructurales (compactación del sustrato) y V_o es la expansión volumétrica de la red (Marquez et al., 2013). En nuestro caso, la estequiometría dominará el cambio de índice de refracción. La zona con la concentración de iones de silicio tendrá un cambio en su estequiometría (SiO_x , $1 < x < 2$) asociado al exceso de silicio por:

$$\text{Si}[\text{exceso}] = \frac{1 - \frac{x}{2}}{1 + x}. \quad (47)$$

Es posible asociar mediante resultados experimentales presentados en la literatura científica, el exceso de silicio o estequiometría a un índice de refracción, por ejemplo utilizando la curva reportada por J. A. Moreno et al. (2005), ver figura 17.

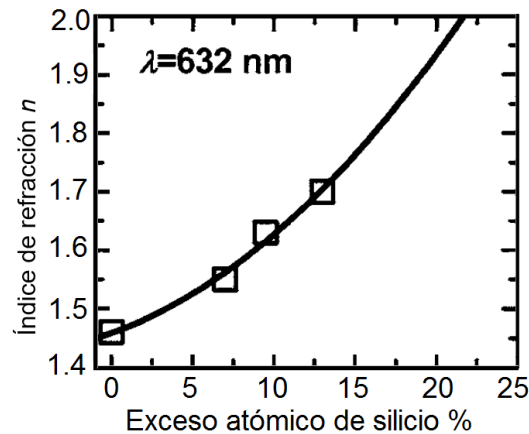


Figura 17. Curva que relaciona el exceso de silicio en la zona implantada vs el índice de refracción (Moreno, 2005)

Una serie de implantaciones consecutivas con diferentes energías y concentración de iones pueden resultar en perfiles de distribución iónica escalonada. Ramabadran et

al. (1993) reportaron una guía de onda con perfil escalonado multi-implantando iones de N en un sustrato de sílice. Las energías de las implantaciones fueron 300, 177 y 100 KeV con dosis de 6×10^{16} iones/cm², 4.3×10^{16} iones/cm² y 3×10^{16} iones/cm² respectivamente, ver figura 18.

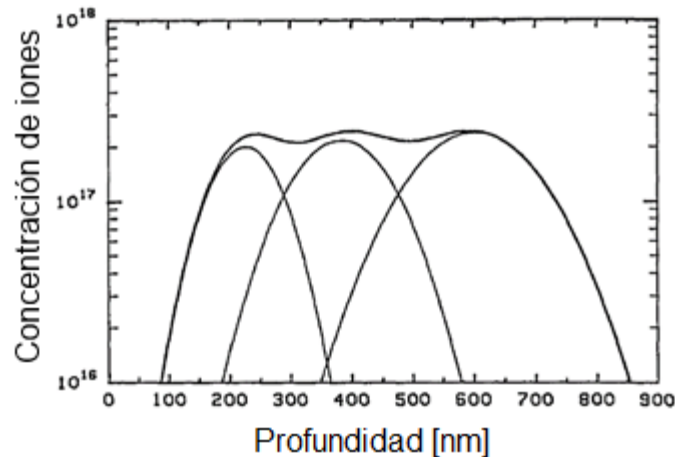


Figura 18. Perfil escalonado en la distribución de iones de N en SiO₂ por multi-implantación (Ramabadran et al., 1993).

Parámetros de implantación

Los iones de silicio fueron implantados en sustratos de cuarzo fundido, de la compañía FOCTEK, con dimensiones de 10 mm x 15 mm x 10 mm, utilizando un acelerador Tandem Pelletron modelo 9SDH-2 de la empresa NEC (National Electrostatics Corporation). Las características de este tipo de aceleradores le permiten implantar iones de alta energía (10 MeV) y dosis moderadas, alrededor de 5×10^{16} iones/cm².

El diseño de las implantaciones se realizó con el software SRIM, las energías y dosis para la fabricación se encuentran en la tabla 2. Los parámetros de las multi-implantaciones fueron elegidos por el interés en el estudio de capas con alta y baja concentración de silicio, esperando un alto y bajo contraste de índice que potencialmente modifique el comportamiento óptico de la guía de onda. La distribución de la concentración de silicio implantado (expresado en exceso de silicio) y el perfil de índice de refracción esperado se encuentran calculados en la figura 19. El índice de refracción

se calculó asociando la estequiometría obtenida a partir del exceso de silicio y la curva reportada por Moreno presentada en la sección anterior. Se puede observar que las muestras 1 y 2 presentan un perfil de índice de refracción aproximadamente escalonado de $\sim 1\mu\text{m}$ de espesor. Además, en la muestra 2, donde las dosis son menores, existe un menor cambio de índice de refracción en la región implantada. Las consecuencias de la concentración de iones en el desempeño óptico de la guía serán discutidos en las próximas secciones.

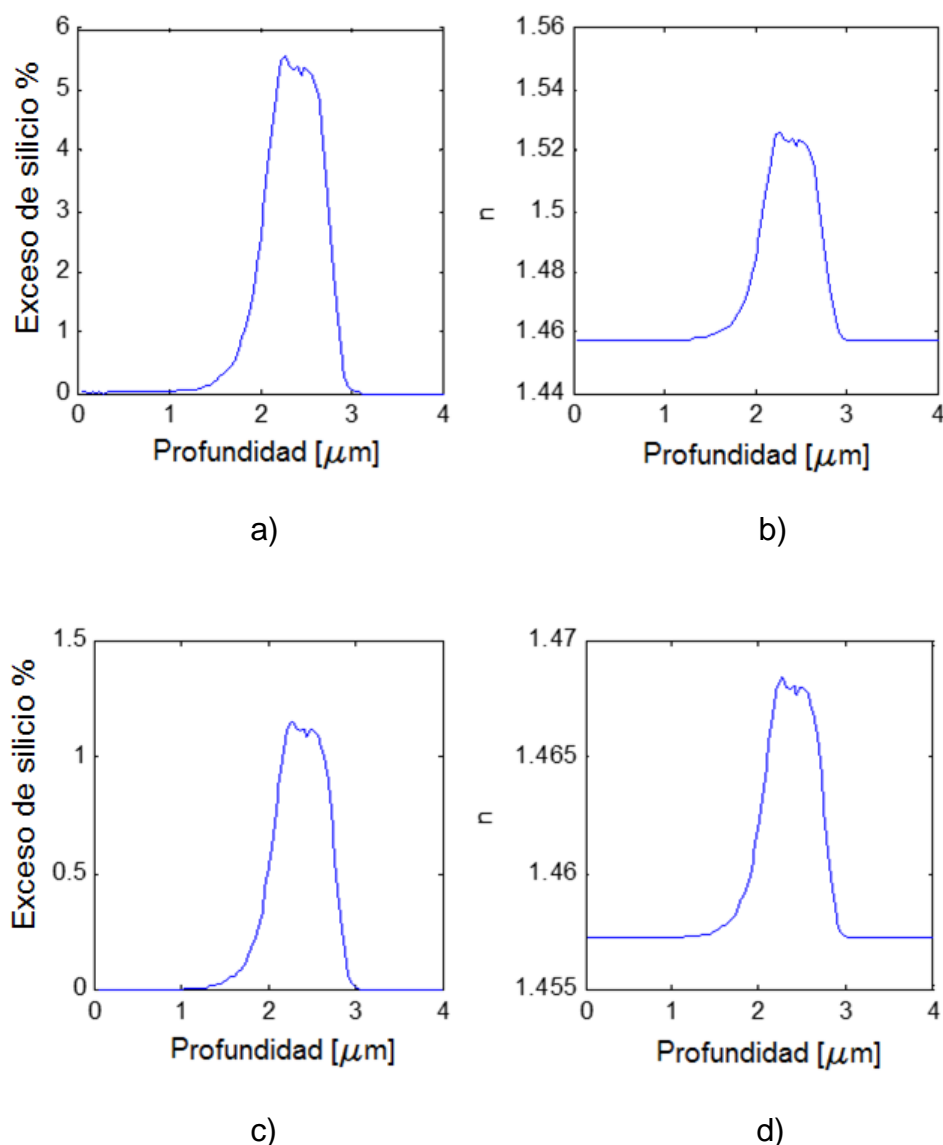


Figura 19. Distribución de perfiles de iones de silicio calculados en SRIM con los datos de la tabla 2 y su correspondiente índice de refracción. a) Distribución del exceso de silicio en la muestra 1. b) Índice de refracción de la muestra 1. c) Distribución del exceso de silicio en la muestra 2. d) Índice de refracción de muestra 2.

Tabla 2. Parámetros en la fabricación de guías de onda por implantación de iones.

Muestra	Energías de implantación (MeV)			Dosis [iones/cm ²]		
	3.5	3	2.5	1×10^{17}	5.9×10^{16}	7.7×10^{16}
1	3.5	3	2.5	1×10^{17}	5.9×10^{16}	7.7×10^{16}
2	3.5	3	2.5	2×10^{16}	1.1×10^{16}	1.5×10^{16}

3.2.3 Precipitación de nanopartículas

Desde la década pasada, las nanopartículas de silicio embebidas en sílice atrajeron la atención debido a sus propiedades luminiscentes y la promesa de un láser de silicio. Además, se han reportado sus propiedades no lineales y diversos dispositivos fotónicos se han desarrollado basándose en sus funcionalidades, como moduladores o amplificadores (Su et al., 2016; Lin et al., 2009).

Cuando la capa o película SiO_x es sometida a altas temperaturas ($T > 700^\circ C$) puede sufrir una separación de fase entre el exceso de Si y el SiO₂, promoviendo la transición del SiO_x a nanopartículas de silicio embebidas en SiO₂. La estequiometría del SiO_x influye algunas de las propiedades del nuevo medio como el tamaño de las nanopartículas, el índice de refracción, la transmitancia, luminiscencia y otras propiedades ópticas. En la literatura se han reportado índices de refracción de nanopartículas de silicio en SiO₂ en el rango de $1.5 < n_f < 1.8$ dependiendo de la cantidad de silicio, y temperatura y tiempo del tratamiento térmico aplicado a la película SiO_x.

Los trabajos reportan la generación de nanopartículas amorfas de Si en SiO_x desde temperaturas alrededor de los $700^\circ C$ y nanocristales de Si en SiO_x cuando se han alcanzado temperaturas alrededor de $1200^\circ C$ (Nicola, 2011; Nesheva et al., 2008). Debido a la dependencia del tamaño y densidad de los nanocristales con la

estequiometría de la capa de SiO_x , es preferible que el perfil de concentración de los iones de silicio implantados sea de tipo escalón y así las propiedades de las nanopartículas sean homogéneas. J. A Moreno (2005) realizó una multi-implantación para formar un perfil escalonado de iones de silicio en sílice, los resultados de la simulación y la caracterización se presentan en la figura 20a. La figura 20b presenta una comparativa de los tamaños promedio de los nanocristales de silicio para diferentes concentraciones, se puede ver que el tamaño pico de los nanocristales aumenta 1 nm para exceso de silicio de 7% a 13%.

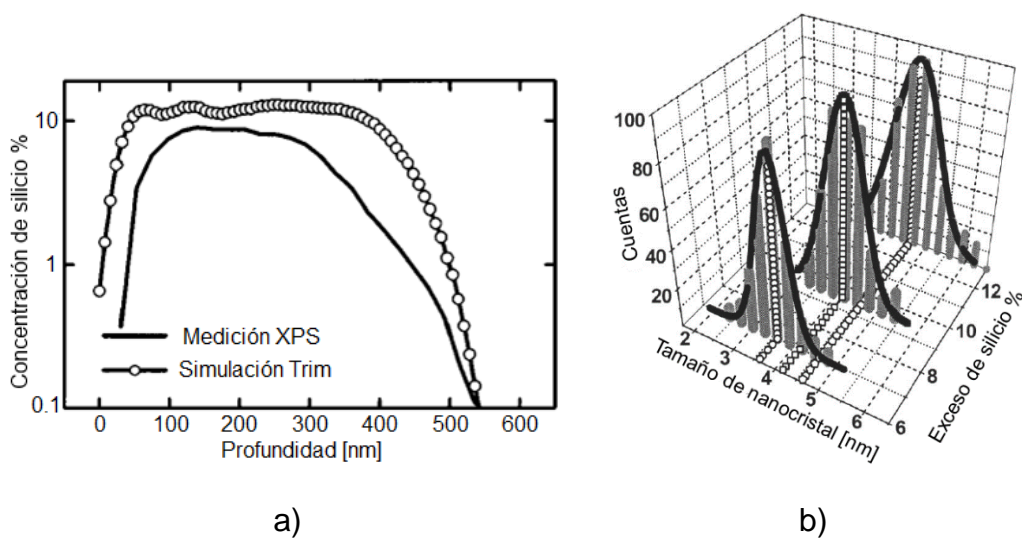


Figura 20. a) Concentración de silicio simulado y medido por XPS, b) distribución del tamaño de nanocristales en función del exceso de silicio (Pellegrino, 2005).

En este trabajo de tesis, las muestras 1 y 2 fueron sometidas a un tratamiento térmico de 1100 °C en una atmósfera reductora (50% N y 50% H) dando lugar a la formación de nanocristales de silicio embebidos en sílice en la región implantada. Pellegrino et al. (2005) realizaron mediciones de fotoluminiscencia en nanocristales de silicio que fueron fabricados en condiciones similares a los nuestros y encontraron picos de fotoluminiscencia alrededor de los 800 nm. Este pico es atribuido a la recombinación de los nanocristales de silicio en esta longitud de onda. En la figura 21, se presenta la

medición de fotoluminiscencia de la muestra 1, al ser excitada con un láser que opera con $\lambda = 326 \text{ nm}$. Se observa un pico con anchura a media altura de 150 nm que se encuentra centrado alrededor de 820 nm . Esto puede ser considerado como evidencia de la presencia de los nanocristales de silicio en nuestra muestra. La caracterización y estudio de las propiedades de guiado óptico son presentados en la sección de resultados y discusión.

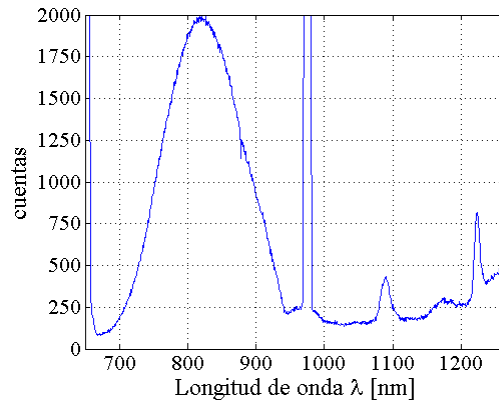


Figura 21. Fotoluminiscencia de la muestra 1.

3.3 Fabricación de guías de onda de canal

Las guías de onda de canal para óptica integrada pueden ser fabricadas por diversos procesos. El tiempo de fabricación, el tamaño y calidad de forma de los canales y los materiales disponibles en el proceso son características propias del método. En este capítulo se describen 2 procesos de fabricación compatibles con nuestro material: evaporar SiO_x a través de una mascarilla y decapado de iones reactivos.

3.3.1 Evaporación con mascarilla metálica

La evaporación térmica es un proceso de fabricación rápido que permite alcanzar estequiometrías del SiO_x en la región $1 < x < 2$ de manera relativamente sencilla. Aunque la evaporación térmica deposita una película homogénea sobre el sustrato, es

posible interrumpir el depósito de la película en regiones estratégicas mediante una mascarilla que obstruya parcialmente el paso de los átomos de vapor al sustrato, ver figura 22.

En este trabajo dividiremos a las mascarillas utilizadas en micro y nanofabricación en 2 tipos: a) mascarillas de deposición y b) mascarillas fijas, de aquí en adelante llamada master. Las mascarillas de deposición son aquellas que no se encuentran fijas al sustrato, típicamente son fabricadas de algún metal que resista el proceso de fabricación en el que participará. Por otro lado, los masters típicamente se depositan sobre el sustrato y con alguna técnica de litografía se le da la geometría requerida.

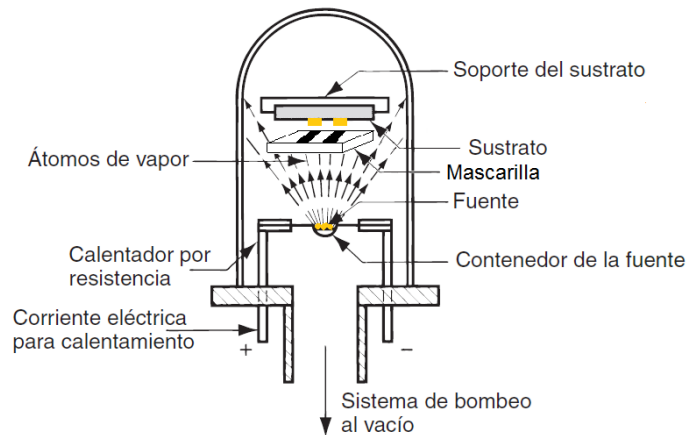


Figura 22. Sistema de evaporación térmica con una mascarilla para la fabricación de canales.

Las mascarillas portables han sido ampliamente utilizadas en la implantación de iones para fabricar guías y componentes de la óptica integrada (Flores, 2008). E. Flores implantó protones de Helio en un sustrato de Nd:YAG y formó guías de onda de canal en este medio activo. La mascarilla que utilizó en el proceso de fabricación, consistió en 3 grupos de 10 canales, cada grupo tiene diferentes anchos: $10\ \mu\text{m}$, $15\ \mu\text{m}$ y $20\ \mu\text{m}$, ver figura 23. De los Reyes (2016) diseñó y fabricó guías de canal con curvaturas implantando iones de plata, cada uno de los 50 canales de la mascarilla tenía una anchura de $8.5\ \mu\text{m}$ y su curvatura puede ser dividida en 5 grupos, ver figura 24. El grupo

A consiste en guías sin curvatura, o sea canales rectos. Los canales del grupo B y C tienen una geometría del tipo *s-bend* con radios de curvatura de 40 mm y 70 mm , respectivamente. Los grupos C y D tienen la geometría de uno de los brazos de la estructura Mach-Zender, con radios de curvatura de 40 mm y 70 mm respectivamente.

En este trabajo se considera que las mascarillas de deposición también pueden ser utilizadas con la evaporación térmica, logrando obstaculizar estratégicamente el traslado del vapor del SiO_x en su camino hacia el sustrato y así permitiendo que la película crezca de acuerdo a la geometría de los huecos de la mascarilla. Esta mascarilla se sujeta mecánicamente al sustrato y sus ventajas son su portabilidad, su reutilización y su robustez mecánica. Estas ventajas pueden permitir la fabricación confiable y reproducible de circuitos ópticos. Por otro lado, las desventajas son la dificultad de alcanzar geometrías menores a $1\ \mu\text{m}$, alto costo de la mascarilla y su dificultad de fabricación por proveedores internacionales. En la figura 25a se muestra un esquema de la estructura utilizada en este trabajo para fijar mecánicamente la mascarilla sobre el sustrato. El portamascarillas consiste en una base donde se inserta el sustrato y una tapa con ventana que sujeta la mascarilla contra el sustrato. La figura 25b y 25c presentan la base y tapa de aluminio del portamascarillas y la estructura final ensamblada, respectivamente.

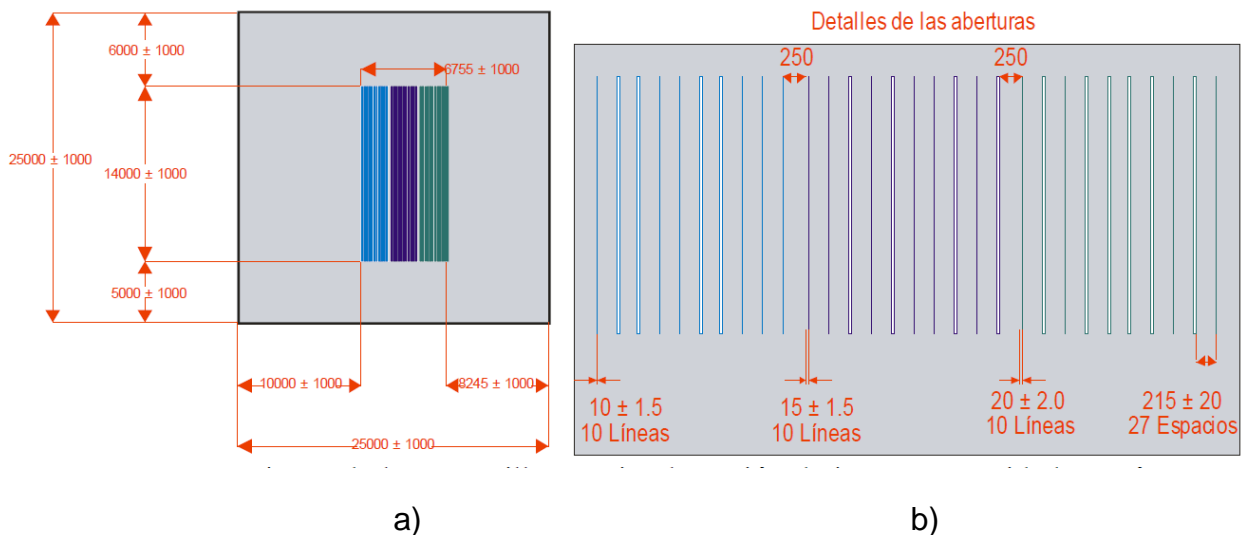


Figura 23. Mascarilla metálica I (Flores, 2008), a) dimensiones generales de la mascarilla, b) información dimensional de los canales de la mascarilla.

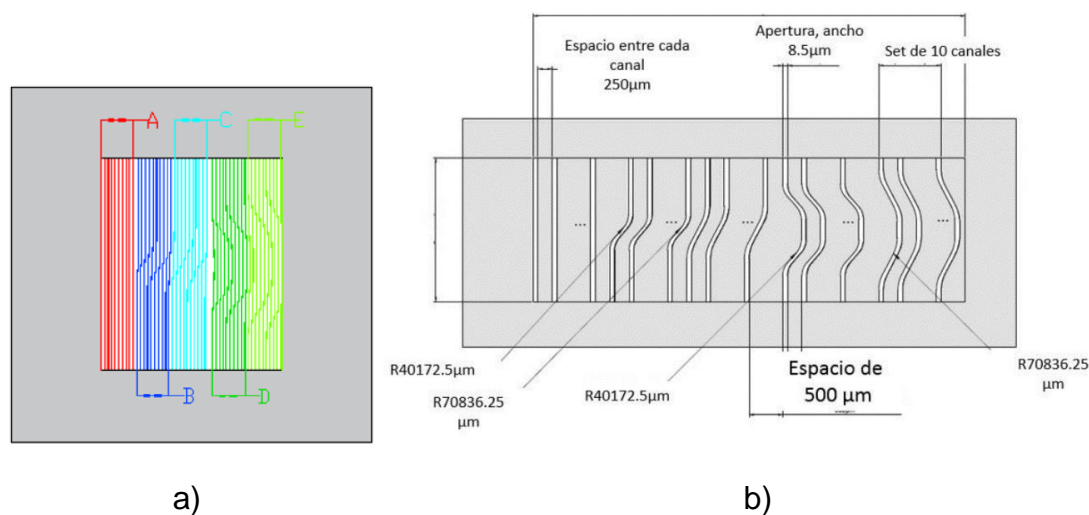


Figura 24. Mascarilla metálica II del trabajo de De los Reyes (2016), a) vista superior de la mascarilla. b) información dimensional de los canales de la mascarilla.

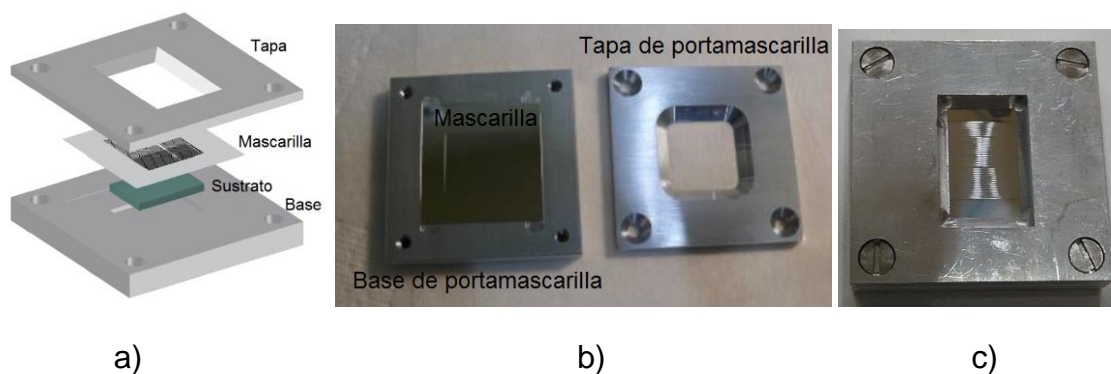


Figura 25. Portamascarillas, a) dibujo que muestra el orden de la estructura, b) base con mascarilla y tapa del portamascarillas (De los Reyes, 2016) y c) estructura ensamblada y asegurada.

Varias guías de canal fueron fabricadas usando la mascarilla de Flores, de aquí en adelante referida como mascarilla I. El procedimiento consistió en tomar una guía de onda plana (la F13, $n = 1.51$ y $f = 993 \text{ nm}$) y depositar SiO_x , a través de la mascarilla I en una atmósfera altamente oxidante, promoviendo así la estequiometría $x = 2$. La

estructura resultante es llamada guía de onda de canal y difiere de la guía de onda plana en que la cubierta es un canal angosto cuyo índice de refracción es menor al núcleo ($n = 1.47$, medido por elipsometría), ver figura 26. Este canal promueve el confinamiento lateral del campo eléctrico en la guía de onda.

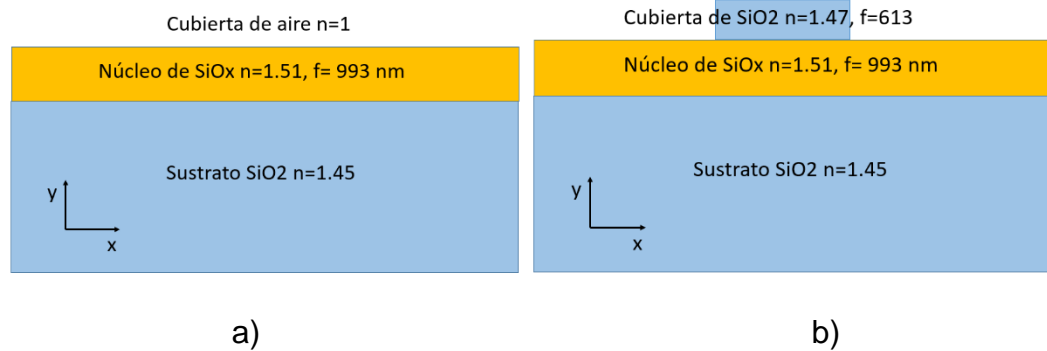


Figura 26. a) Guía de onda plana, basada en F13. b) Guía de onda de canal formada con la mascarilla I.

En la figura 27 se presentan imágenes de microscopía óptica de las guías de canal, se observa que el ancho de los canales es similar al valor nominal de las aberturas de la mascarilla, $10 \mu m$, $15 \mu m$ y $20 \mu m$.

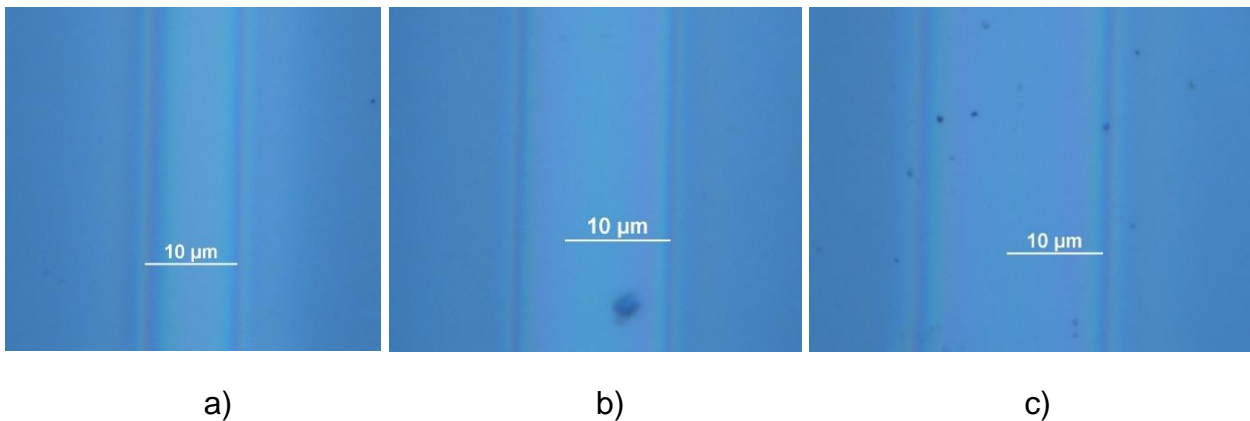


Figura 27. Imágenes de guías de onda de canal de : a) $10 \mu m$, b) $15 \mu m$ y c) $20 \mu m$.

El método de fabricación de guías de canal usando mascarillas portables demostró ser viable con la infraestructura de nuestra institución y rápido una vez teniendo la mascarilla. Incluso, se pueden considerar otras configuraciones donde se deposite

material SiO_x de la misma estequiometría que el núcleo a través de la mascarilla (ver figura 28a) o guías de onda de canal puro depositando el núcleo de SiO_x través de la mascarilla, ver figura 28b. Por otro lado, en guías de onda se busca que los canales tengan rugosidades mínimas para evitar pérdidas por esparcimiento. En la literatura no se han encontrado reportes respecto a la calidad en la geometría de guías de onda fabricadas por este proceso. Más aún, no se han encontrado guías de onda de canal fabricadas con evaporación térmica y una mascarilla portable. Por lo general, el método para fabricar la geometría de las guías de onda de canal en óptica integrada consiste en aplicar el decapado iónico reactivo con un master fijo sobre el núcleo, cuyos detalles serán presentados en la siguiente sección.

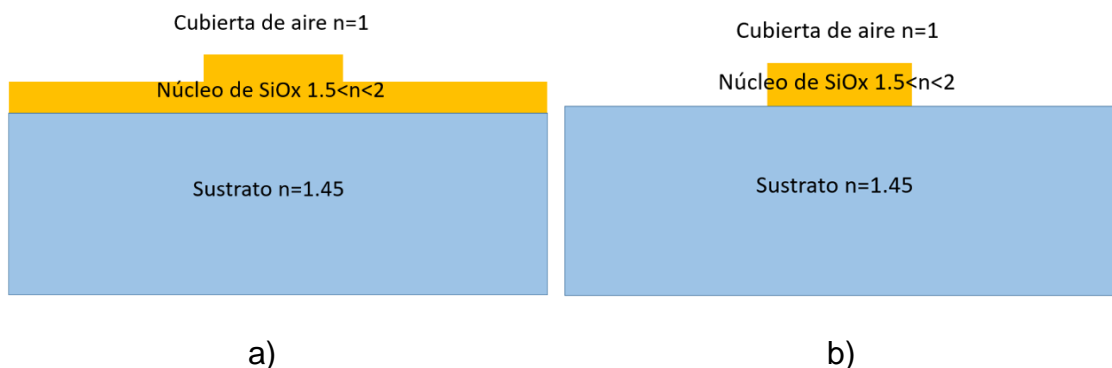


Figura 28. Guías de onda, a) tipo costilla, b) tipo canal saliente.

3.3.2 Decapado iónico reactivo

El decapado iónico reactivo consiste en atacar químicamente un material para removerlo. En este caso se atacará una película SiO_x . Típicamente se utilizan mascarillas fijas para proteger regiones estratégicas del ataque químico y evitar la remoción indeseada del material, ver figura 29. Este proceso es ampliamente utilizado en la electrónica y óptica integrada para dar la geometría a dispositivos de micro y nanodimensiones. En este trabajo se propone utilizar el decapado iónico reactivo con una mascarilla fija para generar los canales de la guía de onda. El proceso consiste en depositar una película de SiO_x que actuará como núcleo de la guía de onda, figura 29a. Después, colocar una mascarilla con la geometría lateral deseada, figura 29b. Aplicar el

bombardeo de iones con tetrafloruro de carbono, CF_4 , que la literatura indica que es reactivo con el SiO_x (figura 29c) y finalmente retirar la mascarilla, figura 29d.

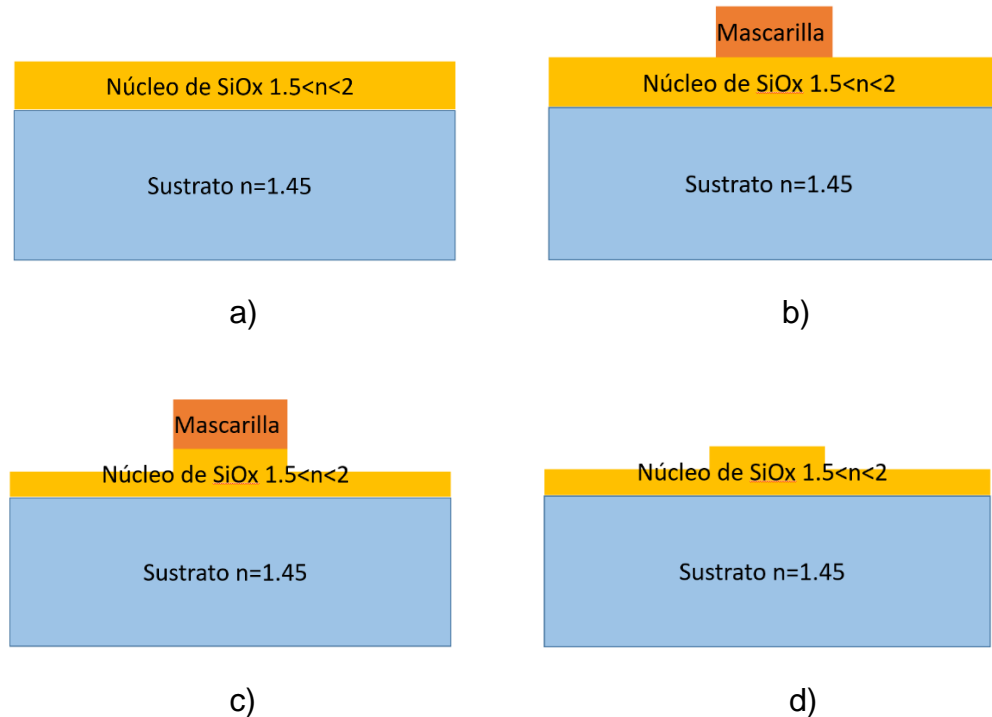


Figura 29. Proceso de fabricación de guías de canal con decapado iónico reactivo, a) depósito de núcleo, b) colocación de mascarilla, c) ataque iónico reactivo y d) remoción de mascarilla.

Con este proceso de fabricación se pueden fabricar estructuras con tamaños laterales del orden de hasta decenas de nanómetros y radios de curvatura del mismo orden. La desventaja es que la remoción del material se limita a cientos de nanómetros, lo que en nuestro caso producirá guías de onda de canal con un escalón pequeño, ver figura 29d.

En este trabajo se pretendió explorar este proceso de fabricación para aprovechar sus ventajas y proponer guías de onda de canal con anchos y alturas menores a 1 micrómetro, o sea guías submicrón. La mascarilla fija no puede ser fabricada con estas dimensiones mediante litografía óptica, pues se no cuenta con la resolución necesaria. La litografía electrónica es una técnica que permite desarrollar mascarillas de hasta 20 nm de ancho físico y radios de curvatura del mismo orden. La desventaja es que

requiere un tiempo de fabricación prolongado ya que el haz de electrones hace barridos en áreas de $100 \times 100 \mu m$, por ejemplo se encontró que para fabricar 10 guías de onda de $10 mm$ de longitud y $1 \mu m$ de ancho físico, el tiempo de escritura electrónica es de 8 horas. El proceso de fabricación de la mascarilla es el siguiente:

- 1) La película SiO_x es lavada con un chorro de agua, acetona y alcohol isopropílico y después se seca con aire comprimido.
- 2) Se deposita una resina tipo positivo, que es una película a base del polímero PMMA de $200 nm$ de espesor, usando el proceso de centrifugado a una velocidad de $3000 rpm$ y una aceleración de $4000 rpm/s$ durante 30 segundos.
- 3) Se mete al horno durante 3 horas para cambiar al PMMA de estado líquido a sólido.
- 4) Se le aplican $20 nm$ de un polímero conductor, Spacer 300Z, por deposición por centrifugado con una velocidad de $3000 rpm$ y una aceleración de $4000 rpm/s$ durante 30 segundos, para evitar que las películas se carguen eléctricamente cuando se someta al proceso de grabado con el haz de electrones.
- 5) Se calienta en una parrilla 5 minutos a $50^\circ C$. Después se hace la escritura por haz de electrones con la geometría deseada.
- 6) Se remueve el polímero conductor con agua deionizada, se introduce la muestra en un revelador para PMMA y se detiene el revelado con alcohol isopropílico.

Al ser una resina positiva, la parte que fue irradiada por electrones será removida, obteniendo así un inverso de la mascarilla que se requiere. Por lo que después se depositó, con una evaporación por cañón de electrones, aluminio y finalmente se removió el PMMA restante con acetona, dejando una mascarilla fija de aluminio con la geometría de las guías de onda que se deseaban proteger del ataque iónico reactivo. Los resultados de microscopia óptica revelaron que la calidad de los canales de aluminio no era la adecuada para proceder a la fabricación de las guías de onda de canal, ya que estas

requieren rugosidades mínimas en las paredes laterales. Por lo tanto, se procedió a cambiar de resina positiva a resina negativa y así evitar la evaporación de aluminio para generar la mascarilla. El procedimiento en este caso ahora consiste en depositar un químico llamado "HDMS" para mejorar la adherencia de la resina negativa maN-2403, depositada por un proceso de centrifugado. Se deposita el polímero conductor y se hace la escritura por haz de electrones. Al revelar se obtiene directamente la mascarilla fija sobre la película de SiO_x que puede ser atacada por iones reactivos. Un detalle interesante es que la resina el maN-2403 también puede ser utilizada en el proceso de implantación de iones, por lo que se pudiera depositar esta mascarilla sobre un sustrato de sílice e implantar iones de Si para generar guías de onda de SiO_x embebidas en sílice.

El poder dominar la fabricación de estas mascarillas y el ataque iónico reactivo puede potencialmente permitir fabricar circuitos ópticos integrados de dimensiones menores a 1 micrómetro. Actualmente se está trabajando en perfeccionar los parámetros de la escritura electrónica para el desarrollo de las guías de onda analizadas en la sección de resultados, por lo que se considera que su fabricación va más allá de los límites de esta tesis y será un trabajo a futuro.

Capítulo 4. Resultados y discusión

En esta sección se presentan las propiedades ópticas de las muestras fabricadas por evaporación térmica e implantación de iones. Además, se presentan las propiedades de guiado de onda de las muestras fabricadas y se comparan con los resultados simulados. Basados en estos resultados, se discute la relevancia del trabajo actual y se proponen mejoras en la fabricación y posibles puntos de interés para un trabajo a futuro.

4.1 Propiedades ópticas del SiO_x

4.1.1 Transmitancia

En esta sección se presentan los resultados de espectrofotometría de las películas de SiO_x y son mostrados en la figura 30. La transmitancia de estas películas presenta un corrimiento hacia el NIR atribuido a la cantidad de silicio en la muestra. En la figura 30a se puede ver que el sustrato de vidrio (BK₇) tiene poca transmitancia en el ultravioleta ($\lambda \sim 300 \text{ nm}$). Observando las demás curvas y comparando, se puede ver un corrimiento en la orilla de absorción desde el UV hacia el visible, debido al incremento del silicio en la película. O sea, las películas con mayor cantidad de silicio, por ejemplo F1, tienen poca transmitancia en $\lambda \sim 400 \text{ nm}$.

Por otro lado, las oscilaciones en las curvas de transmitancia se deben a efectos de interferencia por reflexiones múltiples. La densidad óptica es presentada en la figura 30b, se observa la misma tendencia, o sea un corrimiento en las curvas debido a la cantidad de silicio de la muestra.

En la figura 31 se muestra el espectro de transmitancia de las muestras 1 y 2 fabricadas por implantación de iones y un sustrato blanco de sílice. El sustrato de sílice presenta una transparencia de alrededor del 90% en la región espectral $200 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$, lo cual permite concluir que la muestra 1 presenta una fuerte absorción en el ultravioleta, empezando la zona de transparencia alrededor de los 500 nm . Por otro

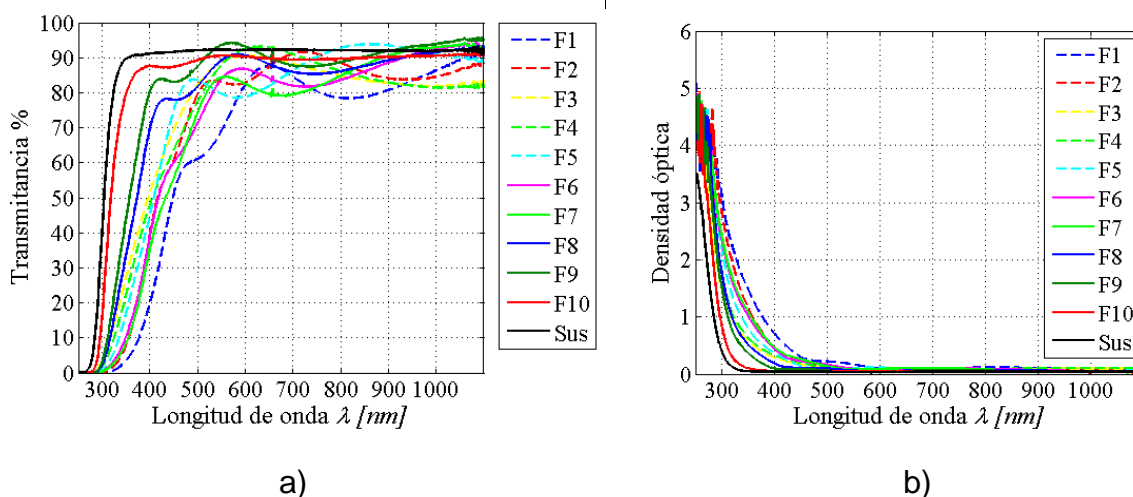


Figura 30. Espectro de a) transmitancia y b) densidad óptica de las películas F1-F10 y el sustrato de vidrio sodico-cálcico.

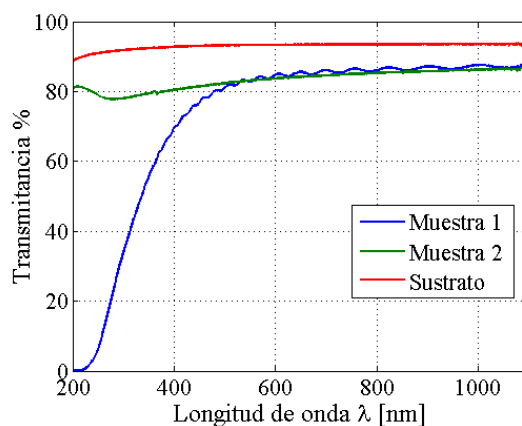


Figura 31. Espectro de Transmitancia de las muestras obtenidas por implantación de iones: muestra 1, muestra 2 y sustrato de sílice.

lado, en la curva de la muestra 2 se observa transmitancia alrededor del 80% en el ultravioleta. La absorción en el ultravioleta de la muestra 1 y 2 está directamente atribuida a la estequiometría del material. La muestra 1 que fue fabricada con una dosis de implantación mayor contiene más silicio y por lo tanto su espectro de transmitancia tiende a ser similar al SiO. Por otro lado la muestra 2 fue fabricada con una dosis de implantación menor y consecuentemente contiene menos silicio en su composición. Es interesante notar que el número de oscilaciones en el espectro de transmitancia de la muestra 1 es

mayor que el de los espectros presentados en la figura 30, esto se debe al mayor espesor de la muestra 1.

4.1.2 Elipsometría

La elipsometría es una técnica que permite calcular propiedades ópticas de un material en base a cambios en la polarización de la luz reflejada por la muestra, ver figura 32. Ofrece ventajas como: mediciones rápidas, es una técnica no destructiva, abarca un área significativa de la muestra (orden de milímetros) y puede ser aplicada en monitoreo in situ. Las desventajas son la dificultad de caracterizar coeficientes de absorción bajos ($\alpha < 100 \text{ cm}^{-1}$) y es una medida indirecta que necesita un modelo óptico y un modelo de función dieléctrica para dar un significado e interpretación a las mediciones.

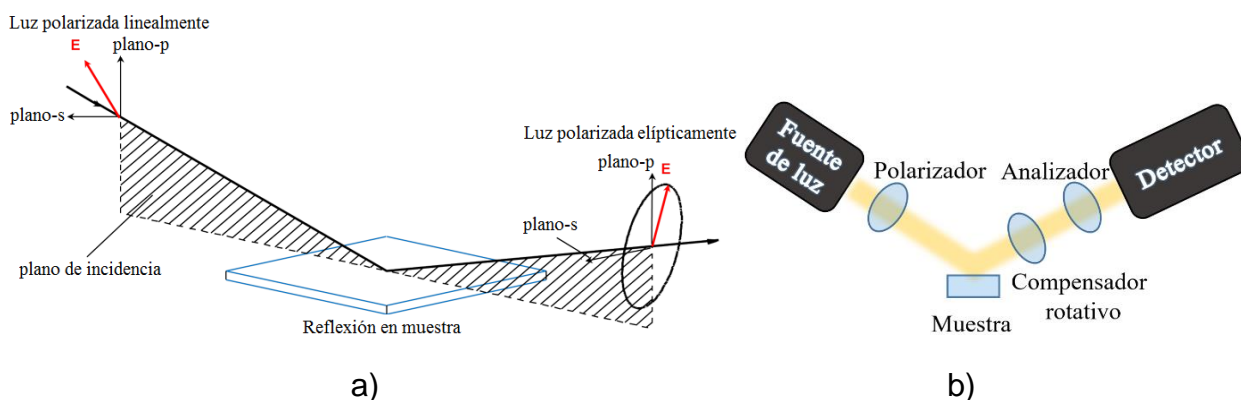


Figura 32. Luz reflejada en un material cambia su estado de polarización dependiendo de sus propiedades ópticas.

La elipsometría fue usada por primera vez por P. Drude (1987) y aunque el principio de operación es el mismo, en la técnica han surgido variaciones al medir los cambios en la polarización reflejada por el material: Elipsometría por rotación de analizador (RAE, por sus siglas en inglés), elipsometría por rotación de compensador (RCE, por sus siglas en inglés), elipsometría por rotación de polarizador (RPE, por sus siglas en inglés), entre otras. En este trabajo se utilizó la técnica RCE (ver figura 32b) que

consiste en incidir luz polarizada en el material y mediante la rotación de un compensador se obtiene la razón entre los coeficientes de reflexión r_s y r_p , que corresponden a la polarización s y p, respectivamente. El cambio de amplitud y fase entre la onda polarizada s y la onda polarizada p es expresada en función de los coeficientes de reflexión:

$$\tan(\psi) e^{i\Delta} = \frac{r_s}{r_p}, \quad (48)$$

donde el coeficiente ψ es la razón de amplitud entre los coeficientes de reflexión y Δ es la diferencia de fase de la luz reflejada s y p. Si la estructura analizada es simple, ψ representa al índice de refracción mientras que Δ , representa a el coeficiente de extinción. En la figura 33 se observa una traza típica de elipsometría. Los 3 pares de curvas ψ, Δ corresponden a ángulos variables de incidencia de 55° , 65° y 75° . El uso de diferentes ángulos proporciona mayor fidelidad al procesar los espectros. El espectro de los coeficientes se asocia a un modelo óptico, que en nuestro caso es una película SiO_x y un sustrato de sílice o BK7. Después, se propone un modelo de función dieléctrica que considere las características esperadas de la película, por ejemplo para películas transparentes se utilizan modelos como de Sellmeier o Cauchy y para películas que absorben, los de Tauc-Lorentz y Cody-Lorentz. Aunque la mayoría de estos modelos se encuentran basados en el oscilador de Lorentz, existen otros modelos que encuentran su aplicación en casos particulares. El siguiente paso consiste en ajustar los parámetros del modelo de función dieléctrica para que las curvas calculadas de los coeficientes ψ, Δ correspondan a las obtenidas en elipsometría, si el ajuste es bueno habrá un bajo error cuadrático medio (MSE, por sus siglas en inglés). La discrepancia entre las curvas medidas y las obtenidas en el modelo, es introducida principalmente por la mala elección de las características de la película, por ejemplo, no considerar rugosidad, la característica de gradiente del material o la depolarización de la luz incidente; errores de MSE con valor menor a 20 son aceptables, pero cada análisis deberá considerar su tolerancia de acuerdo a la naturaleza de la medición.

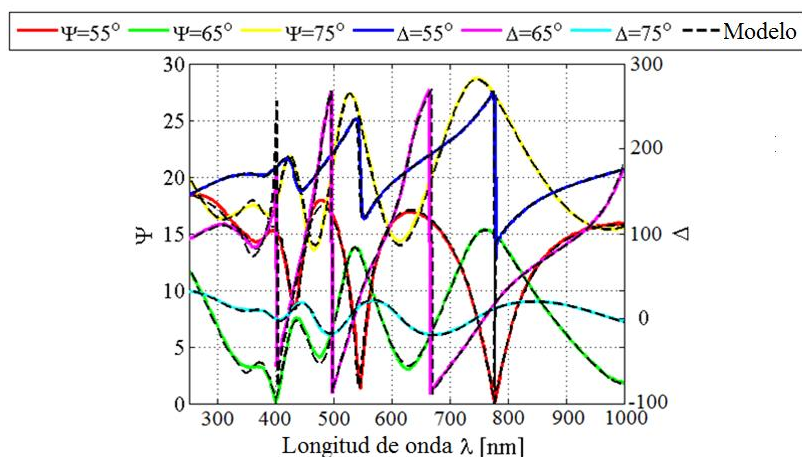


Figura 33. Curvas típicas de los coeficientes elipsométricos de amplitud y fase con un ajuste con modelo de Lorentz (Salazar, et al., 2016).

En este trabajo se obtuvieron las mediciones en un elipsómetro m-2000 J. A. Woollam (ver figura 34) que tiene la capacidad de obtener curvas ψ, Δ en la región espectral de $245 \text{ nm} < \lambda < 1000 \text{ nm}$. Mediante el software Complete EASE se ajustaron los datos medidos con nuestro modelo óptico y usando la función de dispersión de Cody-Lorentz desarrollado por Ferlauto, et al. (2002), que modela la absorción principal de materiales amorfos usando una línea Lorentziana con forma expandida con cero absorción bajo una banda de energía prohibida definida (Woollam, 2011).



Figura 34. Elipsómetro m-2000 J. A. Woollam Co., Inc.

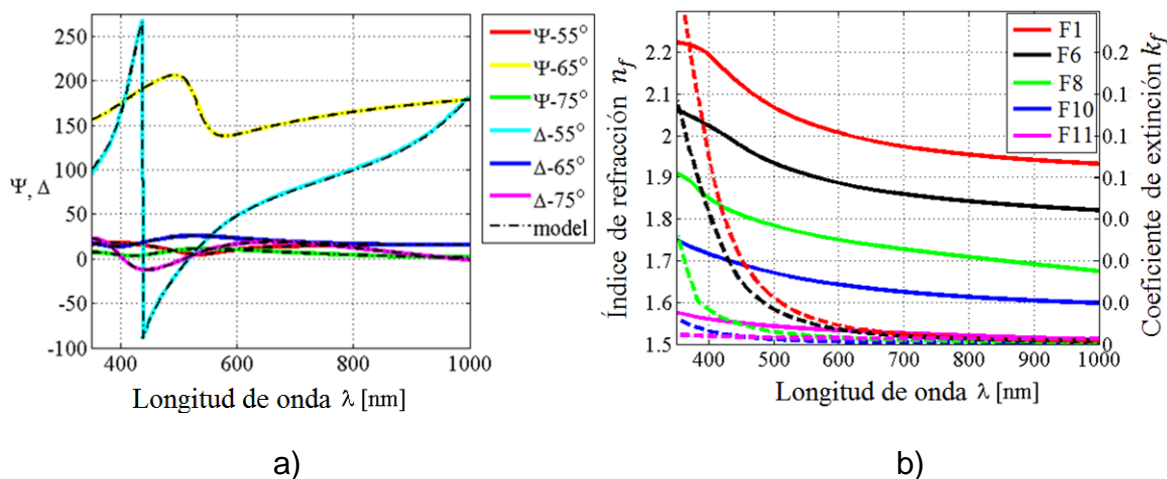


Figura 35. a) Parámetros elipsométricos Ψ y Δ de la muestra F8 ajustados usando el modelo Cody-Lorentz, b) índice de refracción (líneas continuas) y coeficiente de extinción (líneas punteadas) de las películas F1, F6, F8, F10, y F11.

En la figura 35a se muestra el ajuste de las curvas experimentales obtenidas por elipsometría para la película F8 y el modelo de función dieléctrica Cody-Lorentz. En particular, el ajuste se obtuvo con un buen MSE de 3.0, que da certeza a los valores del espesor físico de la película e índice de refracción en el rango espectral que reportamos.

En la figura 35b se muestran las curvas de dispersión de las películas F1, F6, F8, F10 y F11 obtenidas después del ajuste al modelo Cody-Lorentz. El índice de refracción tiende a disminuir al aproximarnos a la región del NIR, este comportamiento en la región óptica es típico de los dieléctricos. El coeficiente de extinción k_f presenta el mismo comportamiento, es decir, se espera una menor absorción de la luz en esa región del espectro. Además, el índice de refracción entre las películas cambia debido a la modificación en la estequiometría SiO_x ($1 < x < 2$) inducida durante el proceso de deposición. Al introducir oxígeno ultrapuro en la cámara o variar la velocidad de deposición, se logra una oxidación en la película que permite la transformación de un material base SiO a SiO_2 ; cuando la estequiometría de la película se aproxima a SiO_2 presenta también semejanza en sus propiedades ópticas, por ejemplo reducción en el índice de refracción y menor absorción óptica en el rango del visible. La modulación del

índice de refracción (p.ej. $1.5 < n_f < 2$ en el visible) permite un diseño flexible de guías de onda con núcleo de dimensiones menores a 1 micrómetro que operen en el visible y cercano infrarrojo partiendo del SiO como material base. La tabla 3 presenta los índices de refracción calculados por elipsometría en el visible. El MSE introducido en la medición de las películas se mantuvo en una región de confianza (menor a 10), y la variación se debe a que cada película necesita diferentes coeficientes en los parámetros del modelo de función dieléctrica, de acuerdo a su estequiometría. Además, para algunas películas se obtuvo un mejor ajuste al considerar en su modelo óptico un índice de gradiente. Se cree que este comportamiento se debe a desajustes en la presión y velocidades en la cámara mientras se deposita la película. En la siguiente sección se presentará el cálculo de la estequiometría a partir del índice de refracción con el modelo de Drude.

Tabla 3. Índices de refracción medido y calculado para películas SiO_x operando a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Las películas F1-F10 SiO_x fueron depositadas en sustratos de vidrio BK7 ($n_s = 1.51$), mientras que F11-F13 en sustratos de sílice fundido ($n_s = 1.457$).

Película	Medido						Calculado	
	f [nm]	x	n_f	Modo	n_e^{TE}	n_e^{TM}	n_e^{TE}	n_e^{TM}
F1	304	1.01	1.99	0	1.86	1.79	1.86	1.8
				1	1.51	-	1.51	-
F2	217	1.16	1.89	0	1.72	1.64	1.72	1.65
F3	149	1.1	1.93	0	1.64	1.54	1.64	1.54
F4	151	1.5	1.96	0	1.68	1.56	1.67	1.55
F5	237	1.14	1.9	0	1.73	1.65	1.72	1.65
F6	300	1.19	1.87	0	1.75	1.69	1.74	1.69
F7	277	1.11	1.92	0	1.79	1.72	1.78	1.72
F8	333	1.41	1.74	0	1.65	1.61	1.64	1.61
F9	311	1.43	1.73	0	1.61	1.58	1.61	1.58
F10	323	1.62	1.63	0	1.52	1.51	1.54	1.53
F11	712	1.83	1.53	0	1.49	1.49	1.49	1.49
F12	755	1.83	1.53	0	1.49	1.49	1.5	1.49
F13	993	1.87	1.51	0	1.49	1.49	1.49	1.48

4.1.3 Estequiometría de la película SiO_x

La estequiometría de la película SiO_x puede ser evaluada a partir de sus propiedades ópticas y usando un modelo teórico apropiado como el modelo de Lorentz, Drude o Bruggeman. En esta tesis se considera que las películas delgadas de SiO_x se pueden considerar como un compuesto del tipo SiO-SiO₂ y el modelo de Drude puede ser usado para encontrar la relación entre las fracciones de volumen en el SiO_x y el índice de refracción, usando la siguiente fórmula (Lee et al., 2006):

$$n_f^2 = n_{SiO_2}^2 f_{SiO_2} + n_{SiO}^2 f_{SiO}, \quad (49)$$

donde n_f es el índice de refracción de la película SiO_x, f_{SiO_2} y f_{SiO} son las fracciones atómicas de cada componente y n_{SiO_2} y n_{SiO} son los índices de refracción del SiO₂ y SiO.

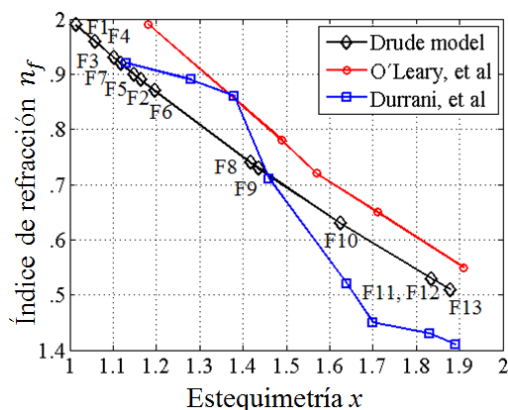


Figura 36. Relación entre el índice de refracción del material SiO_x y su estequiometría obtenida por el modelo de Drude.

La figura 36 muestra los índices de refracción de las películas SiO_x en función de la estequiometría dada por el factor x , obtenida en este proceso. Para comparación, curvas similares obtenidas de los trabajos de Durrani et al. (2003) y O'Leary et al. (1987), también son presentadas en la gráfica. O'Leary calculó el índice de refracción desde un modelo basado en el espectro de transmitancia y la estequiometría fue obtenida por espectroscopia de fotoelectrones emitidos por rayos X (XPS), mientras que en el trabajo

de O'Leary el índice de refracción y la estequiometría fueron obtenidos por elipsometría y retroesparcimiento Rutherford (RBS) respectivamente. Los diamantes en la curva del modelo de Drude representan los valores estequiométricos calculados a partir de los índices de refracción particulares de las películas F1-F13. Una tendencia general es que el índice de refracción se incrementa con la disminución de x . Cuando x tiende a 1, el índice de refracción del material tiende al del SiO, este es el caso para las películas F1-F5, donde el contenido de oxígeno en la cámara era solamente el residual y en consecuencia la oxidación en la película se puede despreciar. Caso contrario, cuando el oxígeno es introducido en la cámara para las películas F6-F13, el índice de refracción tiende a decrecer debido al incremento en el contenido del oxígeno en las películas SiO_x, resultando en la modulación del índice de refracción del SiO_x en un amplio rango, desde ~1.5 hasta 1.9.

4.2 Guías de onda planas

La capacidad de modulación en las propiedades ópticas de las películas SiO_x ofrece una gama de materiales que permiten el diseño de guías de onda en el visible y NIR. En esta sección se explorarán teórica y experimentalmente las características de las guías de onda planas que pueden ser obtenidas con las propiedades del material SiO_x ($1 < x < 2$). Algunas características importantes de las guías de onda como corte modal, índice efectivo, birrefringencia, confinamiento y pérdidas por propagación son presentadas como el primer paso hacia el diseño de guías de onda con aplicaciones en dispositivos fotónicos. Los resultados obtenidos indican que el SiO_x tiene el potencial para ser usado en guías de onda de canal en la región espectral visible-NIR.

4.2.1 Análisis de la longitud de onda de corte

La mayoría de los dispositivos de la óptica integrada que basan su operación en guías de onda trabajan en el régimen monomodal. La estructura de la guía de onda plana

influye directamente en el número de modos que podrán ser excitados; cada modo es una solución a la ecuación de dispersión (20). De la ecuación (25) podemos obtener el factor de corte f/λ que nos permite encontrar el corte del modo m en función del espesor del núcleo y la longitud de onda de operación:

$$\frac{f}{\lambda} = \frac{m\pi + \tan^{-1} \left(\frac{(n_s^2 - n_c^2)}{(n_f^2 - n_c^2)} \right)}{2\pi \sqrt{n_f^2 - n_s^2}} \quad (50)$$

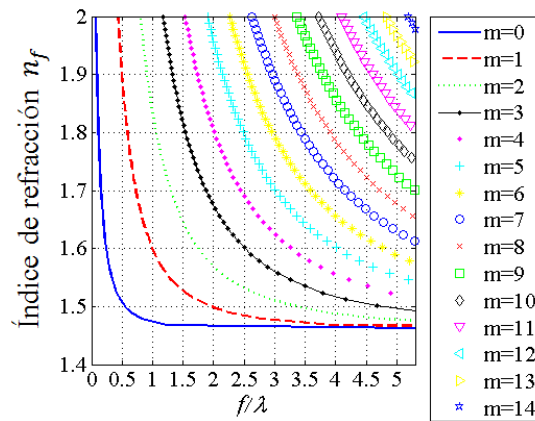


Figura 37. Curvas de corte modal en función del índice de refracción del núcleo y el factor f/λ .

En la figura 37 se grafican 14 curvas que representan el mínimo de índice de refracción y/o factor de corte f/λ requerido para soportar el modo m en una estructura con sustrato de sílice $n_s = 1.457$ y cubierta de aire $n_c = 1$. Por ejemplo, si se requiere una guía que soporte el modo 3 cuando el núcleo tiene un índice $n_f = 1.6$, el factor f/λ debe ser ~ 2 ; si se opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ el espesor del núcleo deberá ser $f \sim 1265 \text{ nm}$. Un análisis similar muestra que para la operación monomodo de esta película con índice $n_f = 1.6$, el factor de corte deberá ser $0.3 < f/\lambda < 1$.

La figura 38a y 38b muestran las curvas de corte en función del índice de refracción y el espesor del núcleo cuando se está operando con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y $\lambda = 1550 \text{ nm}$, respectivamente. Se puede observar que la estructura de la guía de onda SiO_x opera en el régimen monomodal por debajo del tamaño del núcleo de una fibra óptica, esto se debe al contraste entre el sustrato y el núcleo. Es decir a mayor valor de índice de refracción en el núcleo, menor es el espesor requerido para confinar el modo m . Por ejemplo una guía de onda con un índice de refracción de 1.8 que trabaja con $\lambda = 1550 \text{ nm}$ operará en el régimen monomodal si se fabrica con un espesor desde 200 nm hasta 900 nm . Mientras que una guía de onda con núcleo de $n_f = 1.6$ requiere un espesor mínimo de 400 nm para confinar el modo fundamental.

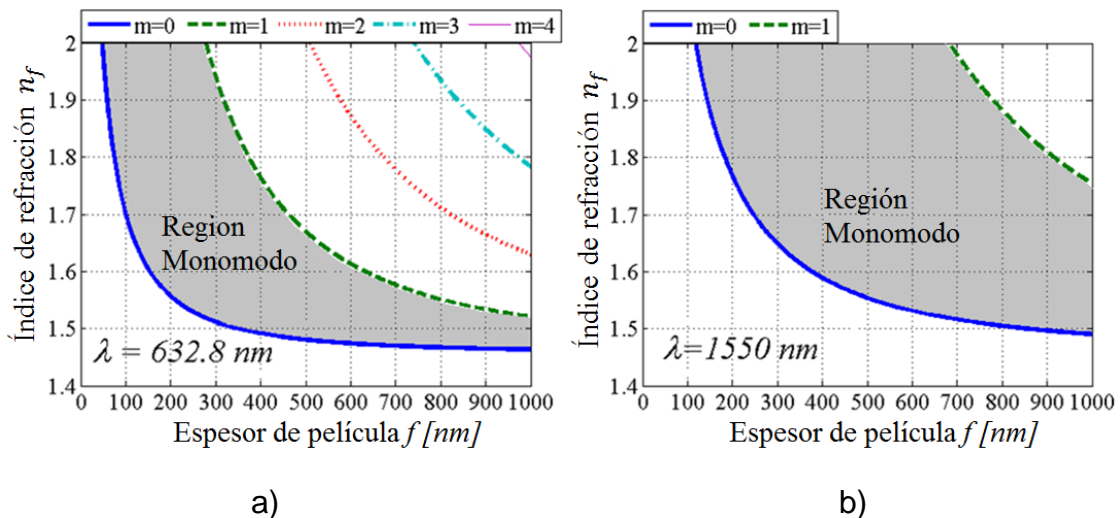


Figura 38. Curvas de corte modal en función del índice de refracción del núcleo y el espesor de la película. Operando en a) el visible ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$) y b) NIR ($\lambda = 1550 \text{ nm}$).



Los análisis de longitud de onda de cortes han demostrado la capacidad del material de potencialmente poder alcanzar la propagación monomodal cuando el núcleo tiene espesor menor a 1 micrómetro, esto es un tamaño 10 veces menor al núcleo de una fibra óptica monomodal. Aunque el análisis de corte prueba que hay confinamiento de la luz en el núcleo, la distribución modal puede ser no deseada. El análisis presentado en las siguientes secciones, permitirá hacer un estudio completo del diseño de la guía de onda SiO_x .

4.2.2 Índice efectivo

Como se ha discutido en secciones anteriores el índice de refracción del SiO_x puede tomar valores entre $1.457 < n_f < 2$. Con el propósito de hacer un estudio completo del material SiO_x en la región $1 < x < 2$, se propusieron 5 guías de onda planas: Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 cuyos valores de los índices de refracción de los núcleos fueran representativos del SiO_x (ver tabla 4). Las propiedades de guiado óptico fueron simuladas y los resultados se presentan a continuación.

El índice efectivo es un parámetro importante en el diseño de guías de ondas y puede ser considerado como el índice de refracción que experimenta el modo de propagación al viajar confinado en la guía de onda. Esto está relacionado con la constante de propagación por $\beta = k_f n_e$ y puede ser obtenido al resolver la ecuación de dispersión. Utilizando los datos de la tabla 4 y la ecuación (25), se han calculado las curvas de índice efectivo en función del factor f/λ . El índice efectivo para la luz confinada en el núcleo toma valores $n_s < n_e < n_f$. Si $n_e < n_s$ se considera que la luz no está confinada en el núcleo y se propaga como un modo radiado en el sustrato. Por otro lado, $n_e > n_f$ es un caso que no puede ser obtenido matemáticamente al solucionar la relación de dispersión.

Tabla 4. Guías de onda planas propuestas para estudiar el rango potencial del SiO_x .

Guía de onda	n_f	n_s	n_c	γ	Símbolo
Wg1	1.48	1.457	1	16.62	
Wg2	1.5	1.457	1	8.83	
Wg3	1.65	1.457	1	1.87	
Wg4	1.8	1.457	1	1.00	
Wg5	2	1.457	1	0.59	

En la figura 39a y 39b se muestran las curvas del índice efectivo para los modos 0 y 1 respectivamente. El corte de cada modo se encuentra en $n_e = n_s$ (línea negra punteada).

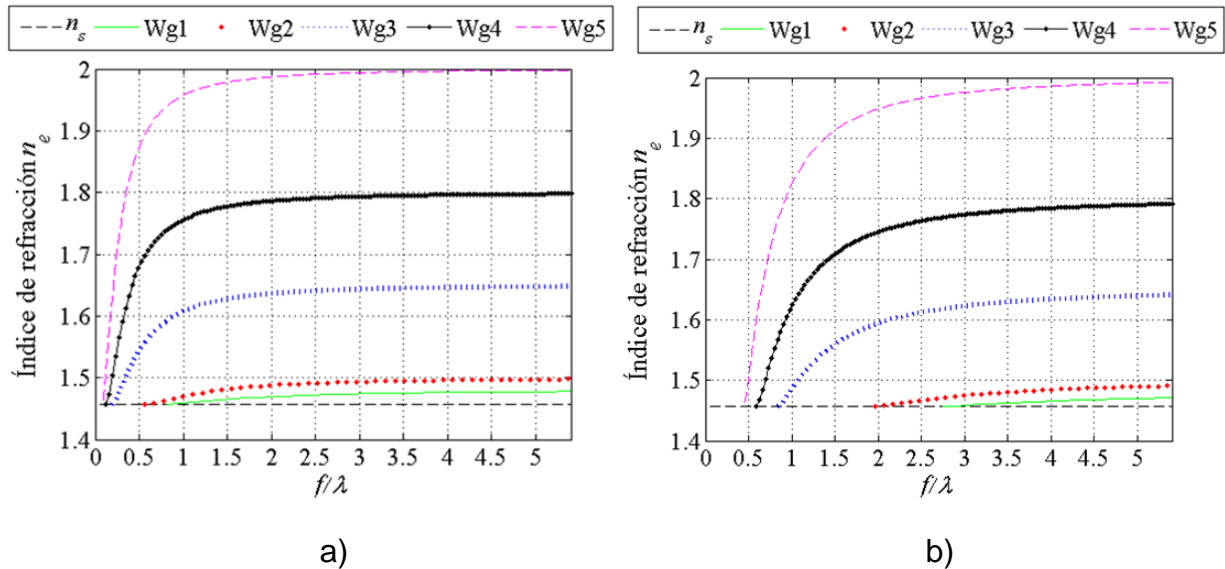


Figura 39. Índice de refracción efectivo n_e para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 en función de f/λ : a) modo 0 y b) modo 1.

La medición del índice de refracción efectivo para las guías SiO_x puede ser realizada por una técnica de acoplamiento por prisma de alto índice de refracción (ver figura 40). En esta técnica, se hace incidir luz en la región de contacto óptico entre la base de un prisma con alto índice de refracción y la película a diferentes ángulos de incidencia y se analiza la luz reflejada con un fotodiodo. Cuando el haz de luz incide en el ángulo de acoplamiento de la luz con la guía de onda (película), la luz se acopla por medio de tunelaje óptico y viaja a través de la guía de onda, manifestándose una disminución abrupta en la luz capturada por el fotodiodo (ver figura 41).

Najafi (1992) presenta la ecuación que relaciona el ángulo de incidencia a la película con el índice efectivo de la luz acoplada:

$$n_{e_m} = n_p \sin \left[\sin^{-1} \left(\frac{\theta_m}{n_p} \right) + A \right], \quad (51)$$

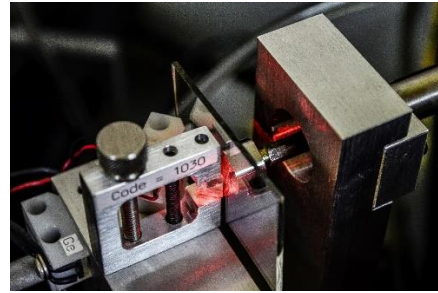
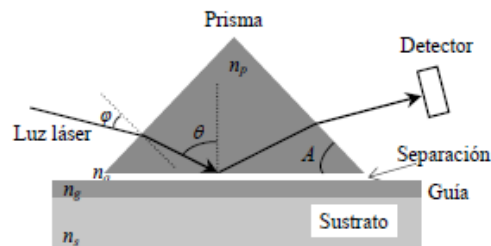


Figura 40. Arreglo óptico para determinar el índice efectivo mediante la técnica de acoplamiento por prisma.

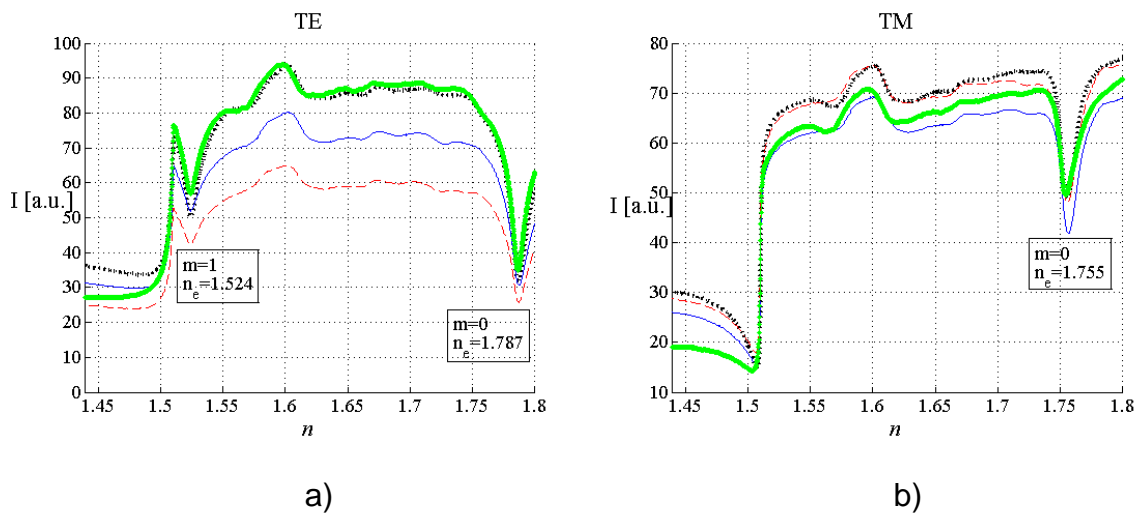


Figura 41. Curvas típicas obtenidas experimentalmente al variar el ángulo de incidencia al sistema prisma-película, a) Modo 0 y 1 TE y b) Modo 0 TM

donde n_{e_m} es el índice efectivo del modo m , n_p es el índice de refracción del prisma, θ_m es el ángulo de incidencia en la película y A el ángulo de la base del prisma. La tabla 3 muestra los índices efectivos TE y TM para las películas F1-F13 con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Para su comparación, se presentan los índices efectivos calculados y medidos de las películas SiO_x . Los índices efectivos TE y TM calculado fue obtenido al sustituir las propiedades de la película (índice de refracción y espesor físico) encontradas por elipsometría, en las ecuaciones (20) y (21), y resolviéndolas numéricamente. Se puede observar que los índices de refracción calculados y experimentales son similares.

Adicionalmente, la técnica fue aplicada para la película F8 acoplando diferentes longitudes de onda; encontrando los valores del índice de refracción efectivo del modo fundamental $n_e = 1.666$ para $\lambda = 594.1 \text{ nm}$, $n_e = 1.661$ para $\lambda = 604.6 \text{ nm}$ y $n_e = 1.658$ para $\lambda = 611.9 \text{ nm}$. Las curvas de intensidad obtenidas con el fotodiodo se muestran en la figura 42, donde se observa un corrimiento en el mínimo de la curva. Este corrimiento está relacionado con la dispersión cromática del material.

Los valores del índice efectivo de las películas F2-F13 probaron un comportamiento monomodal, mientras que los índices efectivos de F1 mostraron que el modo 1 también puede ser confinado en el núcleo. Vale la pena destacar que estos resultados son congruentes con las curvas presentadas en la sección de análisis de corte. Las mediciones del índice efectivo de los modos confinados encontrados en las películas SiO_x indican el potencial de usarlos como material en las guías de onda submicrón. Sin embargo, aún se requiere información adicional con respecto al confinamiento y pérdidas de propagación para determinar la viabilidad de estas guías de onda.

Por otro lado, al medir el índice efectivo en las muestras donde se implantaron iones de silicio, se encontró que la muestra 1 fabricada por implantación de iones, presentó un índice de refracción efectivo de $n_e = 1.463$ con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Esto indica que el modo fundamental se encuentra confinado en el núcleo. En la muestra 2 se obtuvo un índice efectivo de $n_e = 1.455$ con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, este valor es inferior al índice de refracción del sustrato ($n_s = 1.457$), por lo que se espera sea un modo radiado. Es posible obtener un modo confinado en el núcleo en la muestra 2, si se trabaja con una longitud

de onda menor, sin embargo se deben considerar las pérdidas por absorción que introduce el material en longitudes de ondas cortas.

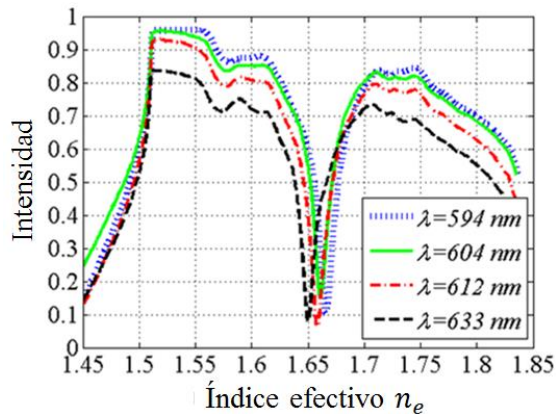


Figura 42. Curvas obtenidas en el experimento de acoplamiento por prisma para determinar los índices efectivos de F3 cuando opera a $\lambda = 594 \text{ nm}$, $\lambda = 604 \text{ nm}$, $\lambda = 612 \text{ nm}$, y $\lambda = 633 \text{ nm}$.

4.2.3 Birrefringencia modal

La birrefringencia, aquí definida como la diferencia entre el índice efectivo TE y TM del modo m , es obtenida al resolver las ecuaciones de dispersión (20) y (21). Además, se midió para una operación de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. La figura 43a presenta las curvas de birrefringencia calculadas para las guías Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 en función de f/λ , el comportamiento de las curvas indica que existe un valor de birrefringencia máximo cerca del corte modal y después este disminuye exponencialmente. Además, se observa que la curva de la guía Wg5, que tiene el índice de refracción más alto en el núcleo, presenta el valor mayor de birrefringencia. En la figura 43b, se calcula la birrefringencia en función del espesor físico y considerando los índices de refracción de las películas F1, F6, F8, F19 y F11 cuando se opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. De nuevo, se puede ver que las películas con el índice de refracción más alto tienen mayores valores de birrefringencia, los cuales disminuyen exponencialmente al incrementar los espesores de las películas. Por otro lado, cuando la película tiene un índice de refracción bajo, la curva de la birrefringencia se mantiene estable en un valor bajo. Los puntos en esta misma figura,

representan la birrefringencia calculada a partir de los índices efectivos medidos experimentalmente de las películas F1, F6, F8, F19 y F11 mostrados en la tabla 3, son cercanos a los calculados teóricamente. Los resultados obtenidos indican que la birrefringencia puede ser reducida incrementando el espesor físico de la película o disminuyendo el índice de refracción de la película. Esta flexibilidad en la birrefringencia (desde 0.12 a 0.002) puede ser útil en el diseño de dispositivos fotónicos que operan con birrefringencia. En el trabajo de Nish et al. (2013) se utilizó la birrefringencia inducida en una guía de onda, para cancelar la birrefringencia negativa que daba el material por estrés introducido en la fabricación. La alta variación de la birrefringencia es una consideración mayor en el diseño de las guías de onda, principalmente cuando se trabaja con espesores físicos menores a $f = 500 \text{ nm}$ y con altos índices de refracción.

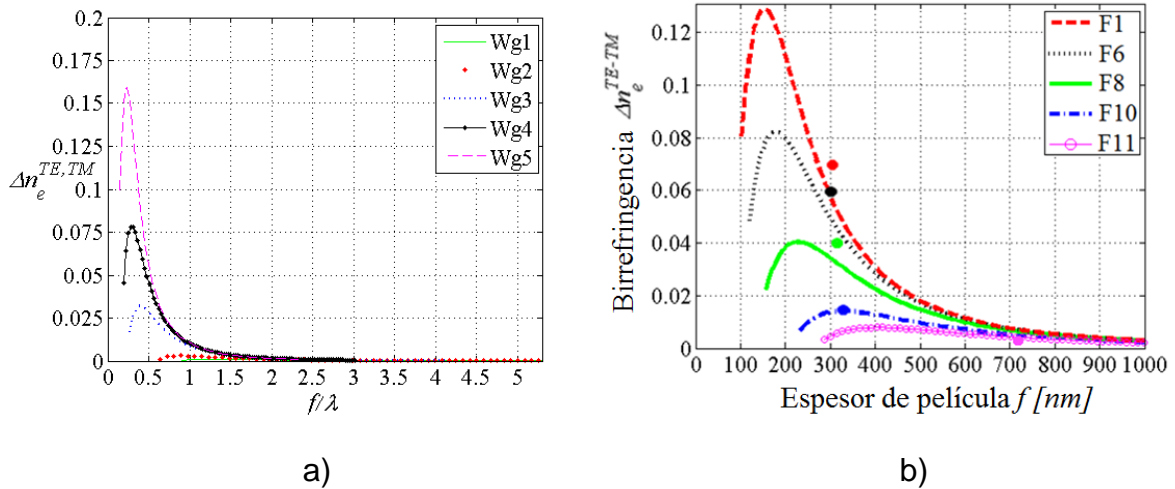


Figura 43. Birrefringencia ($\Delta n_e^{TE, TM}$) del modo fundamental a) para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 en función de f/λ y b) para F1, F6, F8, F10 y F11 cuando $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, además, puntos experimentales de la tabla 3 fueron agregados.

4.2.4 Distribución de la amplitud del campo eléctrico, confinamiento y ancho efectivo modal

Esta sección presenta el análisis de distribución de intensidad, confinamiento y ancho efectivo de los modos confinados en el núcleo de las guías de onda SiO_x . Además se presentan imágenes experimentales de la distribución del modo fundamental en el

visible y NIR de las películas F11, F12 y F13. Tal como se analizó en la sección de análisis del corte, si trabajamos por encima de la curva del corte del modo, éste se confinará en el núcleo de la guía de onda, sin embargo el confinamiento puede ser pobre y gran parte de la luz estaría viajando fuera del núcleo. Para aplicaciones como sensores, la luz fuera del núcleo puede ser útil, pero para otras aplicaciones como dispositivos no lineales o medios activos resulta conveniente confinarla en el núcleo.

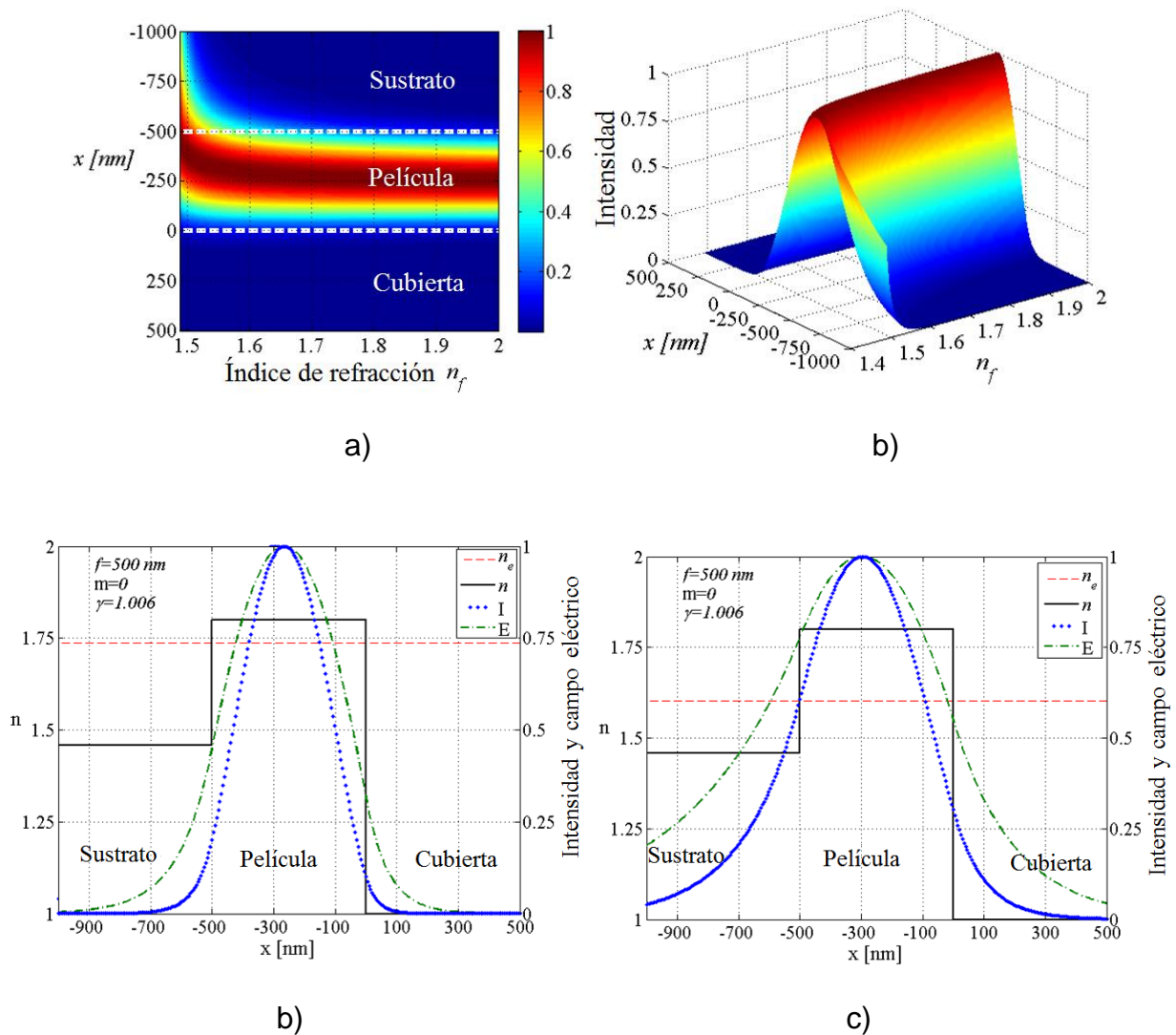


Figura 44. Distribución de intensidad y amplitud del campo eléctrico del modo fundamental en guías de onda SiO_x con núcleo de $f = 500$ nm, a) distribución de intensidad para una película SiO_x de índice $1.45 < n_f < 2$, operando a $\lambda = 632.8$ nm, b) perfil de distribución de intensidad para $1.48 < n_f < 2$ y $\lambda = 632.8$ nm, c) distribución de intensidad y de la amplitud del campo eléctrico operando a $\lambda = 632.8$ nm, d) distribución de intensidad y de la amplitud campo eléctrico operando a $\lambda = 1550$ nm.

La distribución de la amplitud campo eléctrico y la intensidad del modo óptico m pueden ser calculadas a partir de la ecuación (6). En la figura 44a y 44b se presenta la distribución de intensidad para el modo fundamental que se propaga en un núcleo de SiO_x $1.45 < n_f < 2$ con un espesor físico de $f = 500 \text{ nm}$ y una longitud de onda de trabajo de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. El perfil de intensidad se ensancha conforme el índice de refracción disminuye. Además, el pico de intensidad tiende a correrse a la región del sustrato debido al incremento en la asimetría de la guía de onda, inducida por la disminución en el contraste de índice de refracción entre n_f y n_s (ver ecuación (22)).

Las figuras 44c y 44d presentan las distribuciones de intensidad y de la amplitud del campo eléctrico del modo fundamental en una estructura de guía de onda con un núcleo de índice de refracción de $n_f = 1.8$, espesor $f = 500 \text{ nm}$ y longitudes de onda de operación de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y $\lambda = 1550 \text{ nm}$, respectivamente. El eje de las ordenadas izquierdo está relacionado a los valores del índice de refracción; la curva negra continua muestra el perfil escalonado del índice de refracción y la línea roja punteada muestra el valor del índice efectivo. El eje derecho está relacionado con la intensidad y la amplitud del campo eléctrico, curvas azul y verde respectivamente. La abscisa se refiere a la dimensión de la sección transversal de las guías de onda. Se observa que para longitudes de onda mayores, existe un incremento del ancho efectivo del modo y consecuentemente menor confinamiento en el núcleo, estas características de las guías de onda se analizan a continuación.

La figura 45 presenta el confinamiento calculado a partir de la ecuación (34) para una guía con núcleo de SiO_x . La gráfica 4.16a muestra el factor de confinamiento del modo fundamental, para núcleos con valores de índice en el rango de $1.457 < n_f < 2$ en función del factor f/λ . Se puede observar que el confinamiento aumenta proporcionalmente con el espesor y el índice de refracción y es inversamente proporcional a la longitud de onda. La presentación 3D de los datos permite elegir un factor de confinamiento Γ_f para un índice de refracción y un valor del factor f/λ dados. La figura 45b presenta el confinamiento calculado (líneas continuas) y el índice efectivo (líneas punteadas) del modo fundamental como función del espesor de la película para

los índices de F1, F6, F8, F10 y F11 cuando se opera a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Además, el índice de refracción efectivo medido para el espesor físico de la tabla 3 fue agregado (puntos). Es posible observar que conforme se incrementa el índice de refracción aumenta el factor de confinamiento. Particularmente, guías de onda ópticas submicrón con alto confinamiento ($\Gamma_f > 90\%$) pueden ser fabricadas utilizando películas SiO_x con espesores menores a 500 nm e índices de refracción mayores a 1.6.

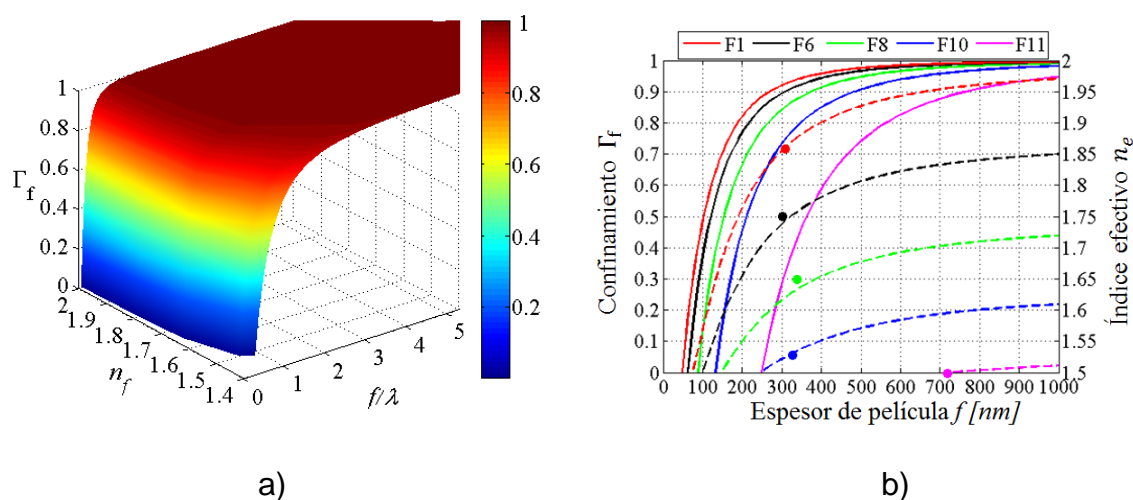


Figura 45. Factor de confinamiento del modo fundamental para $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, a) en función del índice de refracción del SiO_x y del factor f/λ , b) calculado (líneas continuas, eje izquierdo), índice efectivo (líneas punteadas, eje derecho), y puntos experimentales del índice efectivo para F1, F6, F8, F10, y F11.

En los circuitos de óptica integrada resulta conveniente tener guías de onda con espesor efectivo (ancho modal) pequeño para evitar traslape de señales en circuitos con alta densidad de componentes. De manera similar a la frecuencia normalizada, el espesor efectivo de la guía w_{eff} puede ser determinado a partir del espesor efectivo normalizado W (ecuación (32)). Tomando los índices de refracción de las películas de la tabla 4, la figura 46a muestra la razón w_{eff}/λ en función del factor f/λ para el modo fundamental. Esta curva resulta eficiente en el diseño de guías de onda, pues agiliza la elección del espesor y/o de la longitud de onda de operación. Es importante hacer notar, que cuando se expresa w_{eff} en función de la longitud de onda, se debe considerar la dispersión

cromática del material. De lo contrario, las curvas se convertirán en valores discretos para el índice de refracción particular de la longitud de onda elegida. La figura 46b muestra el factor de confinamiento y el espesor efectivo del modo fundamental, calculado para las guías de onda Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Se observa que cuando el espesor del núcleo de las guías es pequeño, las curvas tienden a valores altos de w_{eff} debido al pobre confinamiento. Sin embargo, al incrementar el espesor del núcleo de la guía, el valor de w_{eff} disminuye hasta alcanzar un mínimo, aun así, este valor no necesariamente representa el mayor confinamiento. A medida que el espesor físico de la película se incrementa, el confinamiento se vuelve más fuerte pero el espesor efectivo tiende a crecer linealmente.

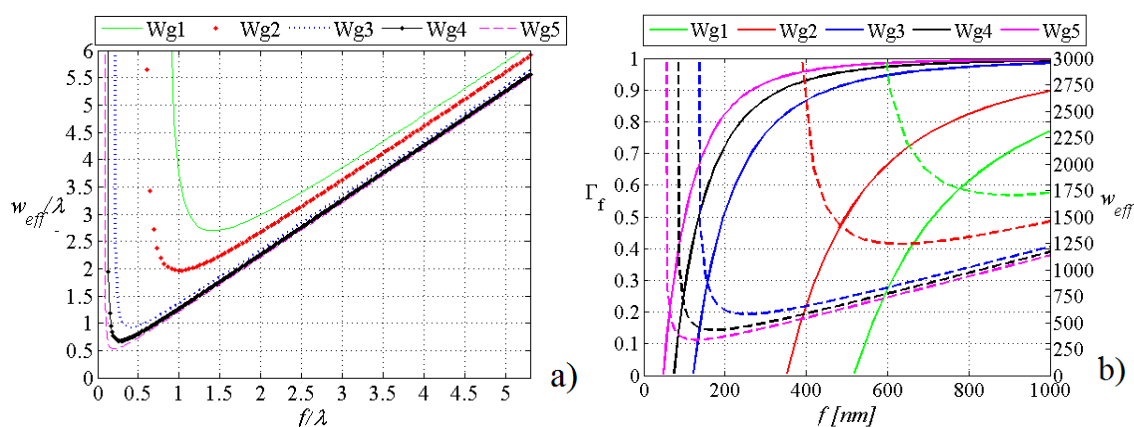


Figura 46. a) Razón del espesor efectivo y la longitud de onda para el modo fundamental en función del factor f/λ , b) factor de confinamiento y espesor efectivo para Wg1, Wg2, Wg3, Wg4 y Wg5 para el modo fundamental cuando opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, las líneas sólidas y punteadas corresponden al factor de confinamiento y al espesor efectivo, respectivamente.

En este trabajo, la distribución de intensidad fue adquirida para las películas depositadas en sílice fundido (F11-F13) mediante dispositivo de carga acoplada (CCD, por sus siglas en inglés), tal como se muestra en el arreglo experimental de la figura 47a. Las figuras 48a y 48b presentan las típicas distribuciones de intensidad del modo fundamental de propagación para las películas F11 y F12 cuando se opera a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y $\lambda = 1550 \text{ nm}$, respectivamente. La figura 48c muestra las distribuciones de intensidad medidas y calculadas del modo fundamental de la película F11 para $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Como era de esperarse, la distribución está ligeramente corrida hacia el

sustrato por la asimetría de la estructura de la guía de onda. El ancho de la distribución de la intensidad ($1/e^2$) de esta película fue $w_{eff} \sim 657 \text{ nm}$ y fue medido con una retícula micrograduada. El confinamiento del 87% y 97% fueron calculados con la ecuación (34) e integrando la intensidad de la luz en la película, respectivamente.

Con respecto a las muestras implantadas con iones de silicio, el ancho efectivo medido de la muestra 1 fue $w_{eff} = 2.8 \mu\text{m}$ y $w_{eff} = 3.4 \mu\text{m}$ para $\lambda = 1310 \text{ nm}$ y $\lambda = 1550 \text{ nm}$, respectivamente. El rápido incremento en el espesor efectivo con el cambio en la longitud de onda, indica que la guía está operando cerca del corte del modo fundamental y existe un bajo confinamiento. No es posible corroborar esto con cálculos, ya que se requiere una medida física del perfil del índice de refracción, el cual no pudo ser obtenido por elipsometría. Por otro lado, la muestra 2 solo presentó distribuciones de intensidad propias de modos radiados.

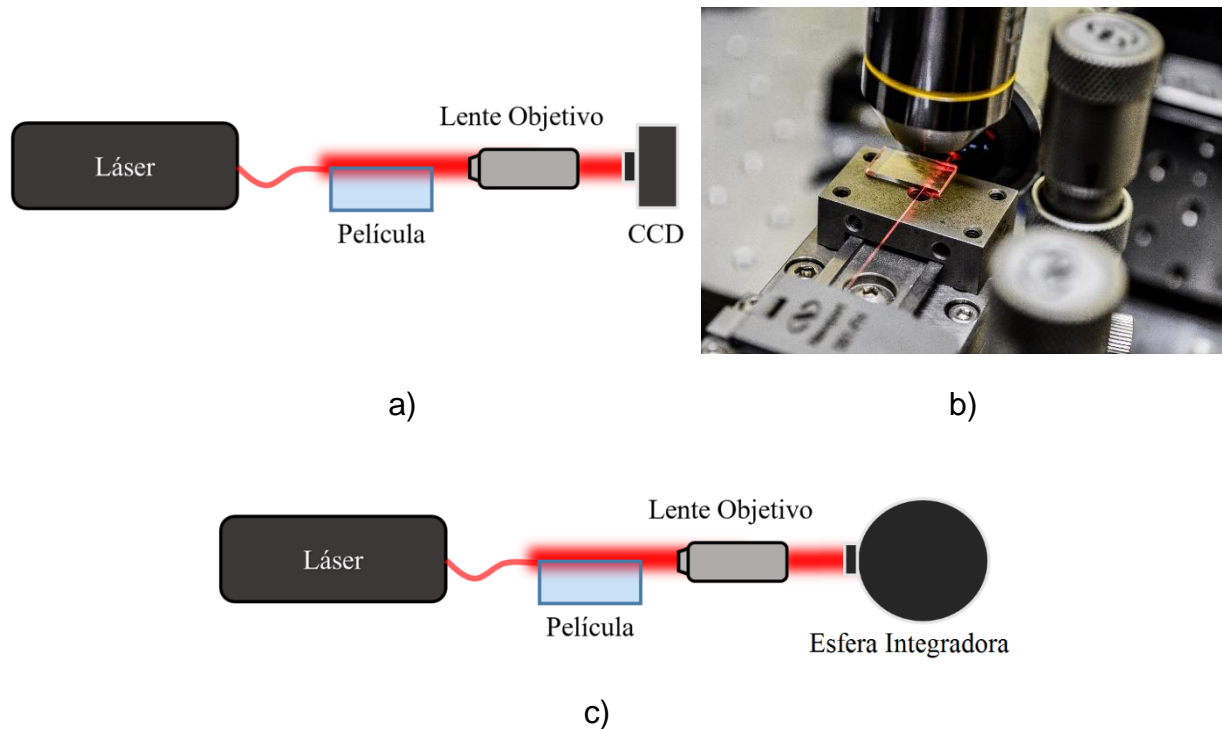
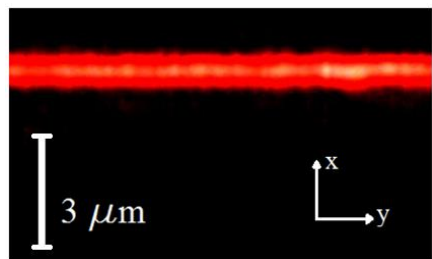
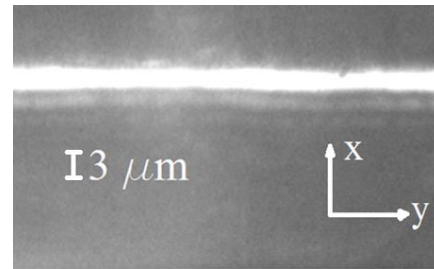


Figura 47. a) Arreglo óptico para capturar la distribución de intensidad en la salida de una guía de onda, b) fotografía del arreglo óptico utilizado para capturar intensidad en la salida de un guía de onda, c) arreglo óptico para medir potencia en la salida de una guía de onda.

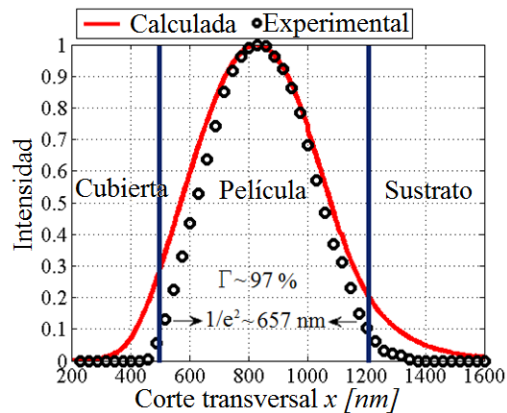
La aplicación buscada dictará la prioridad entre el confinamiento y el ancho efectivo de la guía de onda. Por ejemplo, en circuitos de fotónica integrada un ancho efectivo menor es una característica importante para permitir tener un gran número de guías en un chip. De cualquier manera, el diseño debe considerar el espesor de corte de los modos, para determinar el máximo confinamiento alcanzable en la región monomodo para el visible y cercano infrarrojo. Más aún, el alto contraste del índice de refracción puede resultar en altas pérdidas, principalmente en la región del visible, debido al alto valor del coeficiente de extinción.



a)



b)



c)

Figura 48. a) Distribución de intensidad del modo fundamental en la película F11 con $\lambda=632.8$ nm, b) distribución de intensidad en la película F12 con $\lambda=1550$ nm, c) distribución de intensidad medida (círculos negros) y calculada (línea continua roja) del modo fundamental con $\lambda=632.8$ nm en la película F11.

4.2.5 Pérdidas de propagación

Para la aplicación del SiO_x en dispositivos basados en guías de canal se requieren pérdidas por propagación bajas, alrededor de 1 dB/cm . Las pérdidas por propagación para las películas F11-F13 a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ fueron medidas con el arreglo experimental mostrado en la figura 47c (Marquez et al., 2013), obteniendo valores de 1.65 dB/cm , 1.7 dB/cm , y 8.6 dB/cm , respectivamente. Los resultados en el NIR a $\lambda = 1310 \text{ nm}$ fueron $F11 = 1.1 \text{ dB/cm}$, $F12 = 2.71 \text{ dB/cm}$, y $F13 = 2.93 \text{ dB/cm}$ y a $\lambda = 1550 \text{ nm}$ fueron $F11 = 1.39 \text{ dB/cm}$, $F12 = 2.04 \text{ dB/cm}$, y $F13 = 4.17 \text{ dB/cm}$. Las pérdidas altas en particular para F13, se deben principalmente a defectos en las orillas de los sustratos y las películas, lo cual produciría desviaciones en las mediciones de pérdidas por propagación. Se espera mayor exactitud en estas mediciones al disminuir las imperfecciones de las orillas de la guía de onda por un procedimiento de pulido. Más aún, un tratamiento térmico en las muestras puede reducir rugosidades en la película y sustrato, disminuyendo así las pérdidas por esparcimiento. La muestra 1 fabricada por implantación de iones presentó pérdidas altas en el visible y no pudieron ser medidas con nuestro arreglo óptico, se cree que estas pérdidas pueden ser atribuidas al esparcimiento y la absorción de los nanocristales, en la literatura se reportan pérdidas de hasta 13 dB/cm en esta región espectral (Pellegrino et al., 2005). Sin embargo en el NIR presentan un buen comportamiento para aplicaciones en óptica integrada, las pérdidas de propagación medidas a $\lambda = 1310 \text{ nm}$ y $\lambda = 1550 \text{ nm}$ son 2.93 dB/cm y 0.84 dB/cm , respectivamente.

Las propiedades del SiO_x ($1 < x < 2$) encontradas en este trabajo apoyan el uso del material para guías de onda submicrón para aplicaciones típicas como guías de onda con arreglo de rejilla (AWG, por sus siglas en inglés), dispositivos híbridos fotónicos-plasmónicos, acopladores, divisores de potencia, etc. En la siguiente sección se discutirán las propiedades de las guías de canal SiO_x .

4.3 Guías de onda de canal

Las guías de onda de canal son el bloque fundamental de la óptica integrada. Su función principal es transportar la luz entre los componentes de un circuito, sin embargo también son la base para componentes fotónicos pasivos y activos (Villegas et al., 2002; Flores et al., 2008, 2004). En esta sección se presentan los resultados de las guías de onda de canal fabricadas por evaporación térmica a través de una mascarilla, tal como se describió en la sección de fabricación. Estas guías se caracterizaron en el visible, donde las aplicaciones son principalmente en el área de sensores o medicina (Segev, et al., 2015; Nabok, et al., 2003). Además, se presenta un diseño de guías de onda submicrón SiO_x que pueden ser fabricadas por decapado iónico reactivo.

Los resultados calculados fueron obtenidos con el software Rsoft, utilizando el algoritmo del método de propagación de haces (BPM, por sus siglas en inglés) para el análisis de la propagación de la luz en las guías de onda. La fuente de excitación que se utilizó en la simulación, correspondió al modo fundamental que se obtiene de una fibra óptica de marca Nufern Mod. UHNA4 con un ancho efectivo modal de $3 \mu\text{m}$ y apertura numérica NA de 0.35, que fue usada experimentalmente para el acoplamiento de fibra-guía de onda a $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

Resolviendo la ecuación de dispersión para la guía de onda cuyos anchos de canal son $10 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$ se obtuvieron las distribuciones de la amplitud del campo eléctrico de los modos soportados en estas estructuras y sus respectivos índices de refracción efectivos. En la figura 49 se presentan los 4 modos soportados en la guía de onda con ancho de canal de $10 \mu\text{m}$. El comportamiento multimodal se debe a las dimensiones de la guía, el ancho de $10 \mu\text{m}$ es muy superior a las dimensiones del corte del modo 1 que es alrededor de $1 \mu\text{m}$. Es por ello que el campo eléctrico presenta varios nodos en el eje horizontal, pero continúa siendo “monomodo” en el eje vertical de la distribución. Los valores de los índices de refracción efectivos de los modos difieren hasta la tercer cifra decimal, mientras que en las películas de la tabla 3, por ejemplo la F10, la diferencia entre el índice de refracción efectivo del modo fundamental y del modo 1 es la primer cifra decimal. Esto se debe a que aquí el contraste del índice de refracción del núcleo y la cubierta es relativamente bajo.

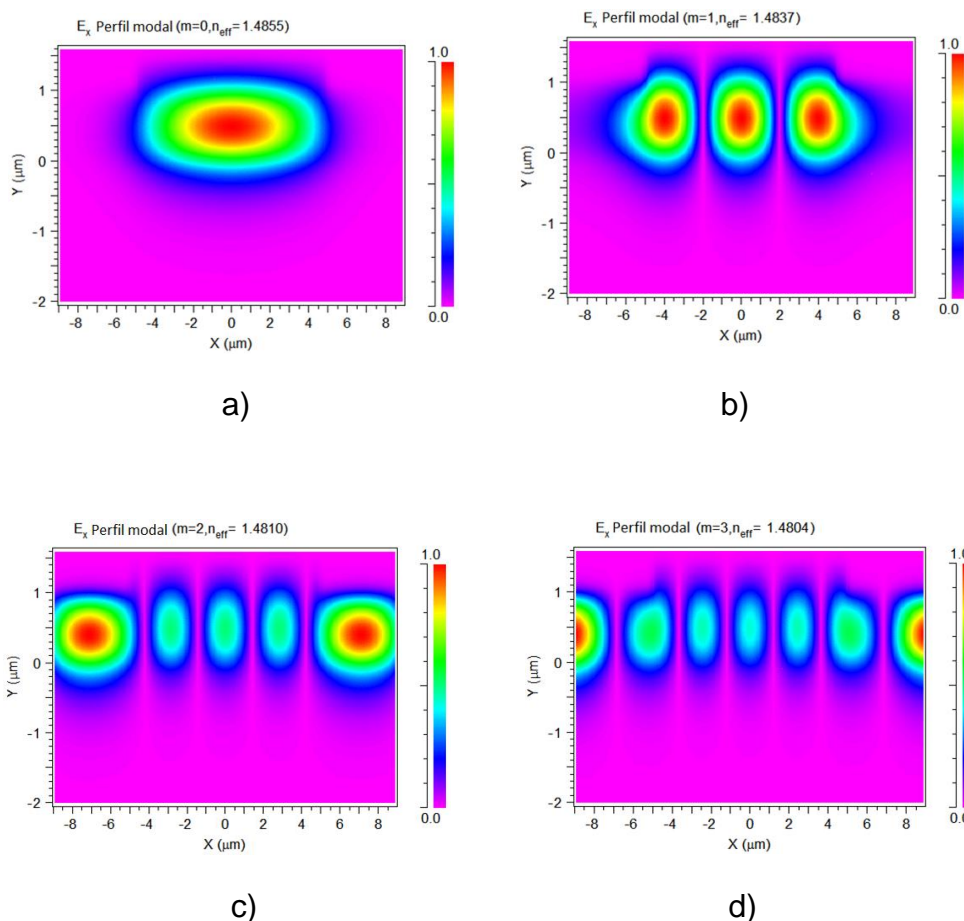


Figura 49. Distribución de la amplitud del campo eléctrico en una guía de canal cuyo ancho es de 10 μm . a) cuasi-modo TE_{00} . b) cuasi-modo TE_{20} . c) cuasi-modo TE_{40} . d) cuasi-modo TE_{60} .

Los modos de esta guía de onda fueron excitados con el arreglo mostrado en la figura 47a y 47b, y en la figura 50 se muestra el acoplamiento entre la fibra y la guía desde una vista superior capturado con una CCD.

Por medio de alineación micromecánica xyz se ajustó el acoplamiento de la fibra con la cara de entrada de la guía y se logró excitar los diferentes modos soportados en esta estructura óptica. La figura 51 muestra la distribución de intensidad obtenida en la cara de salida de la guía de onda cuyo ancho es de 10 μm . La figura 51a muestra el cuasi-modo TE_{00} , la figura 51b muestra el cuasi-modo TE_{20} . Las figuras 51c y 51d muestran los cuasi-modos TE_{40} y TE_{60} de la guía de onda. Las diferencias entre los modos simulados y medidos se atribuyen a la dificultad experimental de excitar los modos puros, sobretudo los modos de orden superior, lo que se captura es una mezcla de intensidades de los

mismos. Las figuras 52 y 53 presentan los modos calculados y los medidos para las guías de onda con anchos de canal de $15 \mu m$ y $20 \mu m$, respectivamente.

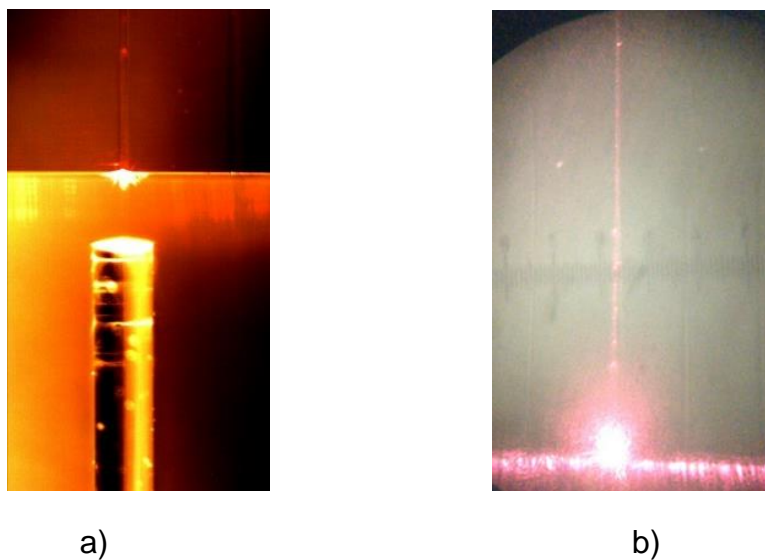


Figura 50. Imágenes del acoplamiento fibra-guía de onda: a) Ilustración acoplamiento fibra-guía y b) ilustración de la propagación en la guía de onda de canal.

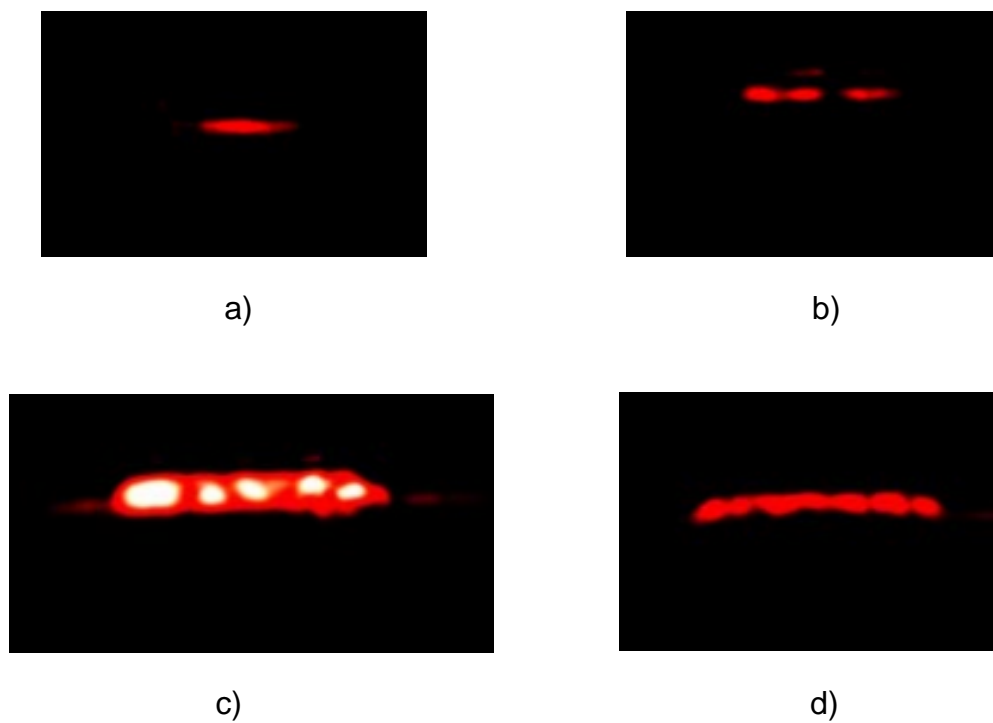


Figura 51. Distribución de intensidad de los modos obtenidos de la guía con ancho de canal de $10 \mu m$.

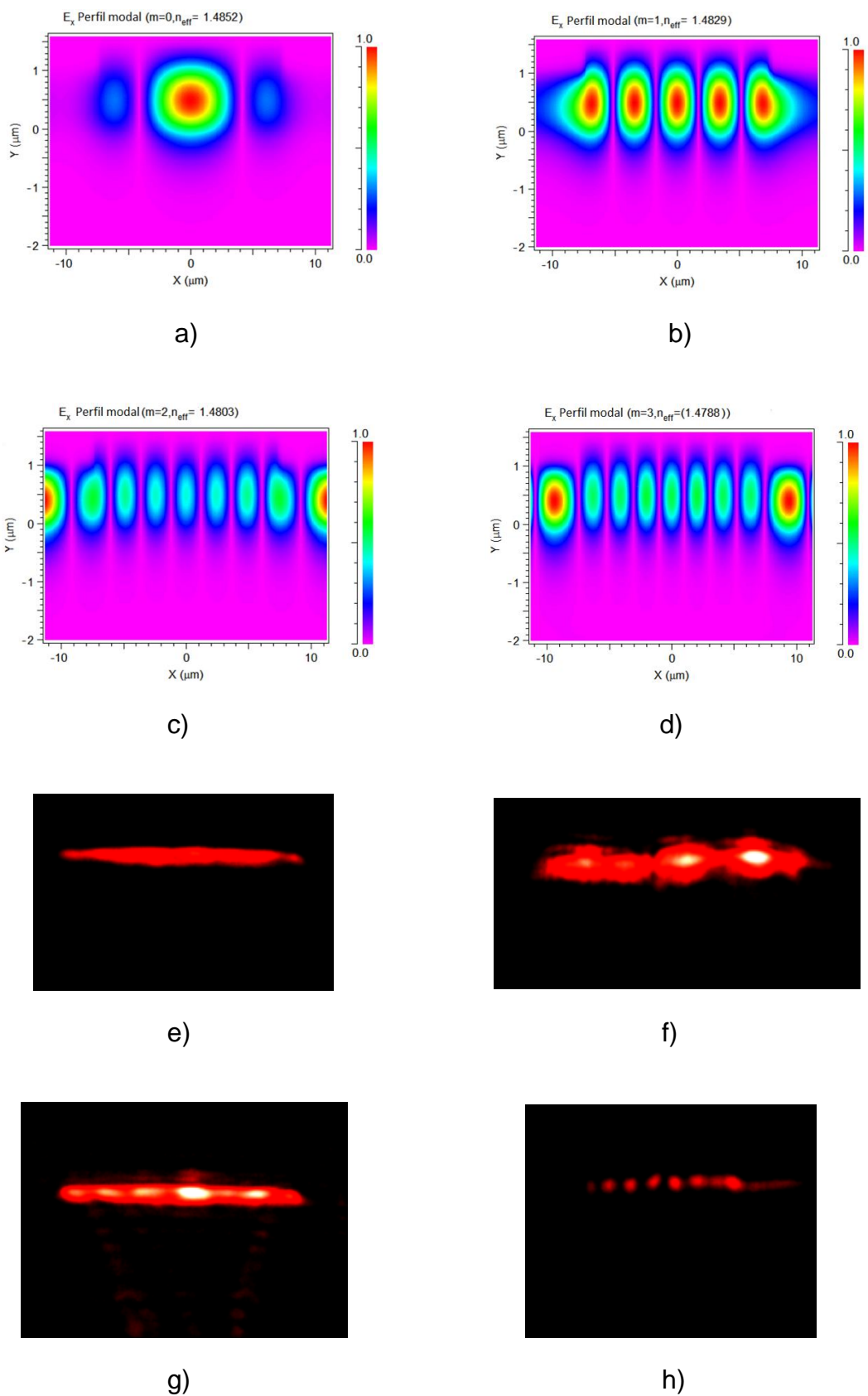


Figura 52. Distribución de intensidad de modos obtenidos de la guía de $15 \mu\text{m}$: teóricos a) cuasi-modo TE₀₀, b) cuasi-modo TE₄₀, c) cuasi-modo TE₈₀, d) cuasi-modo TE₁₀₀ y e)-h) experimentales.

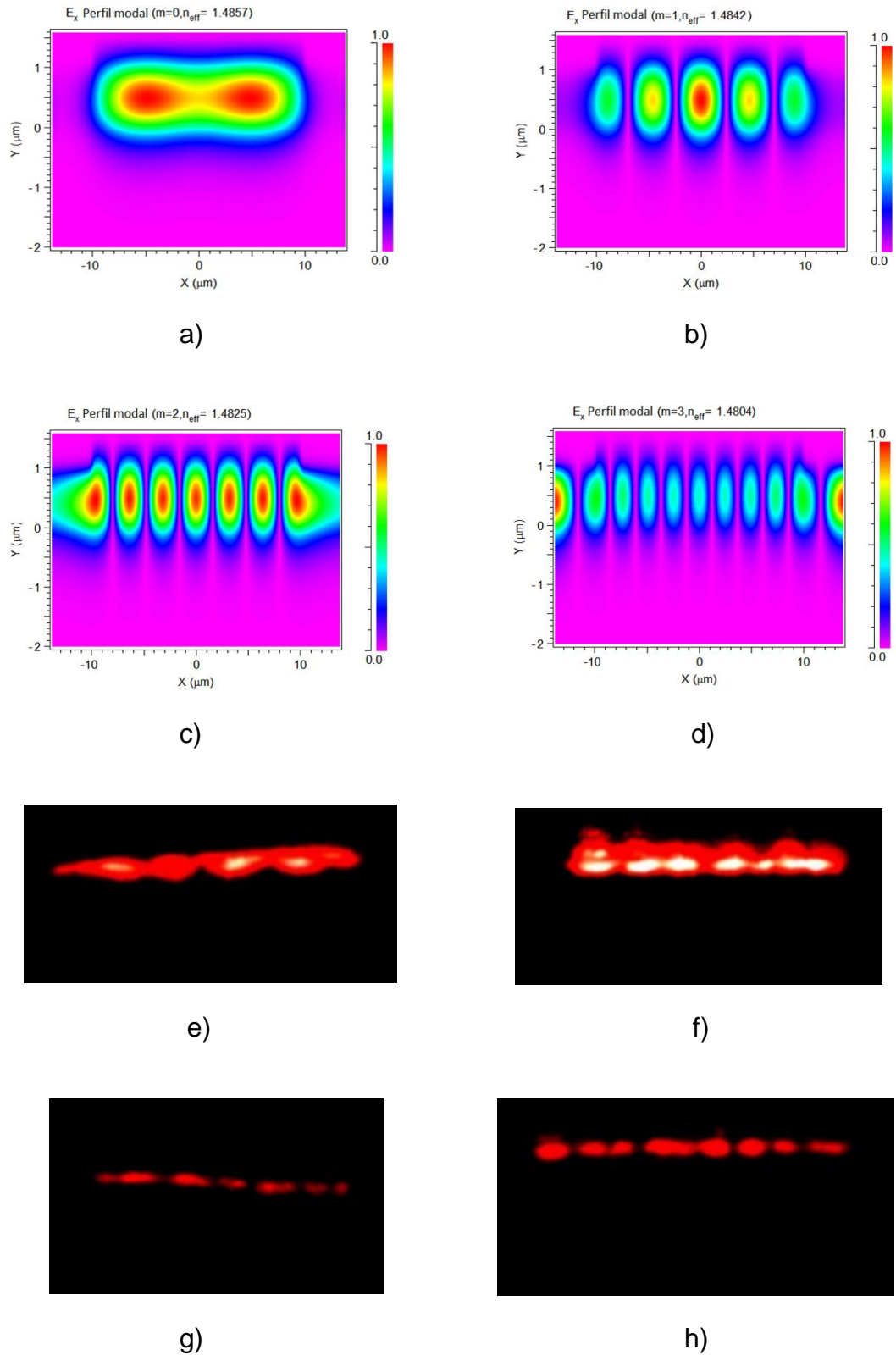


Figura 53. Distribución de intensidad de modos obtenidos de la guía de $20 \mu\text{m}$: teóricos a) cuasi-modo TE_{10} , b) cuasi-modo TE_{40} , c) cuasi-modo TE_{60} , d) cuasi-modo TE_{100} y e)-h) experimentales.

Las pérdidas por propagación en estas guías fueron medidas con el mismo método utilizado en la sección anterior. Las pérdidas en estas guías fueron de 8 dB/cm , 11 dB/cm y 6 dB/cm para las guías de canal de $10 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$ de ancho, respectivamente. Las pérdidas por acoplamiento fueron calculadas integrando el traslape entre el modo de la guía y el modo de la fibra. Sin embargo en este caso se tienen pérdidas extras por acoplamiento, debido a problemas en el crecimiento de la película en la orilla del sustrato (ver figura 54). Éstas pérdidas están siendo sumadas a las de propagación. Existen diversas propuestas de cómo solucionar este problema y cada una presenta ventajas y desventajas. Una solución es pulir las orillas y eliminar el efecto orilla, sin embargo la técnica actual de pulido dañaría la capa superficial de la guía. Una alternativa que nos permitiría tener mayor certidumbre en la medición de las pérdidas de propagación es utilizar la técnica de cortes sucesivos, es un método destructivo que consiste en medir la potencia a la salida de la guía después de hacer cortes, o sea a diferentes longitudes de la guía.



Figura 54. Microfotografía superficial de las guías de canal.

Diseño de guías de canal submicrón.

En esta sección se presenta el diseño de guías de onda de canal con dimensiones submicrón en ambos ejes. El objetivo es estudiar guías que operen en el régimen monomodal, analizando el rango de índices de refracción permitidos por el núcleo SiO_x ($1.45 < n_f < 2$). Este análisis se hará para el infrarrojo ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) y el visible ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$). En el visible, el valor de índice de refracción máximo que se usará es de $n_f = 1.57$. Se propone un diseño de guía de onda de canal que puede ser fabricado con decapado iónico reactivo, tal como se ha descrito en el capítulo 3. Retomando la consideración experimental de que la capacidad del decapado iónico para remover el SiO_x está limitada a 300 nm ; se calcularon los tres parámetros de interés en el diseño de guías de onda: el índice de refracción efectivo, el ancho efectivo del modo, y la altura efectiva del modo. Estos parámetros fueron calculados variando el ancho del canal y la altura total del núcleo, que consta de la altura del escalón plano y la altura del canal, siempre respetando el tamaño submicrón, ver figura 55.

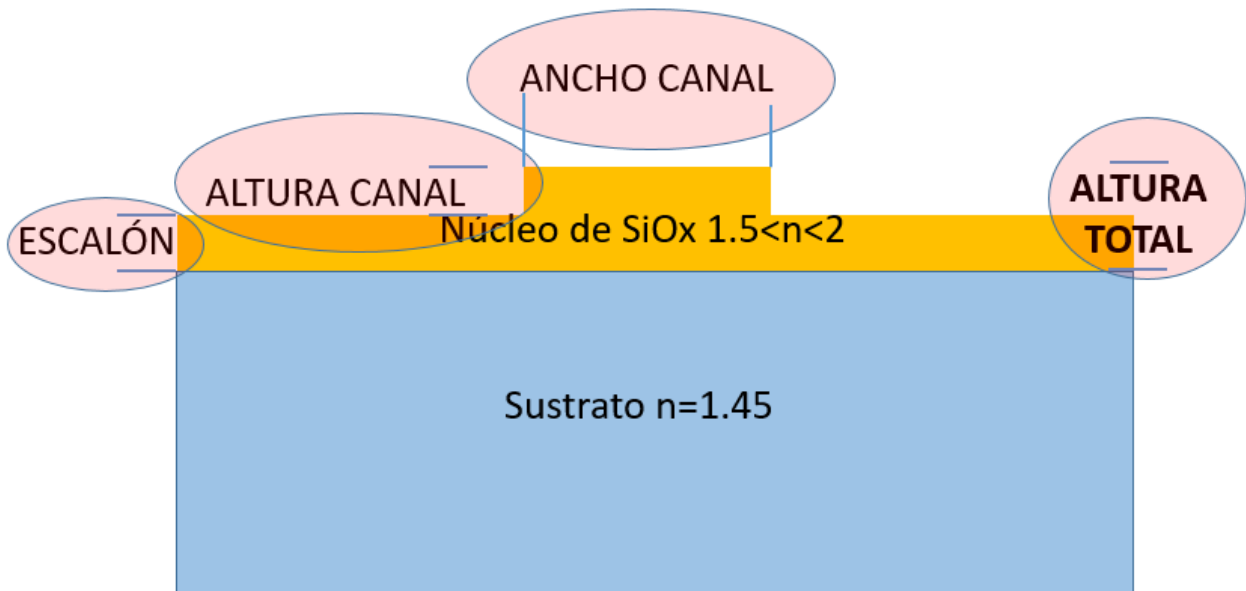


Figura 55. Ilustración de la estructura guía de onda de canal tipo costilla.

En la figura 56 se muestra a) el índice de refracción efectivo, b) el ancho efectivo y c) la altura de canal efectiva para el modo fundamental en una guía de onda con índice de núcleo de $n_f = 1.9$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$. En la figura 56a, se observa que el índice de refracción efectivo toma valores en un rango desde $n_e = 1.44$ hasta $n_e = 1.77$,

dependiendo de la geometría elegida. Por ejemplo si tenemos un canal de 600 nm de anchura y 600 nm de altura total, el índice efectivo es de 1.65. Por otro lado, analizando el corte del modo, si conservamos el mismo ancho de canal, la condición de corte $n_e > n_s$ se cumple cuando la altura total del canal es 400 nm . Aún más, si la altura total del canal fuera de 300 nm el ancho del canal debe ser mayor a 1000 nm para poder confinar un modo en el núcleo.

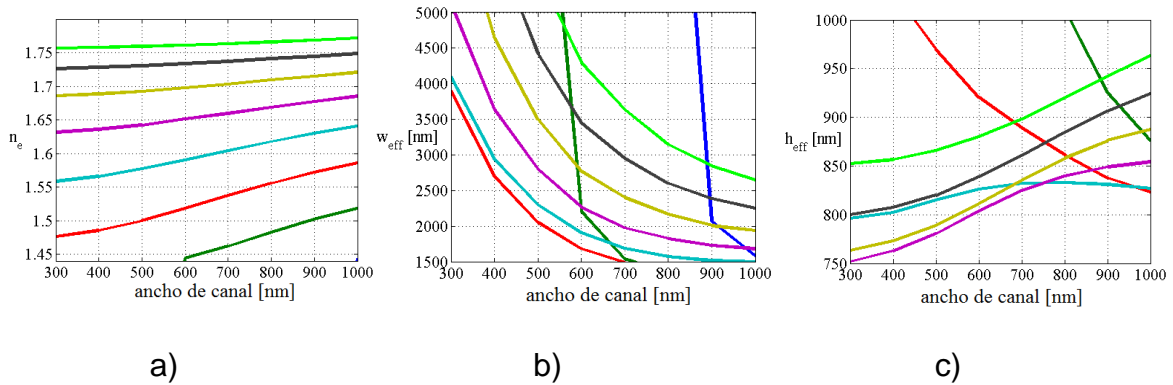


Figura 56. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.9$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: ■ 300 nm , ■ 400 nm , ■ 500 nm , ■ 600 nm , ■ 700 nm , ■ 800 nm , ■ 900 nm , ■ 1000 nm .

Las curvas del ancho efectivo del modo mostradas en la figura 56b tienen un comportamiento descendente a escalas submicrón, esto quiere decir que conforme se incrementa el ancho físico del canal, el valor del ancho del modo disminuirá. Por el análisis presentado de las guías de onda planas, sabemos que esto es válido hasta el punto de inflexión, que es el ancho modal mínimo, y a partir de ahí el ancho efectivo crecerá linealmente con el ancho del canal, ver figura 6. Además, se observa que las guías de canal con menores alturas de canal alcanzan anchos efectivos menores, ver figura 56b. El rango de valores que puede tomar el ancho efectivo del modo varía desde 1500 nm hasta 5000 nm , dependiendo del valor del ancho físico del canal. En la figura 56c, se presenta el comportamiento de la altura efectiva del canal con respecto al ancho físico del canal, aquí la altura efectiva tiene un cambio menor contra la variación en el ancho físico del canal. Por ejemplo la altura efectiva para la curva que representa la altura física del canal de 900 nm va de 800 nm a 925 nm cuando el ancho de canal varía entre 300 nm y 1000 nm . La tendencia del ancho efectivo, es de aumentar conforme se va

incrementando el ancho del canal. Sin embargo, esta tendencia no se cumple para alturas de canal que están cerca del corte, por ejemplo la curva con la altura de canal de 400 nm.

Los anchos y alturas efectivos son parámetros importantes a considerar en el diseño de guías de onda que operarán en circuitos ópticos densos, donde se busca tener la mayor cantidad de componentes en la menor área y por lo tanto se requiere anchos efectivos bajos para evitar el traslape de señales.

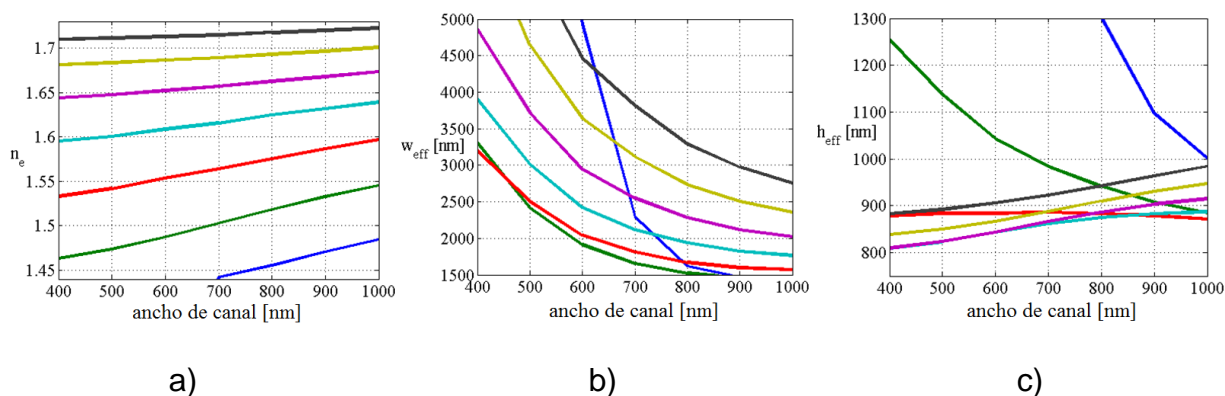


Figura 57. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.85$ y operando a $\lambda = 1550$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: — 400 nm, — 500 nm, — 600 nm, — 700 nm, — 800 nm, — 900 nm, — 1000 nm.

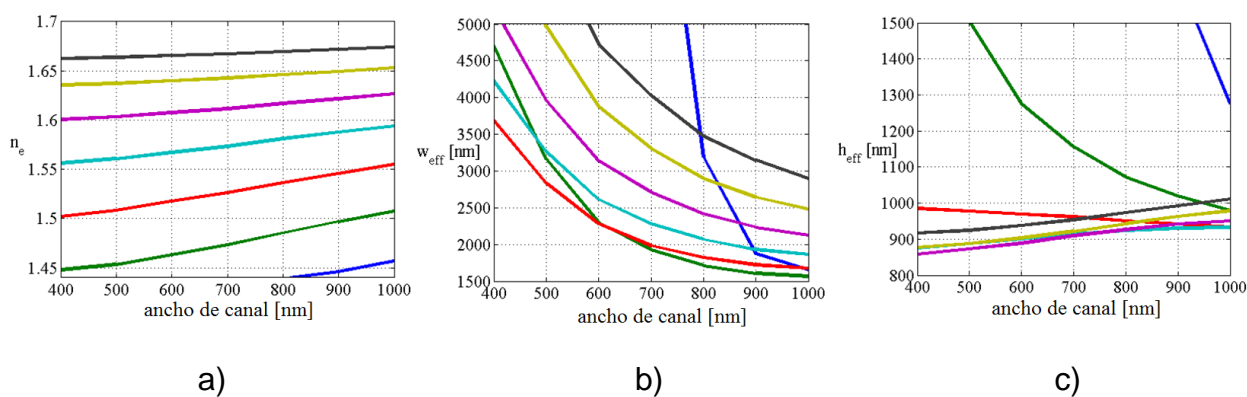


Figura 58. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.8$ y operando a $\lambda = 1550$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: — 400 nm, — 500 nm, — 600 nm, — 700 nm, — 800 nm, — 900 nm, — 1000 nm.

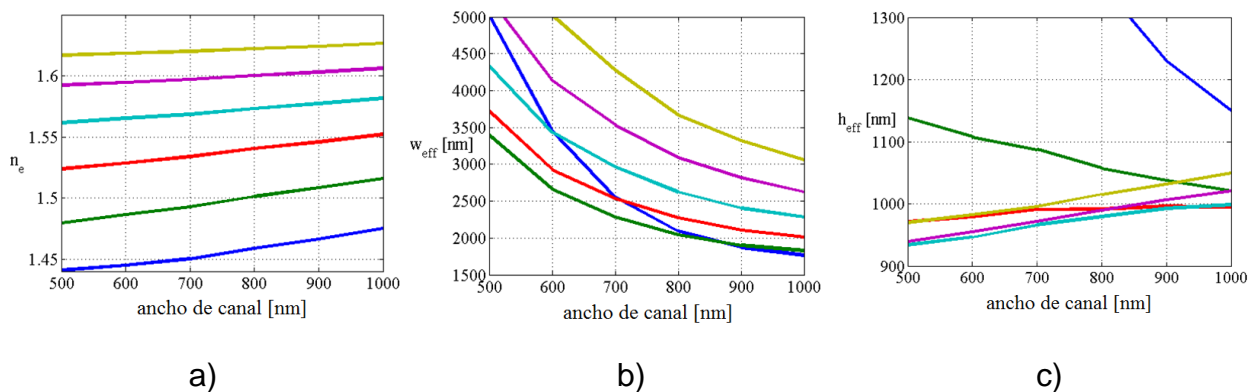


Figura 59. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.75$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: **500 nm**, **600 nm**, **700 nm**, **800 nm**, **900 nm**, **1000 nm**.

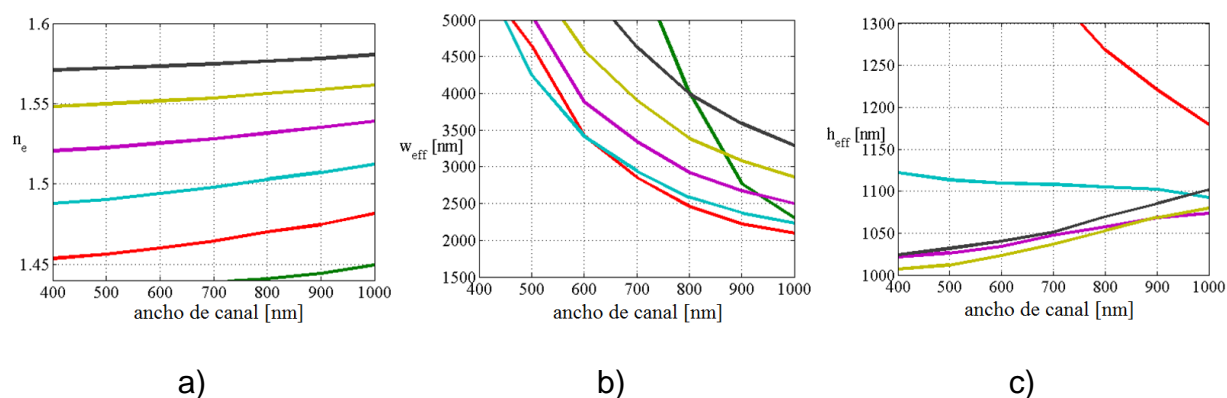


Figura 60. Guía de onda $n_f = 1.7$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: **500 nm**, **600 nm**, **700 nm**, **800 nm**, **900 nm**, **1000 nm**.

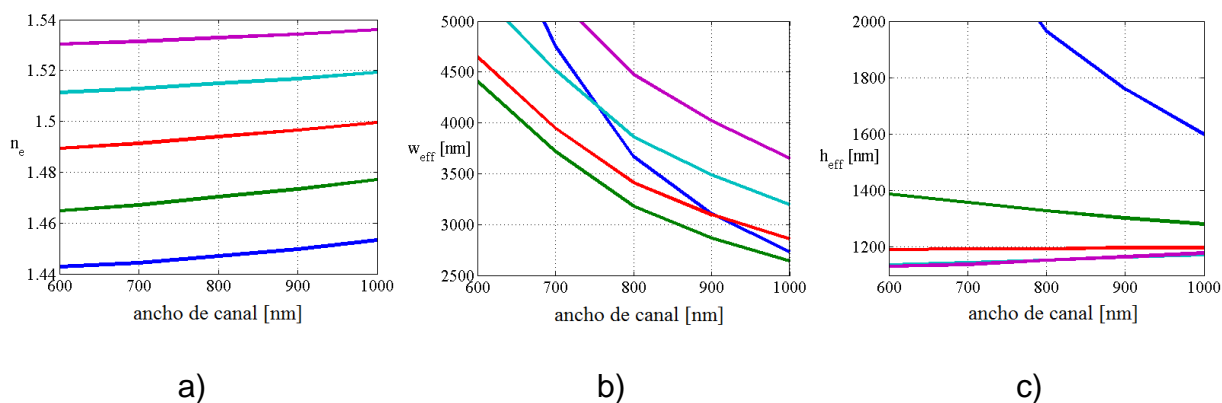


Figura 61. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.65$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: **600 nm**, **700 nm**, **800 nm**, **900 nm**, **1000 nm**.

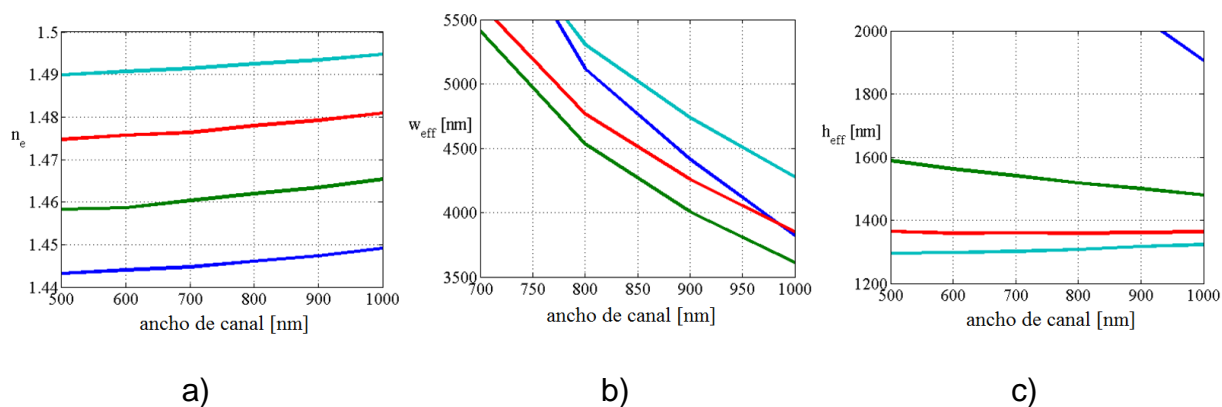


Figura 62. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.6$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: **■** 700 nm, **■** 800 nm, **■** 900 nm, **■** 1000 nm.

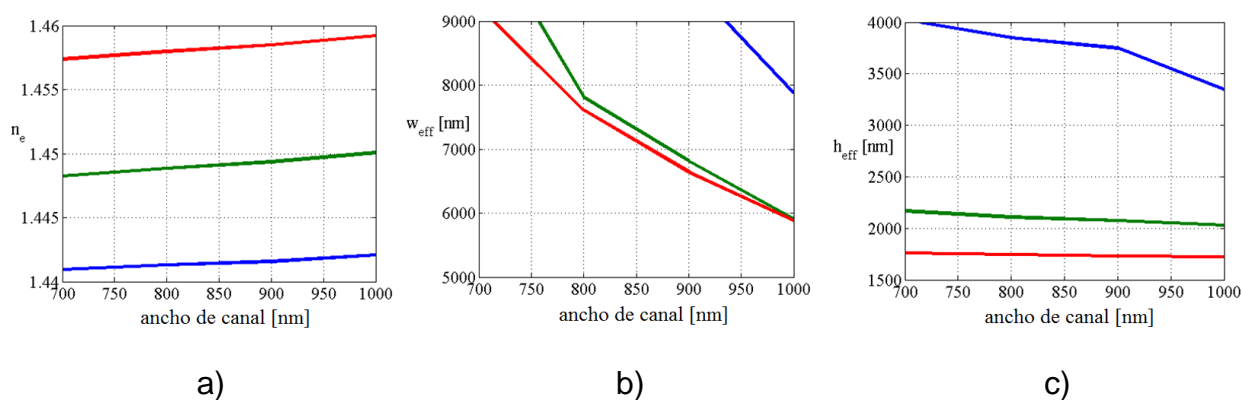


Figura 63. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.55$ y operando a $\lambda = 1550 \text{ nm}$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: **■** 800 nm, **■** 900 nm, **■** 1000 nm.

Con el objetivo de hacer un análisis completo del SiO_x ($1 < x < 2$) bajo esta configuración de guía de onda, se analizaron muestras representativas del rango disponible del índice de refracción y se presentan las curvas de índices efectivo, ancho efectivo y altura efectiva del modo fundamental de la figura 57 a la figura 63. El análisis de las curvas de índice de refracción efectivo indica que conforme el índice de refracción en el núcleo disminuye, se vuelve necesario incrementar el ancho y la altura física de los canales para cumplir con la condición del modo fundamental ($n_e > n_s$) y así confinar el modo en el núcleo. Además, el ancho efectivo del canal va aumentando conforme se va perdiendo el contraste del índice de refracción. Por ejemplo, cuando el núcleo tiene un índice de refracción de 1.55, el valor menor del ancho efectivo en la región submicrón es

6000 nm . Por otro lado, en la mayoría de los casos, la altura efectiva del ancho de canal permanece en el mismo orden, alrededor de 1000 nm .

A continuación se presenta el análisis para operar al SiO_x en el visible. El índice de refracción máximo para el cual se realizó este análisis es 1.57. Esta consideración fue tomada, porque al incrementar el valor del índice de refracción aumenta la cantidad de silicio, el cual presenta una fuerte absorción en el visible. Por lo tanto, una alta concentración de silicio incrementa las pérdidas por absorción del material y dificulta la medición de pérdidas por propagación con nuestro arreglo experimental. En la figura 64a se observa que se pueden obtener guías de onda desde 500 nm de ancho físico y 500 nm de altura total de canal. Además en la figura 64b se observa que el mínimo del ancho modal efectivo de canal se obtiene con una geometría de 500 nm de altura total de canal y un ancho físico de 700 nm (ver curva azul). En las figuras 65 y 66 se muestra también este análisis en el visible para índices de núcleo de 1.55 y 1.5 respectivamente. Las conclusiones que se obtienen son similares al análisis en el NIR, la disminución en el contraste de índice entre el sustrato y el núcleo promueve un mayor ancho efectivo del modo fundamental.

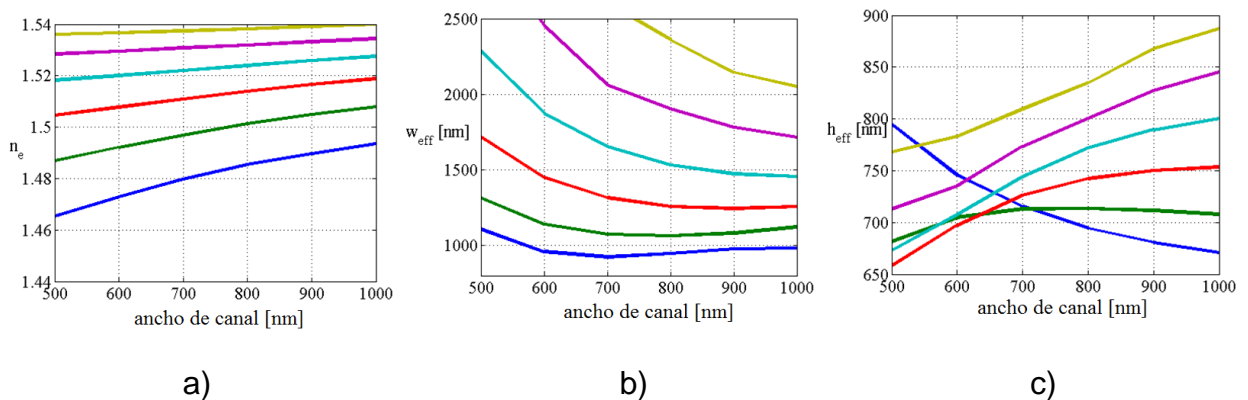


Figura 64. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.57$ y operando a $\lambda = 632.8 nm$: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: ■ 500 nm , ■ 600 nm , ■ 700 nm , ■ 800 nm , ■ 900 nm , ■ 1000 nm .

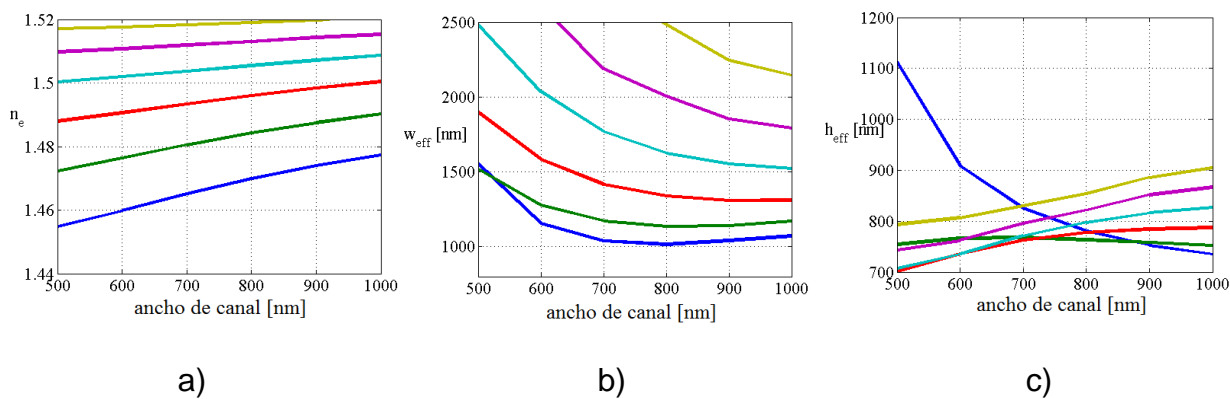


Figura 65. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.55$ y operando a $\lambda = 632.8$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: ■ 500 nm, ■ 600 nm, ■ 700 nm, ■ 800 nm, ■ 900 nm, ■ 1000 nm.

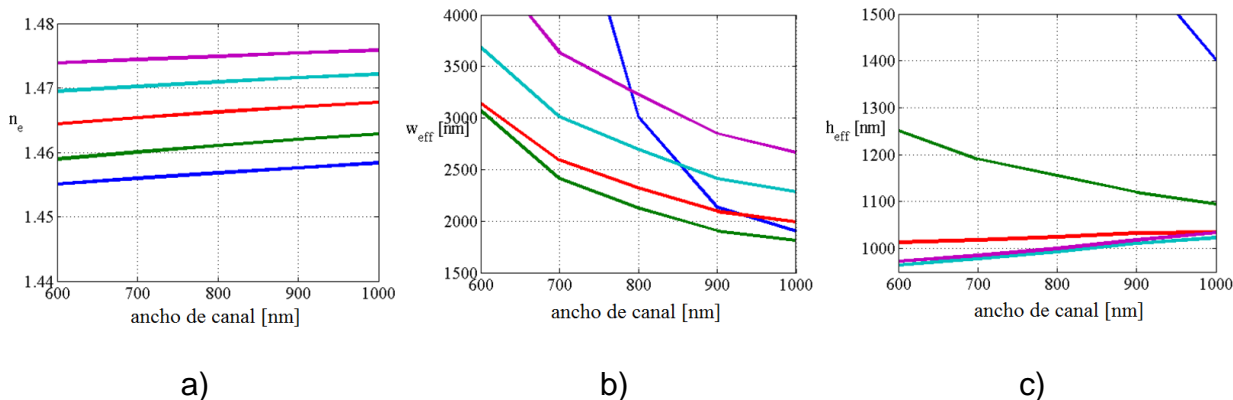


Figura 66. Guía de onda con núcleo $n_f = 1.5$ y operando a $\lambda = 632.8$ nm: a) Índice de refracción efectivo, b) ancho efectivo del modo fundamental y c) altura efectiva del modo fundamental. Altura total de canal: ■ 600 nm, ■ 700 nm, ■ 800 nm, ■ 900 nm, ■ 1000 nm.

El siguiente paso en este diseño de guías de onda de canal consiste en un análisis de las pérdidas en la propagación de la luz en estructuras con curvaturas. Se eligió un índice de refracción para operar en el visible en base a la película F12, $n = 1.54$ y $f = 712$ nm. Al tener la película una altura total de 712 nm se espera tener una altura de canal de 300 nm y una altura de escalón de 412 nm, ver figura 67a. Para definir el ancho físico de canal, se obtuvieron el índice efectivo, el ancho efectivo del modo y la altura efectiva del canal, al variar el ancho físico del canal entre 500 nm y 2750 nm, ver figura 67b, 67c

y 67d respectivamente. El valor del ancho efectivo del modo tiene un mínimo de $\sim 1300 \text{ nm}$ cuando el ancho del canal es de $\sim 900 \text{ nm}$ y a partir de ahí empieza a crecer linealmente con el ancho físico del canal. Por otro lado, la altura efectiva del modo tiene un máximo en un ancho de canal de 1000 nm y a partir de ahí empieza a disminuir su valor lentamente, más aún los cambios en altura efectiva no pasan de los 100 nm en la región analizada.

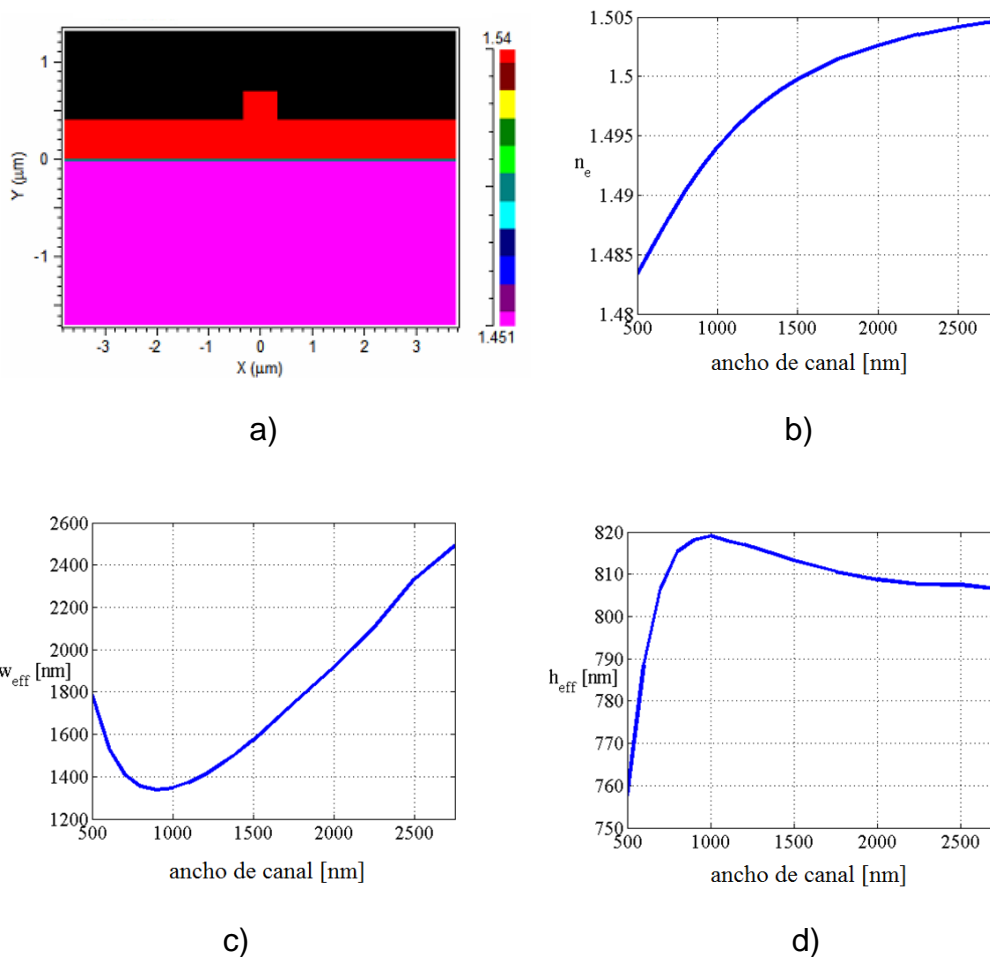


Figura 67. Guía de onda propuesta, a) sección transversal de guía basada en F12, b) índice de refracción efectivo del modo fundamental cuasi-TE, c) ancho efectivo y d) altura efectiva.

En la figura 68 se presenta la distribución de la amplitud del campo eléctrico del modo fundamental para 3 diferentes anchos físicos del canal: 500 nm , 900 nm (que

representa el ancho efectivo menor), y 1800 nm . Se puede apreciar cómo la distribución del modo cambia conforme se incrementa el ancho físico del canal.

En la óptica integrada se requieren guías que puedan trasladar la luz entre componentes y estos no necesariamente se encuentran geoméricamente en línea recta, por lo tanto se vuelve imperativo trasladar luz en 2 dimensiones mediante trayectorias curvas. En la figura 69 se muestra una configuración típica de un divisor de luz basado en la unión de dos configuraciones *s-bend*. En este dispositivo la luz se divide en 2 partes y se traslada hacia 2 fibras ópticas. Considerando aplicaciones de este tipo, donde se utilicen estructuras *s-bend*, se analizarán curvas cuyos radios sea mayor a $62.5 \mu\text{m}$.

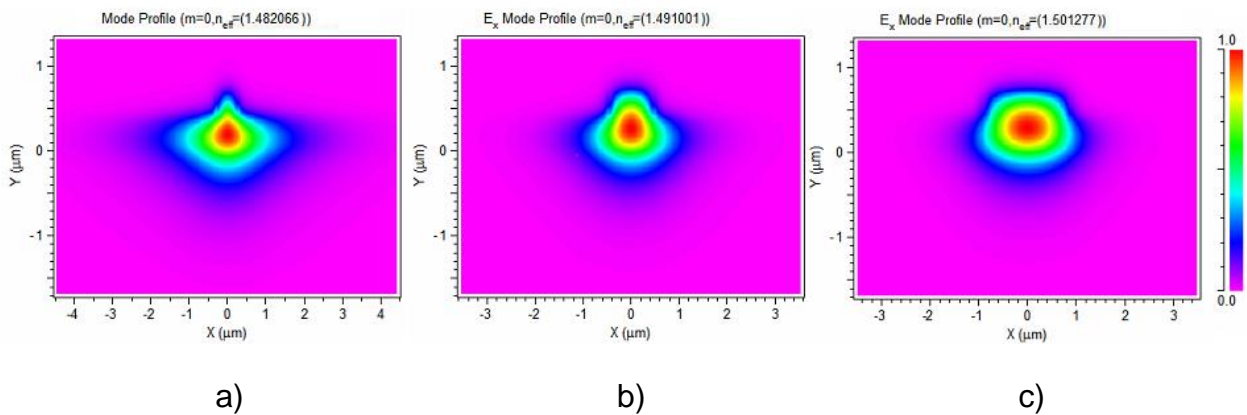


Figura 68. Perfil del modo fundamental cuando se opera con $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ y el ancho físico del canal es: a) 500 nm , b) 900 nm y c) 1800 nm .

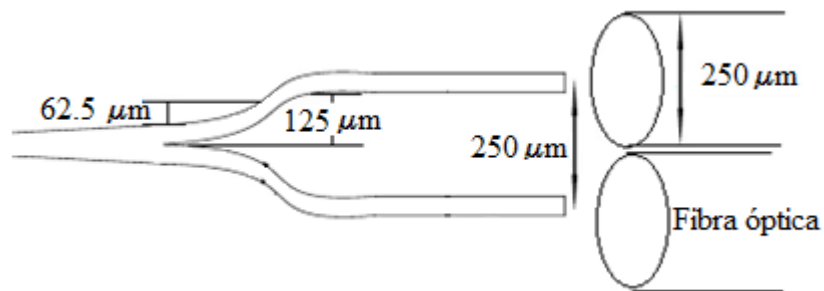


Figura 69. Esquema de un divisor de luz 1x2 basado en dos curvas *s-bend*.

Con el afán de miniaturizar estos dispositivos es común buscar curvaturas que tengan dimensiones bajas, o sea radios pequeños. Las guías de onda de silicio tienen radios de curvatura de decenas de nanómetros, esto es posible por el alto contraste de índice que posee su núcleo. Aunque nuestro material posee un alto contraste, no tiene el suficiente para alcanzar estos radios, el estudio a continuación determinará los radios de operación disponibles para nuestro material. En este análisis variamos el ancho físico del canal de la guía propuesta y simulamos la transmisión de la luz en la guía al proponer un rango de radios de curvatura de $200 \mu m$ hasta $2000 \mu m$. Para el estudio de la transmisión, consideramos únicamente las pérdidas por radiación introducidas en la curvatura (ver figura 70a). En la figura 70b se presenta la transmisión para curvaturas con radios de $200 \mu m$ hasta $2000 \mu m$. Tal como se esperaba, al aumentar el ancho físico del canal se obtiene mayor confinamiento lateral y con ello menores pérdidas por radiación del modo en la curvatura. Particularmente, para el ancho efectivo menor en esta guía (cuando el ancho físico es $900 nm$), tenemos que para alcanzar una transmisión en la curva del 95% se requiere un radio de $450 \mu m$. Si se requieren radios de curvatura menores se deberán elegir un ancho físico de canal mayor.

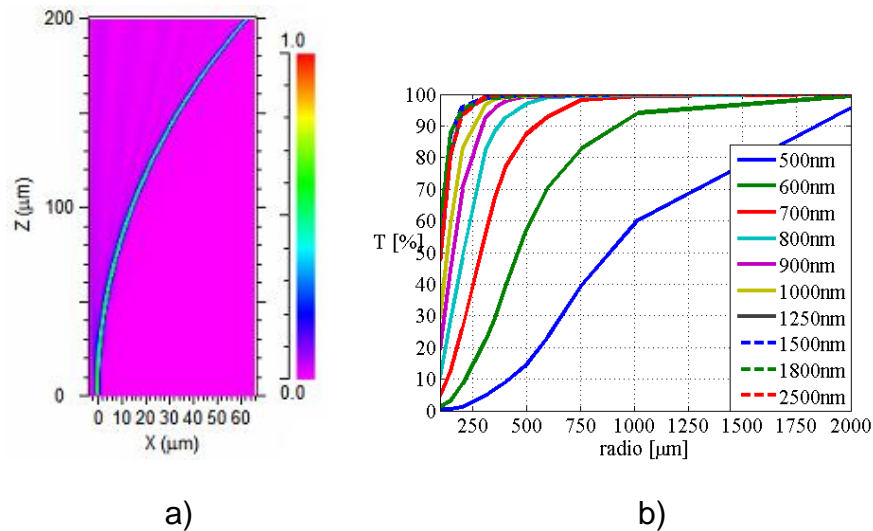


Figura 70. a) Vista superior de la propagación de la luz en una curva, b) transmisión de la luz en función del radio de curvatura y el ancho de canal.

Las curvas *s-bend* constan de 4 componentes: 2 líneas rectas y 2 curvas opuestas entre sí. Cuando la luz pasa entre estos 4 componentes sufre pérdidas por la

desalineación en la distribución de la amplitud del campo eléctrico, una forma de disminuir estas pérdidas es haciendo un desfase geométrico entre componentes (ver figura 71). Se realizó un estudio de desfase entre estos componentes encontrando que el desfase óptimo se encontraba alrededor de los 40 nm . Sin embargo, este desfase proporciona una mejora mínima (menor al 1%) por lo cual se recomienda para esta guía en particular omitir este desfase en la fabricación.

Considerando la dificultad de acoplar luz en guías de onda submicrón se diseñó un *taper* de transición adiabática en la entrada y salida de la guía de onda. La relación entre la longitud del *taper* y el ancho inicial y final del mismo, determinarán las pérdidas que se tendrán. Para nuestro caso se utilizó un *taper* con una longitud de $1000 \mu\text{m}$, de manera que teniendo un orden menor a la longitud de la guía (1 cm), la transición del ancho inicial de 3000 nm a un ancho final de 800 nm , representó pérdidas menores al 1%, ver figura 72.

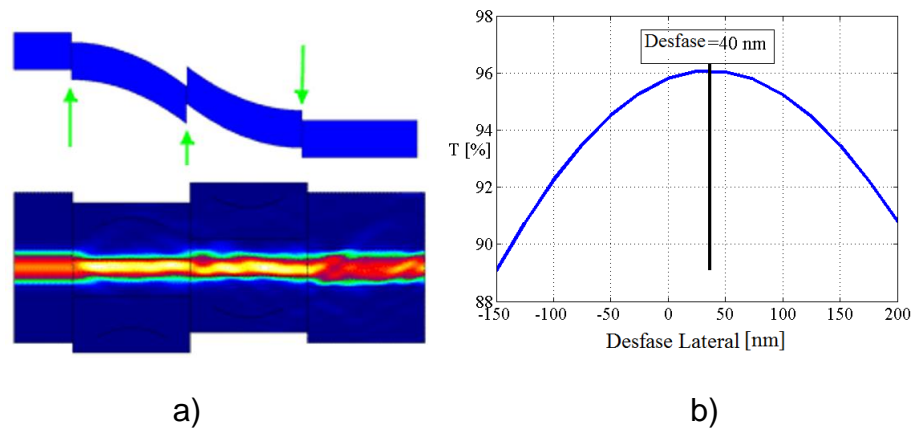
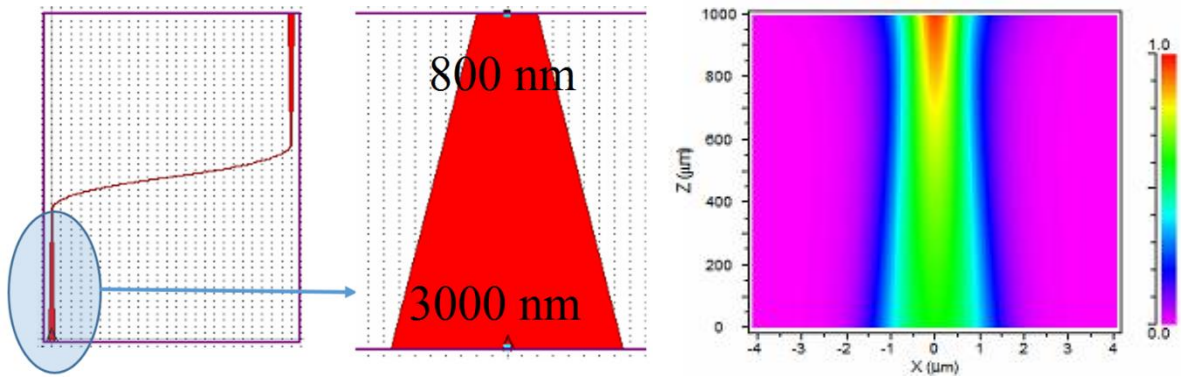
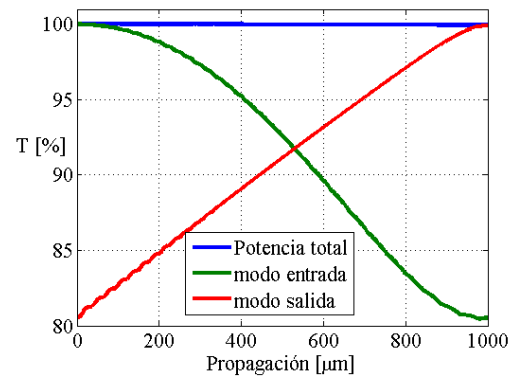


Figura 71. Desfase entre componentes de una *s-bend*, a) ilustración de desfase y comportamiento de la luz, b) transmisión calculada entre componentes de una *s-bend*.



a)

b)



c)

Figura 72. a) Estructura del *taper* propuesto, b) transición calculada de la luz en el *taper*. c) traspaso de luz entre el modo de entrada (fibra óptica) y el modo de salida (guía de canal).

Capítulo 5. Conclusiones y trabajo a futuro

En esta tesis se estudió la capacidad del SiO_x para formar guías de onda con aplicaciones en la óptica integrada. El trabajo comprendió el diseño de guías de onda planas y de canal, la síntesis del material por evaporación térmica e implantación de iones y la caracterización óptica de las guías de onda. Particularmente se ha encontrado que:

- El SiO_x ($1 < x < 2$) permite trabajar con índices de refracción en el rango de $1.457 < n < 2$ dependiendo de la cantidad de silicio (estequiometría) que contenga el material. En la implantación de iones, la cantidad de silicio se puede aumentar implantando dosis mayores, sin embargo, por cuestiones tecnológicas no resulta conveniente implantar dosis altas y esto conlleva a un límite en el índice de refracción del SiO_x . Por otro lado, evaporando térmicamente monóxido de silicio se puede modular fácilmente la estequiometría, durante la deposición del SiO_x , permitiendo el rango completo $1.457 < n < 2$. Sin embargo, se debe considerar que conforme incrementa el índice de refracción del SiO_x se aumenta la presencia de silicio y esto produce mayores pérdidas en el visible.
- El potencial contraste del índice de refracción del SiO_x con respecto a los sustratos convencionales de la óptica integrada (SiO_2), permite la fabricación de guías de onda con núcleo de dimensión submicrón. Por ejemplo, las mediciones del índice efectivo en las guías de onda planas operando en el visible, indicó que existía confinamiento del modo fundamental en películas desde $f \sim 150 \text{ nm}$ con índice $n_f \sim 2$, sin embargo el alto contenido de silicio en el material impide la propagación de la luz en 1 cm debido a la alta absorción del material. Al analizar la propagación en guías de onda planas con espesores $\sim 700 \text{ nm}$ e índice ~ 1.5 , se demostró un comportamiento monomodal en el visible y NIR. El ancho modal efectivo capturado con el CCD se ajustó al calculado numéricamente y el confinamiento de la luz en el núcleo fue alto (mayor al $\sim 90\%$). Al diseñar las guías de canal con las características de este material, se encontró que las

pérdidas por radiación debido a curvatura disminuyen conforme se incrementa el ancho del canal. Por ejemplo, si se desea trabajar con un ancho de canal submicrón con alta transmisión en la curva, se debe diseñar un radio de curvatura mayor a $300 \mu m$. Adicionalmente, se propuso al decapado iónico reactivo como la técnica que permitiría la fabricación de estas estructuras.

- La técnica de fabricación de guías de canal mediante la evaporación de SiO_x a través de una mascarilla metálica, resultó una técnica sencilla y rápida de implementar. La desventaja es que la fabricación y dimensiones de esta mascarilla está limitada a las condiciones tecnológicas de proveedores internacionales. Sin embargo, proponemos explorar la fabricación de una mascarilla con el polímero maN-2403 fabricada por litografía electrónica, esto permitiría reducir las dimensiones de los canales e incluso pudiera ser usada en implantación de iones.
- Las guías de onda con núcleo de nanocristales de silicio operan con bajas pérdidas en el NIR y altas pérdidas en el visible. En este caso, las pérdidas en el visible se atribuyen principalmente al esparcimiento de luz generado por los nanocristales. Para trabajo a futuro, se propone explorar la generación de nanocristales a partir de las películas evaporadas y depositar SiO_2 a través de una mascarilla para lograr un confinamiento lateral. Adicionalmente, estudiar las no linealidades de estas estructuras permitiría el desarrollo de dispositivos fotónicos avanzados.

El estudio realizado en este trabajo, demuestra que el SiO_x es un material que tiene potencial para ser utilizado como guía de onda en la óptica integrada. Sus propiedades ópticas le permiten operar y manipular la luz a escalas submicrón. Además, las guías de onda con nanopartículas de silicio que se obtienen al recocerlo, pueden ser utilizadas en el desarrollo de componentes activos de la fotónica. Se espera que estas guías puedan tener impacto en el área de sensores, transmisión de luz en circuitos ópticos y como plataforma para dispositivos híbridos fotónico-plasmónicos con aplicaciones en nanofotónica.

Literatura citada

- Anastasio, T.A., 1967. Dielectric Properties of Films Formed by Vacuum Evaporation of Silicon Monoxide, *Journal of Applied Physics*. 38, 2606.
- Baets, R., Lagasse, P.E., 1983. Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides. *Journal of the Optical Society of America*. 73(2), 177-182.
- Barranco, A., Mejías, J.A., Espinós, J.P., Caballero, A., González-Elipe, A.R., Yubero, F., 2001. Chemical stability of Si^{n+} species in SiO_x ($x < 2$) thin films, *Journal of Vacuum Science and Technology A*. 19(1), 136-144.
- Buchal, C., Withrow, S.P., White, C.W., Poker, D.B., 1994. Ion implantation of optical materials. *Annual Review of Materials Research*. 24, 125-157.
- Daldosso, N., Melchiorri, M., Riboli, F., Girardini, M., Pucker, G., Criverllari, M., Bellutti, P., Lui, A., Pavesi, L., 2004. Comparison among various Si_3N_4 waveguide geometries grown within a CMOS fabrication pilot line. *Journal of Lightwave Technology*. 22(7), 1734-1740.
- Drude, P., 1887. Ueber die Gesetze der Reflexion und Brechung des Lichtes an der Grenze absorbirender Krystalle, *Annalen der Physik*. 268(12), 584–625, DOI: 10.1002/andp.18872681205
- Durrani, S.M.A., Al-Kuhaili, M.F., Khawaja, E.E., 2003. Characterization of the thin films of $\alpha\text{-SiO}_x$ ($1.1 < x < 2.0$) prepared by reactive evaporation of SiO , *Journal of Physics: Conference Series*. 15, 8123-8135.
- Ferlauto, A.S., Ferreira, G.M., Pearce, J.M., Wronski, C.R., Collins, R.W., Deng, X., Ganguly, G., 2002. Analytical model for the optical functions of amorphous semiconductors from the near-infrared to ultraviolet: Applications in thin film photovoltaics. *Journal of Applied Physics*. 92(5), 2424-2436.
- Flores Romero, E. 2004. Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG. Tesis de maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 108 pp.
- Flores Romero, E. 2008. Estudio de guías de onda ópticas activas obtenidas por implantación de iones en cristales de YAG. Tesis de doctorado. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 149 pp.
- Gazecki, J., Kubica, J.M., Zamora, M., Reeves, G.K., Johnson, C.M., Ridgway, M.C., 1999. Refractive indices and thicknesses of optical waveguides fabricated by silicon ion implantation into silicon glass, *Thin Solid Films*. 340, 233-236.
- Hadley, G.R., 1992. Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators, *Optics Letters*. 17(20), 1426-1428.
- Hass, G., Salzberg, C.D., 1954. Optical properties of silicon monoxide in the wavelength region from 0.24 to 14.0 microns. *Journal of the Optical Society of America*. 44(3), 181-187.

- Hiraki, T., Nishi, H., Tsuchizawa, T., Kou, R., Fukuda, H., Takeda, K., Ishikawa, Y., Wada, K., Yamada, K., 2013. Si-Ge-Silica monolithic integration platform and its application to a 22-Gb/s x 16-ch WDM receiver, *IEEE Photonics Journal*. 5(4), 4500407.
- Huang, Y., Zhao, Q., Kamyab, L., Rostami, A., Capolino, F., Boyraz, O., 2015. Sub-micron silicon nitride waveguide fabrication using conventional optical lithography, *Optics Express*. 23(5), 6780-6786.
- Jalali, B., Trinh, P.D., Yegnanarayanan, S., Caoppinger, F., 1996. Guided-wave optics in silicon-on-insulator technology, *IEE Proceedings J - Optoelectronics*. 143(5), 307-311.
- Janda, P., Valenta, J., Ostantnicky, T., Pelant, I., Elliman, R.G., 2006. Light propagation in planar optical waveguides made of silicon nanocrystals buried in silica glass. *Thin Solid Films*. 515, 797-800.
- Kawano, K., Kitoh, T. 2001. Introduction to optical waveguide analysis. John Wiley & Sons, Inc, New York, 13-18
- Klimov, N.N., Mittal, S., Berger, M., Ahmed, Z. 2015. On-chip silicon waveguide Bragg grating photonic temperature sensor, *Optics Letters*. 40(17), 3934-3936.
- Kogelnik, H., Ramaswamy, V., 1974. Scaling rules for thin-film optical waveguides, *Applied Optics*. 13(8), 1857-1862.
- Kopp, S., Bernabé, B.B., Bakir, J., Fedeli M., Orobtcouk, R., Schrank, F., Porte, H., Zimmermann, L., Tekin, T., 2011. Silicon photonics circuits: on CMOS integration, fiber optical coupling, and packaging, *IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*. 17(3), 498-509.
- Lebour, Y., Navarro-Urrios, D., Pellegrino, P., Sarrabayrouse, G., Pavesi, L., Garrido, B., 2009. Optical amplification studies in Si nanocrystals-based waveguides prepared by ion-beam synthesis, *Physica E*. 41, 1044-1047.
- Lee, C. C., Tang, C. J., 2006. TiO₂-Ta₂O₅ composite thin films deposited by radio frequency ion-beam sputtering, *Applied Optics*. 45(36), 9125-9131.
- Li, G., Yao, J., Luo, Y., Thacker, H., Mekis, A., Zheng, X., Shubin, I., Lee, J., Raj, K., Cunningham, J.E. Krishnamoorthy, A.V., 2012. Ultralow-loss, high-density SOI optical waveguide routing for macrochip interconnects. *Optics Express*. 20(11), 12035-12039.
- Lim, A.E., Song, J., Fang, Q., Li, C., Tu, X., Duan, N., Chen, K.K., Tern, R.P., 2014, Review of silicon photonics foundry efforts. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 20(4), 8300112.
- Lin, Q., Painter, O.J., Agrawal, G.P., 2007. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications”, *Optics Express*. 15(25), 16604-16644.
- Lin, C., 2007. Foundations for guided-wave optics, John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, 25-47.
- Lin, G.R., Wun, C.L., Lian, C.W., Chang, H. C., 2009. Saturated small-signal gain of Si quantum dots embedded in SiO₂/SiO_x/SiO₂ strip-loaded waveguide amplifier made on quartz, *Applied Physics Letters*. 95(2).

- Luna, J.A., Garcia, G., Ponce, A., Vázquez, D.E., Carrillo, J., Morales, A., Díaz, T., Rosendo, E., Juárez, H., 2011. Structural and optical properties of SiO_x films deposited by HFCVD. *Proceedings Engineering*. 25, 304-308.
- Luo, Y., Chamanzar, M., Apuzzo, A., Salas-Montiel, R., Nguyen, K.N., Blaize, S., Adibi, A., 2015. On-chip hybrid photonic–plasmonic light concentrator for nanofocusing in an integrated silicon photonics platform, *Nano Letters*, 15(2), 849–856.
- Malitson, I. H., 1965. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the Optical Society of America*. 55(10), 1205-1208.
- Márquez H., Salazar D., Rangel-Rojo R., Angel-Valenzuela J.L., Vázquez G.V., Flores-Romero E., Rodríguez-Fernández L., Oliver A. 2013. Synthesis of optical waveguides in SiO₂ by silver ion implantation. *Optical Materials*. 35. 927–934.
- Mathlouthi, W., Rong, H., Paniccia, M., 2008. Characterization of efficient wavelength conversion by four-wave mixing in sub-micron silicon waveguides. *Optics Express*. 16(21), 16735-16745.
- Menchon-Enrich, R., Llobera, A., Cadarso, V.J., Mompart, J., Ahufinger, V., 2012. Adiabatic passage of light in CMOS-compatible silicon oxide integrated rib waveguides, *IEEE Photonics Technology Letters*. 24(7), 536-538.
- Moreno, J.A., Garrido, B., Pellegrino, P., Garcia, C., Arbiol, J., Morante, J.R., Marie, P., Gourbilleau, F., Rizk, R., 2005. Size dependence of refractive index of Si nanoclusters embedded in SiO₂. *Journal of Applied Physics*. 98, 013523.
- Nabok, A.V., Haron, S., Ray, A.K., 2003. Planar silicon nitride waveguides for biosensing, *IEE Proceedings Nonbiotechnology*. 150, 25-30.
- Najafi S.I., 1992. *Introduction to glass integrated Optics*. Artech House, Norwood, United States of America.
- Nesheva, D., Nedev, N., Levi, Z., Brüggemann, R., Manolov, E., Kirilov, K., Meier, S., 2008. Absorption and transport properties of Si rich oxide layers annealed at various temperatures, *Semiconductor Science Technology* 23(4), 0450151-0450158.
- Nesheva, D., Nedev, N., Manolov, E., Bineva, I., Hofmeister, H. 2007. Memory effect in MIS structures with amorphous silicon nanoparticles embedded in ultra thin SiO_x matrix". *Journal of physics and chemistry of solids*. 68, 725-728.
- Nicola, T., 2011. Silicon Oxide (SiO_x, 0<x<2): a Challenging Material for Optoelectronics, *Optoelectronics - Materials and Techniques*, InTech, 56-98 (2011). Available from: <http://www.intechopen.com/books/optoelectronics-materials-and-techniques/silicon-oxide-siox-0-x-2-a-challenging-material-for-optoelectronics>
- Nikitin, T., Velagapudi, R., Sainio, J., Lahtinen, J., Räsänen, M., Novikov, S., Khriachtchev, L. 2012. Optical and structural properties of SiO_x films grown by molecular beam deposition: effect of the Si concentration and annealing temperature. *Journal of Applied Physics*, 112, 094316-1-9.
- Nishi, H., Tsuchizawa, T., Shinojima, H., Watanabe, T., Itabashi, S., Kou, R., Fukuda, H., Yamada, K., 2013. Low-polarization-dependent silica waveguide monolithically integrated on SOI photonic platform, *Journal of Lightwave Technology*, 31(11), 1821-1827.

- O'Leary, M.J., Thomas III, J.H., 1987. Characterization of reactively evaporated SiO_x thin films, *Journal of Vacuum Science Technology A*, 5, 106-109.
- Ohring, M., 1992. *The material science of thin films*. (2da ed.), Academic Press. New Jersey, 195-246.
- Pellegrino, P., Garrido, B., Garcia, C., Arbiol, J., Morante, J.R., Melchiorri, M., Daldosso, N., Pavesi, L., Scheid, E. Sarrabayrouseet, G., 2005. Low-loss rib waveguides containing Si nanocrystals embedded in SiO₂. *Journal of Applied Physics* 97, 074312.
- Peña-Rodríguez, O., Pal, U., 2012. Ion implantation for the fabrication of plasmonic nanocomposites: a brief review. Prof. Mark Goorsky (Ed.), ISBN: 978-953-51-0634-0, InTech, disponible desde: <http://www.intechopen.com/books/ion-implantation/ion-implantation-for-the-fabrication-of-plasmonic-nanocomposites-a-brief-review>
- Ramírez-Espinoza, C., Salazar, D., Rangel-Rojo, R., Angel-Valenzuela, J.L., Vázquez, G.V., Flores-Romero, E., Rodríguez-Fernandez, L., Oliver, A., Domínguez, D.A., Márquez, H. 2015. Design of Step-Index Optical Waveguides by Ion Implantation. *Journal of Lightwave Technology*. 33(14), 3052-3059.
- RSoft BeamProp, Synopsys. 2015. User guide. USA.
- Sacher, W. D., Huang, Y., Lo, G. Q., Poon, J. K. S., 2015. Multilayer silicon nitride-on-silicon integrated photonic platforms and devices, *Journal of Lightwave Technology*, 33(4), 901-910.
- Salazar, D., Soto-Molina, Lizarraga-Medina, E.G., R., Felix, M.A., Radnev, N., Marquez, H. 2016. Ellipsometric study of SiO_x thin films by thermal evaporation. *Open Journal of Inorganic Chemistry*. 6, 175-182.
- Schineller, E.R, Flam, R.P, Wilmot, D.W., 1968. Optical Waveguides Formed by Proton Irradiation of Fused Silica, *Journal of the Optical Society of America*, 58(9), 1171-1176.
- Schmitz, J., Rangarajan, B., Kovalgin, A. Y., 2015. Fabrication and properties of Ge, Si and SiON layers for above-IC integrated optics, *Solid State Electronics*.108, 8-12.
- Segev, E., Fowler, T., Faraon, A., Roukes, M.L., 2015. Visible array waveguide gratings for applications of optical neural probes, *Proceedings of SPIE*, vol. 9305, 93052L. doi: 10.1117/12.2078599.
- Soref, R.A., 2006. The past, present and future of silicon photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12, 1678–1687.
- Su, S.P., Wu, C. L., Lin, Y.H., Lin G.R. 2016. All-optical modulation in Si quantum dot-doped SiO_x micro-ring waveguide resonator”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 22(2), 1900109.
- Subbaraman, H., Xu, X., Hosseini, A., Zhang, X., Zhang, Y., Kwong, D., Chen, R. T., 2015. Recent advances in silicon-based passive and active optical interconnects. *Optics Express*. 23(5), 2487-2511.
- Suzuki, K., Hida, Y., Shibata, T., Inoue, Y., Takahashi, H., Okamoto, K., 2006. Silica-based arrayed-waveguide gratings for the visible wavelength range, *NTT Technical Review*, 4(6), 48-52.

- Thomson, D., Zilkie, A., Bowers, J.E., Komljenovic, T., Reed, G.T., Vivien, L., Marris-Morini, D., Cassan, E., Viot, L., Fédéli, J.M., Hartmann, J.M., Schmid, J.H., Xu, D.X., Boeuf, F., O'Brien, P., Mashanovich, G.Z., Nedeljkovic, M. 2016. Roadmap on silicon photonics. *Journal of Optics*, 18(7), 1-20.
- Tong, X.C., 2014. *Advanced materials for integrated optical waveguides*, Springer, Cham, 1-7.
- Townsend, P.D., Chandler P.J., Zhang. 1994. *Optical effects of ion implantation*. Cambridge University.
- Villegas Vicencio, L.J., 2002. Estudio de derivadores ópticos 1 a 2 utilizando guías de onda con índice gradiente. Tesis de doctorado. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 119 pp.
- Vlasov, Y.A., McNab, S.J., 2004. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends, *Optics express*. 12(8), 1622-1631.
- Wakayama, Y., Kita, T., Yamada, H., 2011. Optical crossing and integration using hybrid Si-wire/silica waveguides, *Japanese Journal of Applied Physics*. 50(4), 04DG20.
- Wang, K.Y., Foster, M.A., Foster, A.C., 2015. Wavelength-agile near-IR optical parametric oscillator using a deposited silicon waveguide, *Optics Express*, 23 (12), 15431-15439.
- Wei, T.Y., William, W., Bloom, L.R., 1974 Large refractive index change induced by ion implantation in lithium niobate, *Applied Physics Letters* 25, 329, doi: 10.1063/1.1655494
- Woollam, J.A., 2011. *CompleteEASE data analysis manual*. J.A.Woollam Co. Inc, New England. United States of America.
- Wörhoff, K., Lambeck, P.V., Driessen, A., 1999, Design, tolerance analysis, and fabrication of silicon oxynitride based planar optical waveguides for communication devices, *J. Lightwave Technology*. 17(8), 1401-1407.
- Wu, C., Su, S., Lin, G., 2014. All-optical data inverter based on free-carrier absorption induced cross-gain modulation in Si quantum dot doped SiOx waveguide. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 20(4), 8200909.
- Yamada, K., 2013. Compact, cost-effective monolithic photonics platform for telecom applications, *SPIE Newsroom*. DOI: 10.1117/2.1201304.004763.
- Yamada, M., Ohmori, Y., Takada, K., Kobayashi, M., 1991. Evaluation of antireflection coatings for optical waveguides, *Applied Optics*, 30(6), 682-688.
- Zarchi, M., Ahangarani, S., 2015. The role of operations after the deposition on the performance of SiOx films in optoelectronic devices, *Optical Materials*. 46, 223-227.