

La investigación reportada en esta tesis es parte de los programas de investigación del CICESE (Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California).

La investigación fue financiada por el CONAHCYT (Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías).

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México). El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo o titular de los Derechos de Autor.

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



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación
en Optoelectrónica**

**Estudio de moduladores de fase electroópticos para
aplicaciones en fotónica integrada**

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

Presenta:

Blanca Ivonne Uribe Arias

Ensenada, Baja California, México
2024.

Tesis defendida por
Blanca Ivonne Uribe Arias

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna
Codirector de tesis

Dr. Wencel José de La Cruz Hernández
Codirector de tesis

Dra. Karina Garay Palmett

Dra. María del Carmen Maya Sánchez

Dr. Raúl Rangel Rojo

Dr. Víctor Ruíz Cortés



Dr. Daniel Jáuregui Vázquez
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Ana Denise Re Araujo
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Blanca Ivonne Uribe Arias** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestra en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Estudio de moduladores de fase electroópticos para aplicaciones en fotónica integrada

Resumen aprobado por:

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna
Codirector de tesis

Dr. Wencil José de La Cruz Hernández
Codirector de tesis

En el presente trabajo se investigan moduladores de fase electroópticos formados de guías de onda híbridas (GOH) de películas delgadas de titanato de bario (BTO) sobre o debajo de películas delgadas de nitruro de silicio (Si_3N_4) crecidas sobre una película delgada de dióxido de silicio (SiO_2) y todo sobre sustratos de silicio (Si). Gracias a las propiedades electroópticas del BTO es posible modular la fase de luz que se propaga a través de las GOH al ser sometido a un campo eléctrico. Para realizar este estudio, se incorporaron las funciones necesarias de simulación a la plataforma de diseño existente en el grupo de trabajo, con las cuales se calcularon los modos de propagación en las guías de onda y su índice de refracción efectivo, además, es posible simular dos configuraciones de las GOH, con la película delgada de BTO sobre o debajo del núcleo de la guía de Si_3N_4 , esta segunda configuración ha sido llamada E2 y ha resultado ser la mejor para la fabricación del modulador de fase electroóptico, dado que presenta mejor confinamiento de la luz y un traslape espacial del 95% respecto a la guía de onda sin BTO empleando 100 nm de BTO. En la parte experimental de este trabajo, se obtuvieron las recetas para la síntesis para las películas delgadas de Si_3N_4 , usando un blanco de Si o un blanco de Si_3N_4 , así como las condiciones de síntesis de películas delgadas de BTO mediante la técnica conocida como depósito por láser pulsado. En este trabajo se encontró que no se requiere una atmósfera de oxígeno durante la síntesis de las películas de BTO, ya que no hay cambios en la estequiometría en función del uso de oxígeno. Las películas delgadas de BTO sintetizadas son amorfas y pasan a ser policristalinas mediante tratamientos térmicos. Se realizaron diversas caracterizaciones a las películas delgadas de BTO, como: difracción de rayos X, microscopía de fuerza atómica, elipsometría y microscopía óptica de barrido. Finalmente, se muestra la fabricación de un dispositivo para prueba de estudio del efecto electroóptico en una película delgada de BTO, mediante elipsometría aplicando voltajes in situ.

Palabras clave: guía de onda híbrida, titanato de bario, efecto electroóptico, modulador de fase electroóptico, PLD, pulverización catódica.

Abstract of the thesis presented by **Blanca Ivonne Uribe Arias** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Study of electro-optical phase modulators for integrated photonics applications

Abstract approved by:

Ph D. Francisco Antonio Domínguez Serna
Thesis Co-Director

Ph D. Wencil José de La Cruz Hernández
Thesis Co-Director

In this study, we investigate electro-optical phase modulators composed of hybrid waveguides formed from barium titanate (BTO) thin films positioned above or below silicon nitride (Si_3N_4) thin films, which are grown on silicon dioxide (SiO_2) thin film, and all deposited on silicon (Si) substrates. Due to the electro-optical properties of BTO, it is possible to modulate the phase of light propagating through the hybrid waveguides (GOH) when subjected to an electric field. To conduct this study, we incorporated the necessary simulation functions into the existing design platform of our research group. The simulations are based in the finite difference method to calculate the propagation modes in the waveguides and their effective refractive index. With this new platform, it is possible to simulate two configurations of the GOH: one where the BTO thin film is positioned above, and the other where the BTO thin film is positioned below the Si_3N_4 waveguide core. This second configuration is referred to as E2. In this design platform, parameters of interest such as BTO layer thickness, electrode spacing, and electrode length can be configured. The results indicate that the E2 configuration is optimal for MFEO fabrication due to its higher light confinement for a BTO film thickness of 100 nm. In the E2 configuration, a spatial overlap of over 95% was achieved between the GOH and the waveguide without BTO. In the experimental part of this work, we present the synthesis recipes for Si_3N_4 thin films using either a Si target or a Si_3N_4 target. Additionally, the synthesis conditions for BTO thin films using the technique known as pulsed laser deposition were determined. We found that an oxygen atmosphere is not required during the synthesis of BTO films, as there is no change in stoichiometry with oxygen usage. The synthesized BTO thin films are amorphous and become polycrystalline through thermal treatments. Several characterizations were performed on the BTO thin films, including X-ray diffraction, atomic force microscopy, ellipsometry, and scanning optical microscopy. Finally, we show the fabrication of a test device to study the electro-optic effect in a BTO thin film, utilizing ellipsometry within situ voltages.

Keywords: Hybrid waveguide, electro-optic effect, electro-optic phase modulator, barium titanate, PLD, sputtering.

Dedicatoria

A mi querida madre, que con su inmenso corazón, fuerza y valentía siempre ha creído en mí y me ha apoyado incondicionalmente para alcanzar todos mis sueños.

Este trabajo es una prueba de que gracias a tu amor todo es posible aun en las circunstancias más difíciles.

Te amo mamá.

Agradecimientos

A Dios, por concederme sabiduría y valor para alcanzar mis metas, y por darme la fortaleza necesaria para enfrentar cualquier tempestad.

A mis amados padres, por su amor infinito, apoyo incondicional, constante esfuerzo en ayudarme a lograr mis objetivos y ser fuente de inspiración para nunca rendirme.

A mis queridos hermanos y sobrino, Diana, Caren e Isaac y Evan, por ser pilares fundamentales en mi vida e inspirarme a alcanzar mis metas.

A mi amado Ema, por tu compañía incondicional y tu cariñoso amor en este proceso de mi vida.

A mis queridas amigas: Mayra, Karla y Yolo por creer en mí, incluso más que yo, por su apoyo invaluable y por su amistad infinita.

A mi querido amigo caminante y colega René Molnar y la AFVC, por sus sabios consejos, apoyo incondicional y guía en esta etapa de mi vida.

A mis queridos colegas y amigos: Ferney, José Pablo e Itzcualt, por su valiosa compañía y apoyo en el laboratorio y en el descubrimiento del camino del BTO, el nitruro y claro, por literalmente salvarme la vida de muchas formas durante este proyecto.

A mis apreciables amigos: Yael, Yesi, José, Mario, Lázaro, Ivonne, Ángel, Cristian, Napo, Luisa, Abril, Alejo, Ana Luisa Vieyra y la Sra. Ana, por el café, las pláticas y salidas que permitieron equilibrar la vida.

A mis apreciables profesores cuyos consejos y pláticas fueron esenciales para mi desarrollo profesional durante este trabajo de tesis: Dr. Armando, Dr. Cerón, Dr. Dionisio, Dr. Francisco, Dr. Raúl, Dra. Tchaikina, Dr. Víctor Dr. Pedro y Dr. Eugenio.

A mis directores de tesis, el Dr. Francisco, el Dr. Wencel y a la Dra. Karina, por sus enseñanzas, consejos, infinita paciencia, disposición e inestimable apoyo a lo largo de este proceso. Su orientación constante e influencia profesional han dejado huella profunda en mi formación académica y científica.

A los miembros de mi comité de tesis, Dra. Karina, Dr. Raúl Rangel, Dra. Carmen Maya y Dr. Víctor Ruiz, por su tiempo, orientación, apoyo y sus valiosas contribuciones al mejoramiento de este trabajo, su perspectiva ha sido pieza fundamental para mi desarrollo profesional y académico.

A mis compañeras y compañeros de LINOCC y NANODID, por su apoyo incondicional, acompañamiento y enseñanza en la síntesis de materiales y análisis de datos para esta tesis.

A mis queridos colegas, Ricardo, Eduardo, Ángel y Omar, muchas gracias por su valioso esfuerzo en la síntesis de materiales y apoyo en el CR.

Quiero agradecer al Dr. Wencel De La Cruz, al Dr. Harvi Castillo, a la M.I. Irene Barberena y a la Dra. Noemí Abundiz por brindarme el conocimiento suficiente en las técnicas de la UNaFab para poder desarrollar parte de este trabajo. A la M.C. Eloísa Aparicio y al Dr. Eduardo Murillo por sus apoyos técnicos en las caracterizaciones en la Unidad de Nanocaracterización del CNyN. A la Dra. Nayeli Casillas y al Dr. Basma Zouari por el apoyo técnico en las imágenes de SEM hechas en la Universidad de Tecnología de Troyes, Francia.

Agradezco al Laboratorio Nacional de Nanofabricación, al proyecto PAPIIT-IT101021 y al proyecto Conacyt No 194758 por el financiamiento de este trabajo de tesis.

Agradezco infinitamente al grupo SAOM-LAB por su valioso apoyo en mediciones elipsométricas y sus consejos. Principalmente a la Dra. Noemi y al Dr. Machorro, por su incondicional apoyo experimental en la búsqueda de los modelos del BTO. Y A la Dra. Mayra por proporcionarnos el BTO.

Al departamento de Óptica del CICESE y todos los miembros que lo integran, por su apoyo y recursos, su dedicación a la excelencia académica fundamental en este trabajo y por el apoyo para la culminación de esta, así como el apoyo administrativo y técnico.

Y finalmente al quiero agradecer enormemente al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE) por proporcionarme las herramientas y el ambiente necesario para lograr mis objetivos académicos. Al Centro de Nanociencias y Nanotecnología (CNyN-UNAM) por brindarme sus instalaciones y recursos para poder realizar mi trabajo de investigación. Al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT), por proporcionarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos.....	v
Lista de figuras.....	x
Lista de tablas	xiv
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Estructura de la tesis	2
1.2 Antecedentes	3
1.3 Objetivos	6
1.3.1 Objetivo general	6
1.3.2 Objetivos específicos.....	6
Capítulo 2. Guías de onda ópticas y moduladores de fase electroópticos.	8
2.1 Guías de onda.....	8
2.1.1 Teoría electromagnética sobre la propagación de la luz en guías de onda ópticas.....	9
2.1.2 Modos de propagación en guías de onda.	13
2.2 Guías de onda ópticas tipo cresta	14
2.3 Guías de onda híbridas.....	15
2.4 Efecto electroóptico.	16
2.4.1 Moduladores de fase electroópticos	17
2.4.2 Tipos de moduladores de fase EO.....	20
2.4.3 Materiales Electroópticos.	22

2.4.3.1	Titanato de Bario: propiedades electroópticas.....	24
2.5	Solución teórica del modulador de fase EO de BTO con Si_3N_4 para $\Delta\varphi = \pi$	25
Capítulo 3. Diseño del modulador de fase electroóptico.....		28
3.1	Estudio numérico.....	28
3.2	Características ópticas de los materiales: Si, SiO_2 , Si_3N_4 y BTO.....	29
3.3	Diseño de las estructuras de guías de onda híbridas.....	31
3.4	Análisis de convergencia.....	34
3.4.1	Análisis de convergencia de la malla interna de la E1.....	35
3.4.2	Análisis de convergencia de la malla interna de la E2.....	36
3.5	Barrido de frecuencias e incorporación de contactos.....	39
3.6	Variación del espesor de la capa de BTO en el modulador de fase electroóptico.....	40
3.7	Respuesta EO en un modulador de fase de BTO y Si_3N_4	42
Capítulo 4. Síntesis y caracterización de materiales.....		46
4.1	Síntesis de materiales y preparación de muestras.....	46
4.2	Síntesis y caracterización de películas delgadas de Si_3N_4	48
4.3	Síntesis de las películas delgadas de BTO.....	56
4.4	Caracterización de las películas de BTO.....	59
4.4.1	Evaluación de la estequiometría de las películas delgadas de BTO.....	59
4.4.2	Caracterización por elipsometría de los depósitos de BTO.....	60
4.5	Tratamiento térmico de las películas de BTO.....	64
4.5.1	Análisis cristalográfico de las películas delgadas de BTO.....	68
4.5.2	Análisis topográfico y morfológico de las películas delgadas de BTO.....	70
4.5.2.1	Análisis topográfico.....	70
4.5.2.2	Análisis morfológico.....	72

4.6	Síntesis de películas delgadas de Au y Cr.....	74
Capítulo 5.	Efecto electroóptico en estructuras de BTO con SiO₂.....	77
5.1	Propuesta de dispositivo para el estudio del efecto EO.	77
Capítulo 6.	Conclusiones.....	85
6.1	Trabajo a futuro	87
Literatura citada		89

Lista de figuras

Figura	Página
1. Compuerta cuántica de un solo cúbit (tomado de: Aguayo Alvarado et al., 2022).....	2
2. Reflexión interna total en una estructura de guía de onda óptica y perfil de índice de refracción de los componentes, (adaptada de: Okamoto, 2006).	8
3. Tipos de guías de onda: (a) guía rectangular embebida, (b) rectangular tipo canal, (c) tipo cresta, (d) tipo costilla (Adaptada de: Saleh & Teich, 2019).	9
4. Guía de onda tipo cresta.	14
5. Modo fundamental TE soportado en una guía de onda híbrida con $\lambda=785$ nm.	15
6. Onda de luz propagándose en un medio EO, (a) sin campo eléctrico y, (b) con campo eléctrico.	18
7. Modulador de fase longitudinal (a) y transversal (b), tomada de: (Saleh & Teich, 2019).	20
8. Elipsoide de índices de refracción para un cristal.	22
9. Modulador de fase EO, en GOH tipo cresta.	27
10. Guía de onda tipo cresta de núcleo de Si_3N_4 : (a) vista transversal, (b) vista 3D.	32
11. Vista transversal de las estructuras de guías de onda híbrida diseñadas, (a) E1 y (b) E2.	33
12. Guía de onda híbrida. El recuadro azul abarca la zona correspondiente a la GO y el recuadro rosa a la zona de la GOH.	33
13. Sistema de enmallado en MODE, para una guía de onda en la configuración E2.	34
14. Diseño de ME y MI para la configuración E1.	35
15. Resultados del análisis de convergencia del modo fundamental TE para la E1 (a) IRE en función de la variación de resoluciones R_x y R_y para la ME. (b) Gradiente del IRE en función de la variación de R_x y R_y para la ME. (c) IRE en función de la variación de resoluciones R_x y R_y para la MI. (d) Gradiente de IRE en función de la variación de R_x y R_y para la MI.	36
16. Resultados del análisis de convergencia del modo fundamental TE para la E2 (a) IRE en función de la variación de resoluciones R_x y R_y para la ME. (b) Gradiente del IRE en función de la variación de R_x y R_y para la ME. (c) IRE en función de la variación de resoluciones R_x y R_y para la MI. (d) Gradiente de IRE en función de la variación de R_x y R_y para la MI.	37
17. Resultados de la intensidad del modo fundamental TE con $\lambda=785$ nm, espesor de BTO=100 nm, con las resoluciones de convergencia. (a) E1 (b) E2. (c) GO.	38

18. Diseño de GOH con contactos con 90 nm Au y 10 nm de Cr. (a) Configuración E1. (b) Configuración E2.	39
19. Resultado del barrido de frecuencias, IRE en función de la longitud de onda (λ), para las guías de onda híbridas E1, E2, y GO, con contactos (CC) y sin contactos (SC).....	40
20. (a) Resultados de los IRE del modo fundamental TE para diferentes espesores en la capa de BTO del modulador de fase electroóptico. (b) Traslape espacial entre el modo fundamental TE de la GO y el modo del MFEO al variar el espesor de la capa de BTO.	41
21. Resultados de modo fundamental TE, para diferentes alturas de BTO para el MFEO. (a) 25 nm. (b) 125 nm. (c) 200 nm.....	42
22. Resultado de la dispersión del modulador de fase EO sin voltaje (MF) y con voltaje (MFEO) 45	
23. Gráfica del resultado del cambio de fase del MFEO diseñado. (a) Para los coeficientes de Pockels efectivos r_{eff1} y r_{eff2} y (b) para r_{eff3} y r_{eff4} . Considerando el rango correspondiente de voltajes para cada r_{eff}	45
24. Fotografías del proceso de preparación de los sustratos: (a) Oblea completa de SiO ₂ /Si, (b) superficie de la oblea observada en el microscopio óptico. (c) Muestras de SiO ₂ /Si.....	47
25. Pulverización catódica. a) Esquema de una cámara de pulverización catódica simplificada adaptada de (Aguayo Alvarado et al., 2022). (b) Fotografía del sistema de pulverización catódica empleado en este trabajo.....	48
26. Esquemas del procedimiento para el depósito de las películas delgadas de Si ₃ N ₄ por medio de pulverización catódica. (a) Introducción de muestra. (b) Limpieza del blanco. (c) Mezclado de gases. (d) Depósito de la película, y (e) enfriamiento.....	50
27. Resultado de una muestra de Si ₃ N ₄ depositada por pulverización catódica en este trabajo. (a) Fotografía de muestra a gran escala. (b) Fotografía de una muestra obtenida con un microscopio óptico.....	50
28. Diagramas de distribución de los resultados de elipsometría obtenidos a las muestras depositadas de Si ₃ N ₄ . (a) Distribución porcentual de los MSE y (b) distribución porcentual del índice de refracción.....	51
29. Gráfica de la tasa de crecimiento del Si ₃ N ₄	52
30. Gráfica del índice de refracción obtenido usando elipsometría de las películas delgadas de Si ₃ N ₄ en función del porcentaje de huecos, al utilizar el modelo de EMA.	53
31. (a) Gráfica del estudio de índice de refracción del Si ₃ N ₄ en función de la presión de trabajo. (b) Gráfica del porcentaje de huecos en función de la presión de trabajo.	53
32. Fotografía de las muestras de Si ₃ N ₄ fracturadas.....	54
33. Resultado de muestra de Si ₃ N ₄ sintetizada por pulverización catódica con un blanco de Si ₃ N ₄ . (a) Fotografía de la muestra sintetizada. (b) Fotografía de la muestra vista desde el microscopio óptico con el objetivo de 5x.	55

34. Gráfica de índice de refracción de las muestras sintetizadas por pulverización catódica usando el blanco de Si_3N_4 . (a) Índice de refracción en función de la potencia en el cañón durante el depósito. (b) Espesor obtenido durante el depósito en función de la potencia en el cañón. 55
35. (a) Esquema de la técnica de PLD, tomada y adaptada de (Gatzen et al., 2015). (b) Fotografía del sistema de PLD empleado en este trabajo. 57
36. Fotografías de una muestra de BTO depositada por PLD. (a) Fotografía tomada mediante microscopio óptico con objetivo de 5x. (b) Fotografía de la muestra sintetizada de BTO. 58
37. Resultado del espectro foto electrónico XPS del BTO sintetizado a diferentes presiones de O_2 , 0 mTorr corresponde a la curva para la muestra B_1 , 3 mTorr a la curva de la B_2 , y B_3 a la curva de 6 mTorr y la curva oscura corresponde al blanco de BTO. Los picos analizados corresponden a los elementos que componen al BTO sintetizado. TiLMM, OKLL, BaMNN, corresponden a las líneas de los electrones de Auger correspondientes al BaTiO_3 (Amaechi et al., 2019; Seki et al., 2015) 60
38. (a) Sistema de medición del elipsómetro tomado y adaptado de (Aguayo Alvarado et al., 2022) y (b) Fotografía de elipsómetro Wollam Alpha SE empleado en este trabajo. 61
39. Resultado de la dispersión de la muestra B_1 sintetizada por PLD. 63
40. Resultado de la tasa de crecimiento del BTO sintetizado por la técnica de PLD, sobre SiO_2/Si . 64
41. Horno de cuarzo, empleado en el proceso de recocido del BTO. 65
42. Resultados de la dispersión de las películas delgadas de BTO para diferentes muestras recocidas en aire a diferentes temperaturas. La curva T.A. representa a la película delgada de BTO tal como fue depositada (a temperatura ambiente). Las gráficas etiquetadas como BTO-o y BTO-e, son las curvas reportadas en la literatura para una muestra monocristalina de BTO tomada de (Palik, 1991). 66
43. Resultado de la comparación de los espesores de las películas delgadas de BTO sintetizadas sometidas al recocido térmico, en donde las barras T.A. corresponden al espesor de la película delgada previa al recocido. 67
44. Dispersión de la muestra B_5 y B_7 , ambas recocidas a 700°C . 67
45. Resultados de la caracterización por XRD. (a) Difractograma del sustrato SiO_2/Si . (b) Difractograma de la muestra de BTO a temperatura ambiente (T.A.), patrón amorfo. (c) Difractograma de la muestra de BTO recocida a 800°C . 69
46. Esquema del funcionamiento de un AFM. (Imagen tomada de: Voigtländer, 2019). 70
47. Resultado de análisis por AFM de la muestra B_1 , que tiene BTO amorfo sobre vidrio. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido. 72
48. Resultado de análisis por AFM de la muestra B_2 , con BTO. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido. 72

49. Resultado de análisis por AFM de la muestra B₄, con BTO policristalino. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido. 72
50. SEM, esquema tomado de: (Salman Ali, 2020). 73
51. Resultados de SEM de la muestra B₉ de BTO. El polímero conductor que se observa fue incorporado intencionalmente con el fin de disipar la carga que se pudiera acumular en la superficie de la muestra debido al bombardeo de electrones y así también proteger la muestra. 74
52. (a) Esquema de generación de haz de electrones para el depósito por e-beam tomada de: (Gatzen et al., 2015) (b) Fotografía del sistema de evaporación por e-beam usado en este trabajo. 75
53. (a) Esquema con las dimensiones de los contactos, el material verde corresponde al SiO₂, el rosa a la película de BTO y el amarillo a las películas de Au/Cr. (b) Fotografía de la muestra B₅ con la incorporación de contactos de Au/Cr. 76
54. Dispositivo de medición del efecto EO, la altura de los contactos es de 10nm. 78
55. (a) Fotografía del dispositivo de prueba de efecto EO. (b) Prueba de continuidad de los cables. 78
56. Método para posicionar una muestra de BTO en el portamuestra del elipsómetro. 79
57. Arreglo experimental de la prueba de efecto EO en la muestra de BTO sintetizada. Los cables se encontraban conectados a una fuente de voltaje DC, marca BK, precisión 1760 A. 81
58. (a) Resultado de la dispersión del dispositivo al aplicarle tres voltajes diferentes como una primera prueba y (b) acercamiento a las longitudes de onda de 785.5 nm a 787.5 nm. 81
59. (a) Resultado de la dispersión del dispositivo al aplicarle tres voltajes diferentes como una segunda prueba y (b) acercamiento a las longitudes de onda de 785.5 nm a 787.5 nm. 82
60. Propuesta de prototipo para la medición del efecto EO. 84

Lista de tablas

Tabla	Página
1. Propiedades EO del BTO cristalino (Karvounis et al., 2020).....	25
2. Constantes ópticas del modelo de Sellmeier para el Si y SiO ₂	31
3. Dimensiones de las guías de onda diseñadas e índice de refracción de los materiales.	33
4. Resultados de las resoluciones de convergencia obtenidas y IRE del modo fundamental TE, para E1, E2 y GO.....	38
5. Resultados de simulación del modulador de fase EO.....	43
6. Resultados del voltaje de media onda (V_{π}) y del voltaje de media onda efectivo ($V_{\pi_{eff}}$), estimados a partir de las referencias bibliográficas para el BTO sintetizado y las calculadas a partir de los parámetros de la estructura del MFEO	44
7. Características del láser Nd-YAG empleado para los depósitos hechos en este trabajo.....	57
8. Condiciones de crecimiento de las muestras de BTO depositadas por la técnica de PLD.....	58
9. Coeficientes para el modelo de Cauchy de la muestra B_1	62
10. Resultados de espesor y rugosidad en las muestras depositadas a diferentes presiones de O ₂	62
11. Parámetros de síntesis del Cr y Au por la técnica de e-beam.....	76
12. Distancias para posicionar la muestra B_5 en el portamuestras del elipsómetro.	80
13. V_{π} y Δn estimados para un cambio de fase π en el dispositivo diseñado.	80
14. Resultados numéricos del índice de refracción respecto a la aplicación de diferentes voltajes a la película delgada de BTO para $\lambda=785\text{nm}$	83
15. Resultados numéricos del n respecto a la aplicación de diferentes voltajes a la película delgada de BTO para $\lambda=785\text{nm}$	83

Capítulo 1. Introducción

Durante los últimos años se ha observado una alta demanda tecnológica en el mundo, el aumento exponencial en la transmisión de datos ha dado cabida a la necesidad de mayor velocidad de procesamiento y seguridad computacional, con características como la rapidez y eficiencia en el procesamiento de información (Moody et al., 2021). Con la reciente implementación de la inteligencia artificial, cada vez más sectores se incorporan al uso de la tecnología y por ende el interés en el desarrollo científico hacia estas áreas aumenta en materia computacional. Una de las ciencias más prometedoras para el desarrollo de nuevos procesadores es la fotónica integrada, la cual estudia la interacción de la luz-materia en dispositivos a pequeña escala (O'Brien et al., 2009a) que forman sistemas más complejos capaces de procesar información cuántica (J. Wang et al., 2020).

Estos dispositivos se basan en guías de onda ópticas (Aguayo Alvarado, 2022) que forman resonadores, interferómetros, moduladores de fase, entre otros, los cuales permiten la manipulación de la luz (Saleh & Teich, 2019) y la creación de circuitos fotónicos capaces de procesar información de forma rápida y eficiente (Moody et al., 2021). Uno de estos dispositivos son los moduladores de fase electroópticos (MFEO), en los cuales es posible controlar la fase de la luz por medio de la respuesta electroóptica (EO) de los materiales que forman la guía de onda (Sun & Sun, 2022), los cuales pueden ser incorporados a interferómetros que permitan aplicaciones de procesamiento de información cuántica (Sarkar et al., 2006). Los MFEO se pueden hacer con guías de onda híbridas (GOH) que a diferencia de las guías de onda típicas constan de un núcleo formado por dos materiales en los que se propaga la luz (Abel et al., 2016; Oulton et al., 2008), donde uno de ellos tiene propiedades EO, de tal forma que, al ser sometido a un campo eléctrico, modifica su índice de refracción, modulando así la fase de la luz que viaja a través de él (Saleh & Teich, 2019).

El presente se centra en el estudio de MFEO, en los cuales se logre un cambio de fase π en la propagación de luz en guías de onda híbridas (GOH) tipo cresta, compuestas de películas delgadas de titanato de bario (BaTiO_3 también conocido como BTO) y películas delgadas de nitruro de silicio (Si_3N_4). El BTO es un material con excelentes propiedades electroópticas (Abel et al., 2013a, 2019; Reynaud et al., 2023). Por otro lado, el Si_3N_4 es un material con alto índice de refracción y transparente en el rango visible del espectro (Aguayo Alvarado et al., 2023; Castro Simanca, 2021). Para efectos del estudio se consideró un ancho del núcleo híbrido de 5 micrómetros, tamaño viable de obtener con la infraestructura disponible y que favorece la incorporación del modulador a un sistema mayor tal como una compuerta cuántica de un solo cúbit. Un

ejemplo de un dispositivo fotónico integrado es el utilizado para la implementación de compuertas cuánticas de un cúbit basadas en óptica no lineal que se puede observar en la Figura 1. Este dispositivo requiere dos moduladores de fase (etiquetados en la Figura 1 como: ν_1 y ν_2), los cuales permitan generar la diferencia de fase entre los haces de bombeo y las señales (etiquetadas en la Figura 1 como ω_1 , ω_2 , ω_s , ω_r , respectivamente, permitiendo así generar cúbits y rotarlos en la esfera de Bloch (Aguayo Alvarado et al., 2022).

Por otro lado, como parte de la tesis se buscó reproducir las recetas para la síntesis de los materiales de interés, previamente desarrolladas por el grupo de trabajo. Asimismo, se propuso la metodología para la síntesis del BTO, a fin de incrementar su respuesta EO. Finalmente, se propuso un dispositivo para medir la respuesta de las muestras de BTO fabricadas.

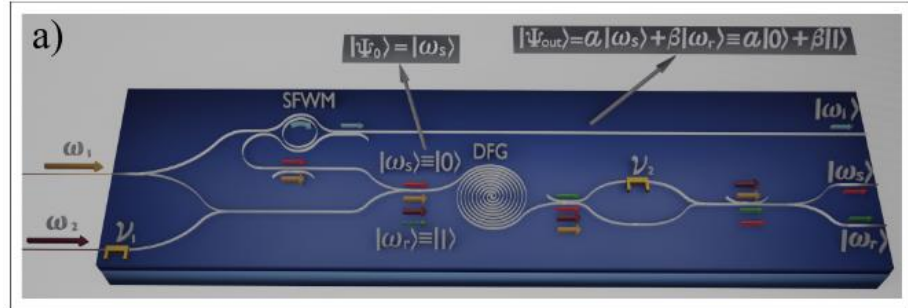


Figura 1. Compuerta cuántica de un solo cúbit (tomado de: Aguayo Alvarado et al., 2022).

1.1 Estructura de la tesis

La estructura del presente trabajo de investigación se abordó en seis capítulos, los cuales se enlistan a continuación:

1. En el capítulo uno se aborda una breve introducción al trabajo, seguido de los antecedentes y objetivos general y específicos de la tesis desarrollada.
2. En el capítulo dos se hace una introducción a los conceptos teóricos que son base para la presente tesis. Entre los temas abordados se habla de las guías de onda híbridas tipo cresta y su capacidad de formar moduladores de fase mediante el uso de materiales electroópticos como es el BTO. A su vez se ahonda en el efecto electroóptico, así como sus ecuaciones y finalmente se plantean las ecuaciones para el modulador de fase electroóptico diseñado.

3. En el capítulo tres se propone el diseño de un modulador de fase EO basado en Si_3N_4 y BTO. Se presentan dos diseños de guía de onda híbrida, las cuales se componen de un sustrato de Si seguido de una capa delgada de SiO_2 y un núcleo de Si_3N_4 a las que se les incorpora BTO. Para la configuración uno se colocó una capa delgada de BTO sobre el Si_3N_4 y para la segunda configuración se incorporó el BTO debajo el Si_3N_4 . Estas dos configuraciones se evaluaron con el fin de encontrar la estructura óptima para el desarrollo del modulador de fase electroóptico. Por otra parte, se compararon los modos de propagación transversales eléctricos de las estructuras mencionadas. A partir de la simulación y tomando en cuenta los factores de fabricación de las estructuras, se seleccionó la segunda guía de onda híbrida para la elaboración del modulador de fase, para la cual se simuló el fenómeno EO.

4. En el capítulo cuatro se describe la síntesis y caracterización de los materiales, se detallan los procesos y técnicas experimentales que se llevaron a cabo para el crecimiento de películas delgadas de Si_3N_4 , BTO, Au/Cr, mediante las siguientes técnicas de depósito: ionización catódica (conocida por su nombre en inglés de sputtering), depósito por pulsado láser y evaporación térmica por haz de electrones, respectivamente. Aunado a esto, se hicieron tratamientos térmicos mediante la técnica de recocido por vía seca, con el fin de cambiar la estructura amorfa del BTO a policristalina. También se especifican las técnicas de caracterización de las estructuras sintetizadas.

5. En el capítulo 5 se presenta el efecto electroóptico en estructuras de BTO, se propone una prueba de estudio del efecto electroóptico en muestras de BTO con SiO_2 , a las cuales se les incorporan terminales, se les aplica voltaje y se caracterizan mediante elipsometría.

1.2 Antecedentes

En las últimas dos décadas, la tecnología ha avanzado significativamente gracias a la aplicación de los conceptos de la mecánica cuántica para la creación de nuevos dispositivos (O'Brien et al., 2009b). El creciente avance tecnológico y computacional, de acuerdo con la hoja de ruta tecnológica internacional para semiconductores (ITRS, por sus siglas en inglés) (Gargini, 2000), indica que la longitud del canal semiconductor complementario de óxido metálico (CMOS) correspondiente a la memoria en los equipos computacionales, donde se realizan las funciones básicas de las computadoras, ha llegado a su límite para mantener las crecientes demandas informáticas (Ley de Moore) (Maurand et al., 2016). Esto ha dado paso al desarrollo de la teoría de la información y computación cuántica, con lo cual el procesamiento de la

información, además de la alta velocidad de transferencia en dispositivos micrométricos, permite un tipo de criptografía cuya seguridad se basa en el teorema de no clonación de la mecánica cuántica.

La construcción de computadoras cuánticas podría acelerar drásticamente la solución de problemas matemáticos (Bennett & Divincenzo, 2000). Dichos beneficios dependen de las propiedades cuánticas distintivas como: la incertidumbre, la interferencia y el entrelazamiento cuántico. (Arute et al., 2019). Dos de las computadoras cuánticas más conocidas que se han desarrollado recientemente son: Sycamore y Zuchongzhi, las cuales se encuentran en sistemas aislados y controlados, siendo la última, más rápida que su antecesora, de la cual, su sistema se basa en un superconductor cuántico de gran escala y rendimiento, que se ha diseñado con 66 cúbits (cúbit: unidad básica en la información cuántica, el cual es una combinación lineal de los dos estados de un sistema de dos niveles, $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, donde $|0\rangle$ y $|1\rangle$, son los eigenestados del sistema), completando tareas computacionales en 1.2 horas que en cualquier supercomputadora tomaría tiempos irrazonables en resolverse (Wu et al., 2021).

Por otra parte, diversas áreas de estudio se han incorporado al desarrollo de dispositivos de transferencia de información cuántica, tal es el caso de la fotónica, área de la óptica del siglo XXI, que ha tenido gran auge en las tecnologías de la comunicación e información, dado que posibilita la transmisión y almacenaje de información a grandes velocidades mediante el uso de fotones (Calvo & Guzmán, 2007). Los fotones, son las partículas mínimas de energía luminosa que se transmiten y se absorben en interacción con la materia. Se ha demostrado que los fotones individuales son una de las opciones más prometedoras para la creación de computadoras cuánticas (Hartmann & Deppe, 2021), debido a que los cúbits fotónicos son fáciles de generar, por ejemplo: en forma de superposiciones cuánticas, eligiendo uno de dos caminos ópticos que puede tomar el fotón, caminos que suelen estar dados por modos ópticos en fibras o guías de onda (Saggio & Walther, 2022).

La ventaja de los cúbits fotónicos sobre los cúbits de los sistemas superconductores o de iones atrapados, es que los fotones pueden enviarse en guías de onda, lo cual los vuelve dinámicos, mientras que los otros se mantienen estacionarios, por otra parte, éstos se caracterizan porque se encuentran aislados por sí mismos, es decir, apenas interaccionan con el medio exterior, lo que permite la conservación de la información que transportan, y a su vez no requieren de complejos sistemas de control para su funcionamiento (Hartmann & Deppe, 2021; Peyronel et al., 2012; J. Wang et al., 2018). En general, no se tiene un consenso respecto a la última tecnología que se utilizará para construir una computadora cuántica definitiva, pero se cree que, debido a los grandes avances de la fotónica integrada en las áreas mencionadas anteriormente, ésta jugará un papel importante (O'Brien et al., 2009b).

La fotónica integrada permite el desarrollo de diversos dispositivos a pequeña escala que forman un sistema mayor, capaz de procesar información eficientemente (Abel et al., 2013b) aprovechando materiales como el silicio (Si), con el cual ya se han hecho circuitos basados en guías de onda para procesamiento de información cuántica, que ha dado paso a otros materiales a base de Si como el SiO₂ (Silverstone et al., 2016) y el Si₃N₄ (Alexander et al., 2018), los cuales se están usando para la fabricación de guías de onda (Abel et al., 2013b; Le, 2018; Maurand et al., 2016; Siew et al., 2021; Silverstone et al., 2016; X. Wang et al., 2019; Xiong et al., 2014). Los materiales fabricados basados en Si siguen en constante investigación ya que al incorporarles materiales compatibles como los ferroeléctricos, electroópticos, orgánicos fluorescentes, entre otros (Korn et al., 2016), se aprovechan las características para modificar la propagación de la luz, dando cabida al desarrollo de dispositivos como los moduladores de fase EO.

Los moduladores de fase EO ya han sido incorporados a diferentes tipos de plataformas (Yong et al., 2022) que permiten el control de fase en guías de onda, mediante el depósito de capas delgadas de diferentes materiales EO (Ozer & Kocaman, 2018; Winn et al., 2004). Entre los materiales con mejor respuesta EO, se encuentra el titanato de circonato de plomo (PZT), el cual ya se ha incluido a GOH de PZT con SiN, obteniendo un coeficiente de Pockels efectivo 67 pm/V, empleando 100 nm de PZT y anchos de la guía de 1 μ m (Alexander et al., 2018), este coeficiente se encuentra por debajo de coeficientes para estructuras donde se utiliza BTO: como las de BTO-STO- SiO_x-Si, en donde obtuvieron un coeficiente de Pockels efectivo de 148 pm/V con una capa de 130 nm de BTO cristalino en su fase tetragonal P4mm (Abel et al., 2013a), con coeficiente de Pockels efectivo de 300 pm/V GOH de BTO-Si-SiO₂, y 50 nm de espesor del BTO, en donde se empleó una longitud activa L=150 μ m del modulador para lograr el cambio de fase π a la longitud de onda de 1552.5 nm (Abel et al., 2016). Para estructuras similares se han obtenido coeficientes de Pockels de 213 pm/V para BTO cristalino (Xiong et al., 2014) y de hasta 923 pm/V (Abel et al., 2019), para BTO cristalino y de coeficiente de Pockels efectivo igual a 22 pm/V para BTO policristalino en estructuras de BTO-MgO (Petraru et al., 2003b).

Sin duda alguna el BTO resulta un material con mucho futuro para el desarrollo de dispositivos EO (Sun & Sun, 2022), el cual podría decirse ya es la materia prima para el efecto electroóptico en fónica integrada, es un material orgánico, que a diferencia del PZT, no es nocivo para el medio ambiente ni la salud humana. Se puede decir que el BTO destaca sus características EO mayormente cuando se encuentra cristalino y ha tenido buena compatibilidad con plataformas de silicio, lo cual lo vuelve un material ideal para su implementación en plataformas como la que se desarrolla en los grupos de trabajo del Laboratorio de Interacciones No lineales y Óptica Cuántica (LINOC) y el grupo de Nanociencias para el Diseño e

Implementación de Dispositivos (NANODID).

Como se ha mencionado, alrededor del mundo se trabaja en el desarrollo de compuertas cuánticas que permitan cubrir las necesidades tecnológicas y computacionales que se demandan tanto en el sector privado como público. Particularmente en México, los grupos colaboradores, LINOC del CICESE y NANODID de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), ya se encuentran fabricando guías de onda de Si_3N_4 de hasta $1 \mu\text{m}$ de ancho, proceso en el cual ya se tiene un gran avance (Aguayo Alvarado, 2022; Castro Simanca, 2021) El presente trabajo sienta las bases para la incorporación de BTO a los dispositivos que se vienen abordando y en los cuales se requiera modular la fase de la luz que se propaga. Para este propósito se realizaron simulaciones numéricas de guías de onda híbrida y del efecto electroóptico. Por otro lado, se sintetizó y caracterizó el BTO.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivo general

Estudiar teórica y experimentalmente moduladores de fase electroópticos basados en guías de onda híbridas de titanato de bario y nitruro de silicio para aplicaciones en fotónica integrada.

1.3.2 Objetivos específicos

- Simular numéricamente, moduladores de fase EO de Si_3N_4 sobre SiO_2 en sustrato de Si, mediante el uso de la plataforma existente, incorporando a ésta una capa de BTO.
- Sintetizar películas delgadas de Si_3N_4 mediante la técnica de ionización catódica.
- Encontrar los parámetros experimentales para la síntesis de películas delgadas de BTO por medio de la técnica de depósito por láser pulsado.
- Obtener el índice de refracción lineal de las películas delgadas de BTO sintetizadas.

- Encontrar los parámetros experimentales para la obtención de películas delgadas de BTO policristalinas mediante recocidos térmicos.
- Obtener la dispersión de guías de onda híbridas, a través de simular la respuesta electroóptica de las películas delgadas de BTO sintetizadas.
- Determinar los parámetros de diseño de un modulador de fase EO para un $\Delta\varphi = \pi$.
- Proponer un sistema experimental de estudio del efecto EO en el BTO sintetizado mediante el uso de la caracterización elipsométrica.

Capítulo 2. Guías de onda ópticas y moduladores de fase electroópticos.

En este capítulo se abordarán los fundamentos teóricos que describen la propagación de luz en guías de onda, partiendo del planteamiento de las ecuaciones de Maxwell. A su vez se explicará de manera cualitativa la forma en la que se confina la luz y cómo se forman los modos de propagación en la guía de onda tipo cresta. Se ahondará en los moduladores de fase electroópticos y las propiedades del BTO como material electroóptico, con el cual se ha propuesto un modulador de fase EO formado por una guía de onda híbrida.

2.1 Guías de onda

Las guías de onda constan principalmente de dos elementos fundamentales: el núcleo; en donde la luz es confinada y el recubrimiento o sustrato; que rodean el núcleo (Okamoto, 2006). Su mecanismo de funcionamiento es ideal para guiar luz, ya que se basa en el fenómeno de reflexión interna total (Saleh & Teich, 2019), el cual consiste en confinar y guiar luz entre dos medios típicamente de materiales transparentes y dieléctricos como se muestra en la Figura 2, con diferente índice de refracción (n), el núcleo con índice de refracción n_1 , y el revestimiento con índice de refracción n_2 , además debe cumplirse que n_1 sea mayor que n_2 . Por otra parte, para que se dé la reflexión interna total, el ángulo de incidencia del haz (θ_a) debe ser mayor al ángulo crítico (θ_c), el cual se puede calcular a partir de la ec. (1) (Donnelly & Massa, 2018; Okamoto, 2006).

$$\theta_c = \sin^{-1} \left[\frac{n_2}{n_1} \right]. \quad (1)$$

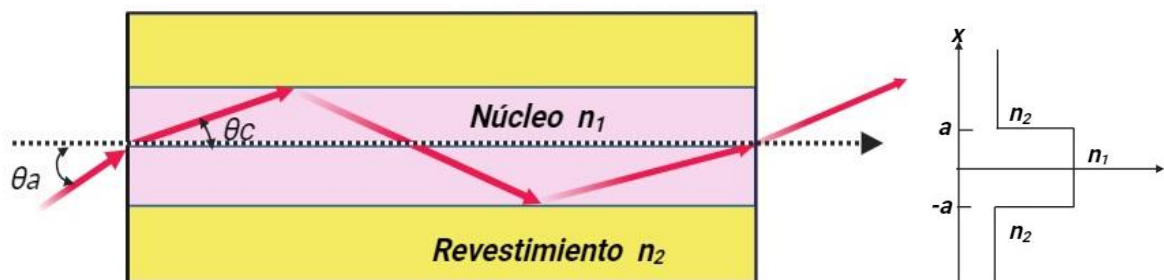


Figura 2. Reflexión interna total en una estructura de guía de onda óptica y perfil de índice de refracción de los componentes, (adaptada de: Okamoto, 2006).

Es posible definir a las guías de onda ópticas como un medio físico en el cual se puede propagar y direccionar ondas electromagnéticas a lo largo de una trayectoria (Saleh & Teich, 2019). Una de sus ventajas es la posibilidad de manipular y conducir luz aprovechando las propiedades de los materiales que las conforman, así como el tipo de geometría que tienen. En la Figura 3, se ejemplifican cuatro tipos de guías de onda, las cuales deben su nombre a la forma de su estructura. En la Figura 3 se identifica al núcleo como el material que se encuentra en color rosa y al sustrato como el material en color amarillo. Se pueden incorporar tantos materiales como se deseen para cada componente de la guía de onda, usualmente dieléctricos. Además, es posible integrar materiales de diferente tipo que sean compatibles entre sí, lo cual da paso a la creación de guías de onda híbridas, concepto que se abordará más adelante.

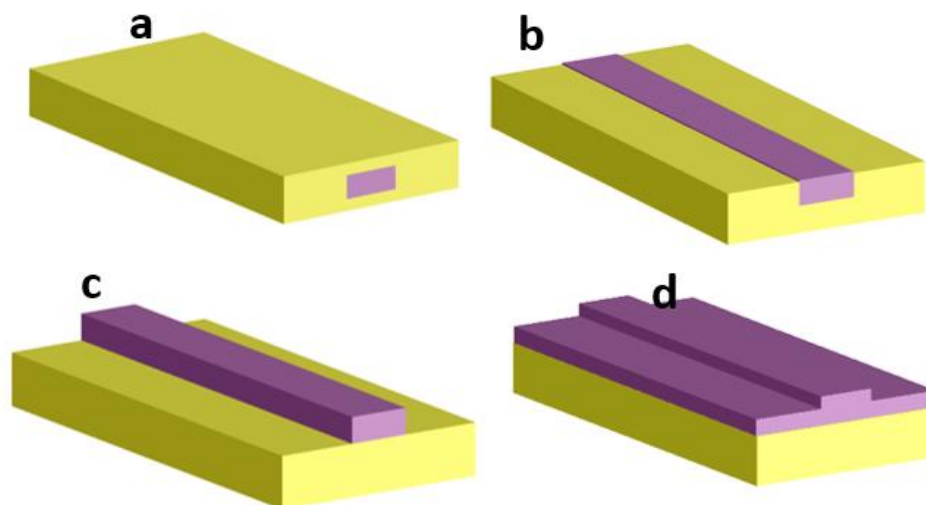


Figura 3. Tipos de guías de onda: (a) guía rectangular embebida, (b) rectangular tipo canal, (c) tipo cresta, (d) tipo costilla (Adaptada de: Saleh & Teich, 2019).

2.1.1 Teoría electromagnética sobre la propagación de la luz en guías de onda ópticas.

Para comprender la forma en la que la luz se propaga en las guías de onda, es importante hablar de la teoría electromagnética lo cual se puede hacer mediante las ecuaciones de Maxwell, que se presentan a continuación en su forma diferencial (2)-(5) (Yariv Amnon & Yeh Pochi, 1984).

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

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (5)$$

Estas ecuaciones representan las cuatro cantidades básicas de los campos electromagnéticos, que son los vectores: eléctrico ($\vec{\xi}$), magnético (\vec{H}), de desplazamiento eléctrico (\vec{D}) e inducción magnética (\vec{B}), en donde ρ es la densidad de carga y \vec{J} es el vector de la densidad de corriente.

Además, para considerar el efecto del campo electromagnético sobre los medios materiales se incorporan las ecuaciones (6) y (7), las cuales se conocen como ecuaciones constitutivas.

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{\xi} = \varepsilon_0 \vec{\xi} + \vec{P}, \quad (6)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (7)$$

en donde ε y μ son la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética propias del medio, \vec{P} y \vec{M} son las polarizaciones eléctrica y magnética respectivamente, ε_0 es la permitividad eléctrica en el vacío y μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío.

Para medios isotrópicos, la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética son escalares. Si usamos la relación constitutiva de la ec. (7) para la inducción magnética de la ec. (2), dividimos ambos lados entre la permeabilidad magnética y aplicamos el operador de rotación obtenemos a la ec. (8).

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = 0. \quad (8)$$

Por otra parte, si derivamos a la ec. (3) respecto al tiempo, sustituimos el resultado en la ec. (8) y simplificamos obtendremos a la ec. (9), la cual para un medio isotrópico y homogéneo puede reescribirse empleando las identidades vectoriales adecuadas como la ecuación de onda del vector de campo eléctrico descrita en la ec. (10).

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{\xi} \right) + \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = 0. \quad (9)$$

De manera similar es posible obtener la ecuación de onda para el vector del campo magnético, la cual quedaría expresada como la ec. (11).

$$\nabla^2 \vec{\xi} \cdot \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = 0. \quad (10)$$

$$\nabla^2 \vec{H} \cdot \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (11)$$

Las ecuaciones (10) y (11), satisfacen la solución para una onda plana dada por la ec. (12), en la que se tiene una frecuencia angular (ω), posición vectorial (r) y vector de onda (k) que se define con la ec. (13). en donde la velocidad de la luz en la materia (v) se obtiene con la ec. (14).

$$\psi = e^{i(\omega t - kr)}, \quad (12)$$

$$k = \frac{\omega}{v}, \quad (13)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}. \quad (14)$$

La velocidad de la luz en un material también se expresa en términos de su índice de refracción, mediante la razón que relaciona la velocidad de la luz en el vacío (c) y en la materia, como se expresa en la ecuación (15) a continuación (Donnelly & Massa, 2018),

$$n = \frac{c}{v}. \quad (15)$$

Dado que $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, podemos expresar a la ec. (15) como (16) y así tener el índice de refracción en función de los parámetros del material bajo estudio.

$$n = \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{\mu_0 \epsilon_0}}. \quad (16)$$

Retomando a las ecuaciones (10) y (11), podemos hacer uso del formalismo de la función compleja y reescribir al campo electromagnético de una onda plana como las ecuaciones (17) y (18) como se muestra a continuación:

$$\vec{\xi}(r, t) = u_1 \vec{\xi}_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)}, \quad (17)$$

$$\vec{H}(r, t) = u_2 \vec{H}_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)}, \quad (18)$$

en donde u_1 y u_2 son dos vectores unitarios constantes, $\vec{\xi}_0$ y \vec{H}_0 son amplitudes complejas constantes en el tiempo y el espacio.

Para un medio homogéneo libre de cargas la divergencia del vector de campo eléctrico $\nabla \cdot \vec{\xi}$ y la divergencia del vector de campo magnético $\nabla \cdot \vec{H}$ son cero ya que los vectores del campo eléctrico y magnético son perpendiculares a la dirección de propagación del campo, logrando la transversalidad para la onda plana de propagación en un medio isotrópico homogéneo (Yariv Amnon & Yeh Pochi, 1984). En guías de onda en general, las componentes tangenciales de los campos deben ser continuas en la frontera del núcleo-revestimiento.

2.1.2 Modos de propagación en guías de onda.

La propagación de la luz en las guías de ondas se suele abordar mediante el estudio de modos, los cuales son campos electromagnéticos que mantienen constante su distribución transversal y polarización a medida que se propagan en la guía de onda (Saleh & Teich, 2019). Podemos decir que cada modo está asociado a los rayos de la luz en un ángulo discreto de propagación y dependen de las condiciones de frontera impuestas por la geometría de la guía de onda, así como de las propiedades de los materiales empleados (Okamoto, 2006).

Una guía de onda es capaz de confinar diversos modos de propagación y cada uno de ellos tiene asociado un índice de refracción efectivo el cual se obtiene de la relación de la velocidad de la luz en el vacío y la constante de propagación (β) en función de la velocidad angular como se observa en la ec. (19):

$$n_{eff}(\omega) = \frac{c\beta(\omega)}{\omega}. \quad (19)$$

La constante de propagación se obtiene a partir de la ec. (19) y se define como la razón de la frecuencia angular y la velocidad de fase del modo v_p a calcular (Yariv & Yeh, 2007):

$$\beta = \frac{\omega}{v_p}. \quad (20)$$

Para este trabajo el modo de principal interés es el modo fundamental, el cual se caracteriza por tener un pico de intensidad máxima como una distribución espacial que puede aproximarse en muchos casos a una gaussiana, lo que indica que se concentrará principalmente en el centro del núcleo y dependiendo de su geometría tendrá el mínimo o nulo campo evanescente.

La forma más común para clasificar a los modos es por la distribución de sus campos, los cuales, para guías de onda plana con dirección de propagación en z , son: transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM), los TE tienen su campo eléctrico perpendicular al plano XZ mientras que los TM, tienen su campo magnético ortogonal al plano de propagación plano XZ. Para guías de onda de canal o tipo cresta (éstas últimas estudiadas en este trabajo), los modos de polarización que se propagan a través de ellas no son

estrictamente TM o TE, es decir no son mutuamente ortogonales, existen dos grupos de modos electromagnéticos transversales híbridos (TEM), los cuales están fuertemente polarizados a lo largo de las direcciones x o y , por lo cual se hace una clasificación según la componente principal del campo eléctrico asociado con la radiación electromagnética. Estos modos se representan por ξ_{pq} (donde p y q denotan el número de nodos en las direcciones x e y , respectivamente). Si ξ_x es la componente dominante de los modos se denominan cuasi-TM, por el contrario, si ξ_y es la que domina los modos son llamados cuasi-TE (Lifante, 2003).

2.2 Guías de onda ópticas tipo cresta

Las guías de onda tipo cresta tienen buen confinamiento de la luz, se puede ver en la Figura 4, que la guía se compone de una cresta que funge como núcleo de la guía y que tiene un índice de refracción n_n mayor que el de los materiales que se encuentran en el sustrato con índices de refracción n_s y n_m y el recubrimiento que en este caso es aire con índice de refracción n_a . Este tipo de guías de onda se caracteriza por tener tres de sus lados en contacto con el aire y el cuarto en contacto con el sustrato (Aguayo Alvarado et al., 2022).

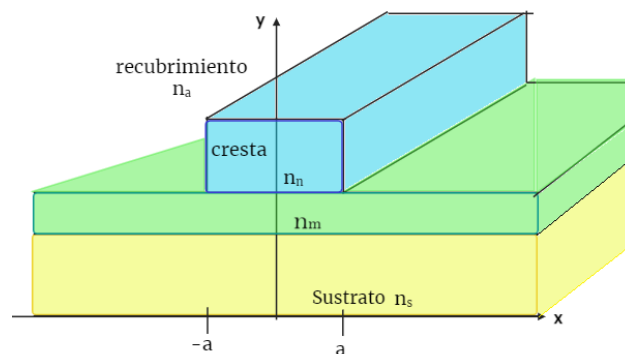


Figura 4. Guía de onda tipo cresta.

Una de las características de este tipo de guía de onda es que la luz se puede propagar en dos direcciones, lo que implica que su análisis teórico sea complicado, por lo cual para analizar los modos de propagación que soportan dichas guías, es conveniente emplear un método numérico, como el método de elemento finito (FEM, por sus siglas en inglés) o el método de diferencias finitas (FDM, por sus siglas en inglés). En el primero, el dominio de la zona de interés en la guía de onda se discretiza en pequeños elementos. La solución del problema se aproxima a cada elemento y se conectan los puntos nodales para formar el

modelo de solución en todo el dominio de análisis, lo cual lo vuelve un método adecuado para estructuras complicadas. En el segundo caso, de igual forma que el anterior se discretiza la guía de onda en pequeñas regiones de mallas utilizando rejillas rectangulares regulares. Este método de solución tiene como ventaja que, ante un posible error en la solución, basta con aumentar el número de elementos de análisis, esto es reduciendo el tamaño de las rejillas (Okamoto, 2006).

Para este trabajo hemos centrado la atención en el desarrollo de moduladores de fase EO, los cuales se diseñan en una guía de onda tipo cresta previamente estudiada en el grupo de trabajo, la cual se forma de Si como sustrato, seguido de una capa delgada de SiO_2 , una capa delgada de Si_3N_4 como núcleo y se encuentra embebida en aire (Aguayo Alvarado et al., 2022; Castro Simanca, 2021). Para esto se incorporó un material EO, a la guía de onda mencionada, volviéndola una guía de onda híbrida de la que se hablará en la siguiente sección.

2.3 Guías de onda híbridas

Las guías de onda híbridas son aquellas que se forman de diversos materiales dieléctricos y ferroeléctricos compatibles, que permiten la conducción y control de la luz (Oulton et al., 2008). Aprovechando las propiedades de ambos materiales, es posible controlar la propagación, velocidad, polarización, dispersión y fase de la luz. Lo cual abre un gran mundo de posibilidades para el desarrollo de nuevos dispositivos fotónicos con una amplia gama de aplicaciones, entre ellas: para aumentar la eficiencia en procesos de emisión estimulada (Korn et al., 2016), mejorar procesos no lineales (X. Wang et al., 2019), la fabricación de moduladores con ajuste electroóptico ultra eficiente (Abel et al., 2016), sensores ópticos (Chen et al., 2022), entre otros.

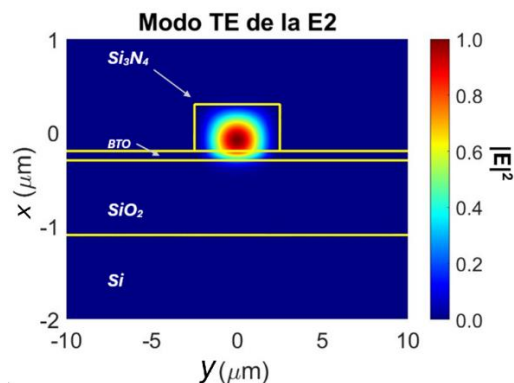


Figura 5. Modo fundamental TE soportado en una guía de onda híbrida con $\lambda=785$ nm.

Al tener un núcleo de dos materiales de distinta naturaleza, los modos se distribuyen en ambos materiales, como se muestra en la Figura 5, en donde se tiene un modo híbrido fundamental TE confinado al núcleo de guía de onda híbrida formada por Si_3N_4 y BTO. El modo mostrado en la figura 5 se obtuvo usando FDM. El BTO en la estructura permitirá el diseño de modulador de fase, al considerar su respuesta electroóptica. Para esto es importante comprender el efecto EO que se da en el material lo cual se describirá a detalle en la sección 2.4.3.1.

2.4 Efecto electroóptico.

Propiedades de la luz como; intensidad, amplitud y estados de polarización, pueden controlarse si el medio por el cual se propaga la onda sufre modificaciones en sus características, logrando así la modulación de la luz (Mauldin, 1990). Si pensamos que la luz está compuesta por campos eléctricos y magnéticos oscilantes, pensar que se pueden fabricar dispositivos que afecten a dichos campos o su frecuencia suena viable, incluso abre un mundo de posibilidades al desarrollo de dispositivos para la manipulación óptica (Agulló et al., 1994). Uno de los fenómenos estudiados en los materiales que permite modificar sus propiedades es el efecto electroóptico, el cual permite modular la luz al cambiar el índice de refracción de un medio a partir de la aplicación de un campo eléctrico. El índice de refracción del medio $n(\vec{E})$ dependiente del campo eléctrico aplicado \vec{E} , puede describirse como una serie de Taylor como se muestra en la ec. (21) (Saleh & Teich, 2019):

$$n(\vec{E}) = n - a_1 \vec{E} - \frac{a_2}{2} \vec{E}^2 + \dots + \frac{-a_m}{m} \vec{E}^m \quad (21)$$

En donde los coeficientes de expansión son $n = n(0)$, $a_1 = \left(\frac{dn}{d\vec{E}}\right)\Big|_{\vec{E}=0}$, $a_2 = \left(\frac{d^2n}{d\vec{E}^2}\right)\Big|_{\vec{E}=0}$ y $a_m = \left(\frac{d^m n}{d\vec{E}^m}\right)\Big|_{\vec{E}=0}$ representa la derivada m-ésima de n con respecto al campo eléctrico. Por conveniencia podemos escribir $r = -2a_1/n$ y $s = -a_2/n$, siendo r y s , los coeficientes electroópticos, considerándolos podemos reescribir a la ecuación (21) como (22):

$$n(\vec{E}) = n - \frac{1}{2} n^3 r \vec{E} - \frac{1}{2} n^3 \vec{E}^2 s + \dots, \quad (22)$$

La ecuación (22) describe el cambio de índice de refracción de un material debido a la acción del campo eléctrico. Por otra parte n es el índice de refracción del medio antes de la aplicación de voltaje. Los siguientes términos de la serie de Taylor son tan pequeños respecto a los tres primeros que es posible despreciarlos. De igual forma es importante identificar que dicha ecuación describe el efecto Pockels y el efecto Kerr. Los medios Pockels o también conocidos como célula de Pockels describen su cambio de índice de refracción como se muestra en la ecuación (23), mientras que los medios Kerr o células Kerr se rigen por la ecuación (24).

$$n(\vec{E}) = n - \frac{1}{2}n^3\vec{E}r, \quad (23)$$

$$n(\vec{E}) = n - \frac{1}{2}n^3\vec{E}^2s. \quad (24)$$

El coeficiente de Pockels (r) describe el cambio inducido en el índice de refracción como una función lineal de la cantidad de voltaje aplicada en la longitud de la celda de Pockels. Los valores del coeficiente de Pockels van del orden de los 10^{-12} m/V a los 10^{-10} m/V. Mientras que el coeficiente Kerr (s) describe el cambio inducido en el índice de refracción como una función cuadrática del voltaje en un área del material EO o celda Kerr y sus valores típicos son del orden de $10^{-18} \frac{m^2}{V^2}$ a los $10^{-14} \frac{m^2}{V^2}$ y de $10^{-19} \frac{m^2}{V^2}$ a los $10^{-22} \frac{m^2}{V^2}$.

Aprovechando las propiedades que brinda el efecto EO, se han desarrollado diversos dispositivos capaces de modular la luz, tal es el caso de los retardadores, moduladores de intensidad, moduladores de fase, entre otros. Siendo este último de interés en este trabajo.

2.4.1 Moduladores de fase electroópticos

Los moduladores de fase EO, son dispositivos que emplean el efecto EO para controlar el cambio de fase ($\Delta\varphi$) de un haz de luz que se propaga a través de ellos cuando se encuentra sometido a un campo eléctrico, dicho cambio de fase dependerá de la longitud activa (L) del material EO, la cual se definirá como la longitud en donde el campo eléctrico sea aplicado. Si este se aplica uniformemente en toda la celda Kerr

o Pockels, entonces L corresponderá directamente a la longitud de la celda. La posibilidad de modular la luz no depende de la afección del campo eléctrico sobre la onda electromagnética que se propaga en el medio, sino del cambio del índice de refracción que sufre el material EO al ser sometido al campo eléctrico. Más adelante se hablará a detalle de los materiales EO y por qué cuentan con estas maravillosas características. Por ahora nos concentraremos en la comprensión de los moduladores de fase.

Es posible entender el funcionamiento de un modulador de fase si observamos la Figura 6, en la cual tenemos una onda electromagnética propagándose en un material EO de longitud L . Dicha onda tendrá una fase inicial φ_0 , como se observa en la Figura 6(a). Si ahora le provocamos un cambio al medio en el que se propaga, esto es la aplicación de un campo eléctrico lo suficientemente grande como para modificar las propiedades del material, la onda tendrá una fase φ como se observa en la Figura 6(b) diferente a la inicial, generando así un desfase del haz de luz ($\Delta\varphi$).

Dicho de otra forma, la luz se enfrentará instantáneamente a un índice de refracción diferente al que inicialmente experimentaba en su propagación.

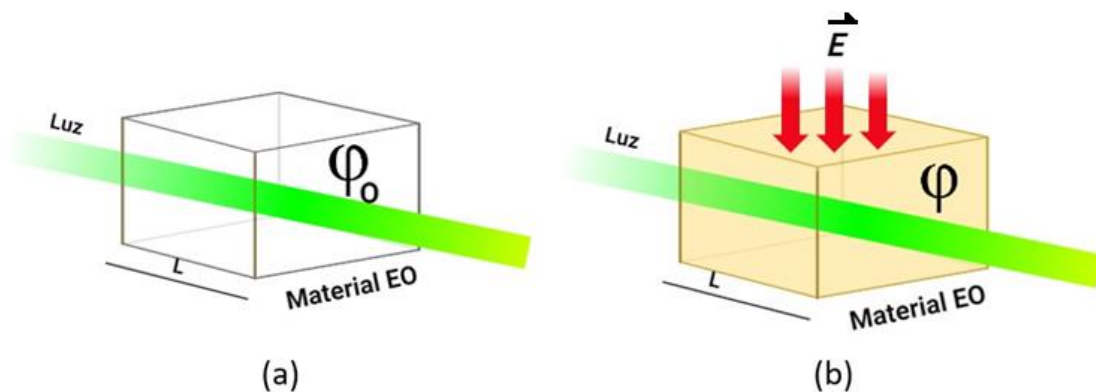


Figura 6. Onda de luz propagándose en un medio EO, (a) sin campo eléctrico y, (b) con campo eléctrico.

Ahora bien, si consideramos un haz de luz con una longitud de onda en el vacío (λ_0) que se propaga por el medio EO, en una celda de longitud L constante, e índice de refracción conocido (n), podemos determinar la fase inicial de la onda a partir de la ecuación (25) (Saleh & Teich, 2019):

$$\varphi_0 = \frac{2\pi nL}{\lambda_0}, \quad (25)$$

o bien, si expresamos a la ec. (25) en términos de un cambio de fase particular dependiente de un campo eléctrico obtendríamos a la ec. (26), en donde Δn sería el cambio de índices de refracción con y sin campo eléctrico.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_0}, \quad (26)$$

Por otra parte, la fase de la luz (φ) durante la aplicación del campo eléctrico, se expresa por la ecuación (27), como se muestra a continuación:

$$\varphi = n(\vec{E})k_0L, \quad (27)$$

en donde k_0 es la constante de propagación en el vacío o también conocido como número de onda en el vacío y está dado por $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$. De tal forma que si sustituimos a k_0 en (27) obtendremos a la ecuación (28):

$$\varphi = n(\vec{E})\frac{2\pi}{\lambda_0}L. \quad (28)$$

Además, si quisiéramos obtener el índice de refracción dependiente del campo eléctrico éste se puede despejar de (28) de donde se obtiene a la ec. (29):

$$n(\vec{E}) = \frac{\lambda_0\varphi}{2\pi L}; \quad (29)$$

ahora, si sustituimos a la ec. (29) en la ec. (23) podemos obtener a la expresión (30), que es la aproximación de la fase debida al campo eléctrico aplicado en la celda de Pockels.

$$\varphi \approx \varphi_0 - \frac{\pi r n^3 \vec{E} L}{\lambda_0}. \quad (30)$$

2.4.2 Tipos de moduladores de fase EO.

Es posible clasificar a los moduladores de fase EO, como longitudinales y transversales, esto dependerá de la aplicación del campo eléctrico y la dirección de propagación de la onda electromagnética (Agulló et al., 1994). Si los electrodos se colocan en la misma dirección de propagación de la luz como se ve en la Figura 7(a), se llamarán longitudinales, si por el contrario se colocan perpendiculares a la propagación de la luz entonces se identificarán como transversales Figura 7(b). (Saleh & Teich, 2019).

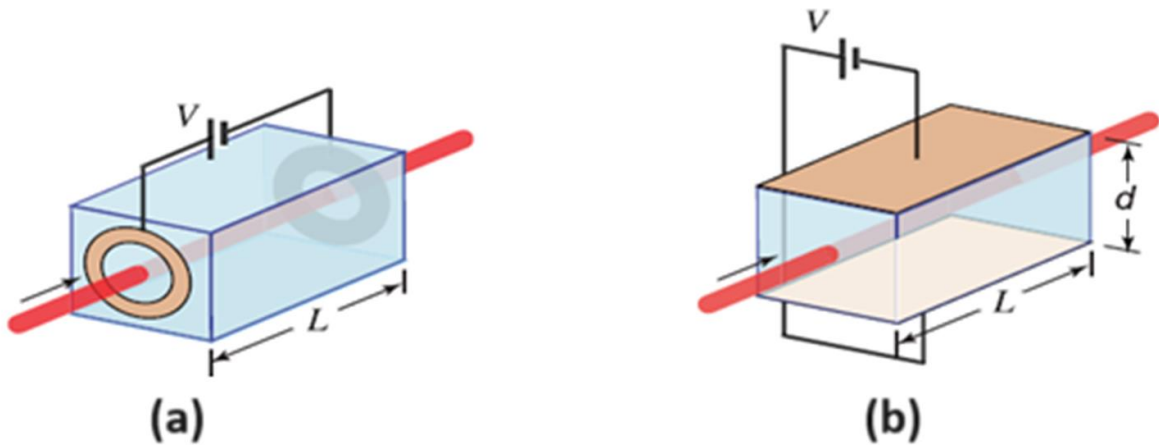


Figura 7. Modulador de fase longitudinal (a) y transversal (b), tomada de: (Saleh & Teich, 2019).

Si consideramos que tenemos una celda EO, a la cual le incorporamos contactos separados por una distancia a la que llamaremos d y se aplica un voltaje a lo largo de una longitud L para una celda EO, tendríamos que el campo eléctrico estará dado por la ecuación (31).

$$E = \frac{V}{d}. \quad (31)$$

Ahora bien, si queremos lograr un cambio de fase en particular, es posible determinar el voltaje necesario para dicho cambio de fase, para esto comenzamos expresando a la ecuación (30) como una diferencia de fase ($\Delta\varphi$) dada por la ec. (32).

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi r n^3 E L}{\lambda_0}. \quad (32)$$

Si sustituimos la ecuación (31) en la ecuación (32) obtenemos a la ecuación (33), en donde se destaca un cambio de fase dependiente del voltaje aplicado a una celda EO en una longitud L y a una distancia d entre los electrodos. Esta ecuación resulta para un modulador de fase EO transversal.

En el caso longitudinal $L=d$ por lo que se eliminarían esos términos de la ec. (33) y $\Delta\varphi$ se expresaría como en la ec. (34).

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi r n^3 V L}{\lambda_0 d}, \quad (33)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi r n^3 V}{\lambda_0}, \quad (34)$$

El voltaje necesario para un modulador de fase EO transversal dado el cambio de fase, quedaría expresado por la ec. (35). Por otra parte, para un modulador de fase EO longitudinal el voltaje se obtendría a partir de la ec. (35):

$$V = -\frac{\lambda_0 \Delta\varphi d}{\pi r n^3 L}, \quad (35)$$

$$V = -\frac{\lambda_0 \Delta\varphi}{\pi r n^3}. \quad (36)$$

Si se deseará un cambio de fase igual a π en un modulador de fase EO de tipo transversal, el voltaje necesario para lograr este desfaseamiento se denota como V_π , el cual es conocido como voltaje de media onda y se define en la ecuación (37).

$$V_\pi = \frac{d\lambda}{L r n^3}. \quad (37)$$

2.4.3 Materiales Electroópticos.

Existen materiales cuyas propiedades ópticas dependen de la dirección de propagación y polarización de las ondas de luz, los cuales son materiales ópticamente anisotrópicos, que incluyen cristales como calcita, cuarzo, KDP y BTO, así como cristales líquidos, entre otros. Su particularidad es que en ellos se pueden presentar fenómenos ópticos como la doble refracción, efectos de polarización, efectos electroópticos, entre otros (Yariv & Yeh, 1984). Siendo el efecto EO el estudiado en el presente trabajo.

Los materiales EO, tienen la característica de poder distorsionar la posición, orientación o forma de sus moléculas al someterse a un factor externo como puede ser estrés mecánico, campo magnético o campo eléctrico, lo cual conlleva que su índice de refracción se modifique. El cambio en el índice de refracción suele ser muy pequeño del orden de hasta 10^{-4} , pero suficiente para generar una perturbación en la onda que se propaga por el cristal (Agulló. et al., 1994).

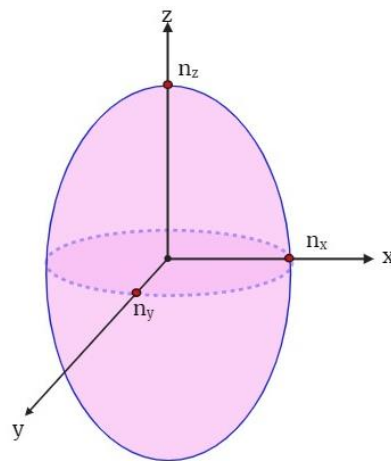


Figura 8. Elipsoide de índices de refracción para un cristal.

Para el efecto EO, la propagación de la radiación óptica en un cristal se puede describir en términos del tensor de permitividad (η_{ij}), el cual se define como: $\eta = \frac{\epsilon_0}{\epsilon}$. El elipsoide de índices es un método adecuado para encontrar las dos direcciones de polarización correspondiente a los índices de refracción del cristal extraordinario (n_e) y ordinario (n_o) y se describe por la ec. (38). Esta ecuación representa del elipsoide de índices en coordenadas cartesianas (Yariv & Yeh, 1984).

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (38)$$

donde: $x, y, \& z$, son los ejes principales ejes del elipsoide de índices, para los cuales los vectores: eléctrico $\vec{\xi}$ y de desplazamiento eléctrico \vec{D} , son paralelos. Mientras que $\frac{1}{n_x^2}, \frac{1}{n_y^2}$ y $\frac{1}{n_z^2}$ son los valores principales de η_{ij} .

Según la teoría cuántica de sólidos, η_{ij} depende de la distribución de carga en el cristal. La aplicación de un campo eléctrico genera una redistribución de las cargas de enlace y posiblemente una deformación ligera de la red de iones. El resultado de esto es un cambio en el tensor de impermeabilidad óptica. Entonces los coeficientes EO se pueden expresar como:

$$\eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) \equiv \Delta\eta_{ij} = r_{ij}E_k + s_{ijkl}E_kE_l, \quad (39)$$

donde $i, j, k, l=1,2, 3\dots$ r_{ij} es el coeficiente de Pockels y s_{ijkl} es el coeficiente de Kerr.

Entonces para el elipsoide de índices de un cristal en presencia de un campo eléctrico aplicado podemos escribir a (40):

$$\eta_{ij} = (E)x_i x_j = 1. \quad (40)$$

Para cristales con grupos puntuales no centros simétricos, el efecto Pockels es dominante, mientras que para materiales centro simétricos el efecto lineal desaparece y el efecto Kerr se vuelve dominante. Es importante destacar que el tensor η_{ij} es simétrico por lo cual se pueden expresar las siguientes simetrías por permutación: $r_{ijk} = r_{jik}$, $s_{ijkl} = s_{jikl}$ y $s_{ijkl} = s_{ijlk}$. Debido a las simetrías por permutación, es conveniente usar los índices contraídos definidos en la ecuación (41).

$$\begin{aligned} 1 &= (11), \\ 2 &= (22), \\ 3 &= (33), \\ 4 &= (23) = (32), \\ 5 &= (13) = (31), \\ 6 &= (12) = (21). \end{aligned} \quad (41)$$

Es de alta relevancia mencionar que cada material anisotrópico EO, tiene su tensor r_{ij} y/o s_{ijkl} , según sean sus propiedades.

2.4.3.1 Titanato de Bario: propiedades electroópticas.

El titanato de bario, también conocido como BaTiO_3 , es una cerámica ferroeléctrica sintética que suele tener una estructura cristalina de perovskita (Palik, 1991) química y mecánicamente muy estable (Singh et al., 2017). Debido a que no está en la naturaleza se han empleado diversos métodos de crecimiento para producirla gran escala cuenta con propiedades muy atractivas como la fotorrefractividad (Saleh & Teich, 2019), piezoelectricidad, sintonización electroóptica (Karvounis et al., 2020), así como ferro electricidad en y por encima de la temperatura ambiente (Singh et al., 2017). En relación con las propiedades ópticas, es un buen material dieléctrico desde el ultravioleta cercano hasta la parte del infrarrojo cercano del espectro , con bajas pérdidas ópticas y un índice de refracción relativamente alto, tiene una fuerte respuesta no lineal de segundo orden. Sus propiedades pueden ser modificadas mediante dopaje o hibridación con otros materiales (Karvounis et al., 2020). Su índice de refracción extraordinario $n_e= 2.365$ e índice de refracción ordinario $n_o=2.437$ (Agulló et al., 1994).

El tensor EO de Pockels para el BTO se describe en la ec. (42), su punto cristalográfico es del grupo P4mm o tetragonal, en este caso $r_{13} = r_{23}$ y $r_{42} = r_{51}$. En la Tabla 1 se muestran las componentes del tensor EO del BTO para cristales sujetos (sintetizados en forma de película delgada sobre un sustrato) y los no sujetos. Estas dos restricciones mecánicas sobre el cristal afectan en gran medida la respuesta EO. Para cristales sujetos el efecto EO se considera efecto primario, mientras que la respuesta debido a la piezoelectricidad y fotoelasticidad se da en cristales que no se encuentran fijos y se denomina efecto secundario (Karvounis et al., 2020) .

$$r_{\text{BTO}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Para cristales sujetos de BTO es posible expresar el tensor de permitividad al sustituir (42) en (39) como se muestra en (43) a continuación.

$$\eta(E) = \begin{pmatrix} \eta_o + r_{13}E_z & 0 & r_{42}E_x \\ 0 & \eta_o + r_{13}E_z & r_{42}E_y \\ r_{51}E_x & r_{42}E_y & \eta_e + r_{33}E_z \end{pmatrix}, \quad (43)$$

donde $\eta_o = \frac{1}{n_o^2}$, $\eta_e = \frac{1}{n_e^2}$.

Tabla 1. Propiedades EO del BTO cristalino (Karvounis et al., 2020)

Coefficiente EO	BTO no sujeto (pm/V)	BTO sujeto (pm/V)
$r_{13} = r_{23}$	10.2 ± 0.6	8 ± 2
r_{33}	105 ± 10	40.6 ± 2.5
$r_{42} = r_{51}$	1300 ± 100	730 ± 100

Como se ha mencionado con anterioridad, es importante identificar la dirección de propagación de la onda respecto al campo eléctrico aplicado, y considerando lo anterior, también es fundamental conocer el eje óptico del cristal respecto al plano de la película, ya que eso determinará al tensor $\eta(E)$ dependiente de la dirección del campo aplicado. Sin duda alguna este proceso se vuelve complejo para crecer películas delgadas con las características necesarias ya que se requiere completo control de las condiciones de crecimiento de cristales, así como de su caracterización.

Para cristales epitaxiales de BTO en plataformas de silicio, se han encontrado el coeficiente de Pockels de $r_{42} = 923$ pm/V (Abel et al., 2019) y coeficiente de Pockels efectivo en guías de onda $r_{eff} = 380$ pm/V (Eltes et al., 2019). Por otra parte, el efecto EO lineal en el BTO se ha demostrado también en películas policristalinas con coeficientes de Pockels efectivos desde $r_{eff} = 6$ pm/V (Kormondy et al., 2017) hasta $r_{eff} = 24$ pm/V e índices de refracción de $n_o = 2.32$ y $n_e = 2.30$ (Petraru et al., 2003).

2.5 Solución teórica del modulador de fase EO de BTO con Si_3N_4 para $\Delta\varphi = \pi$

A partir de las condiciones deseadas para el presente proyecto y basándonos en los fundamentos teóricos abordados anteriormente, en esta sección daremos solución teórica al modulador de fase que se ha abordado en este proyecto, el cual es del tipo transversal y se esquematiza en la Figura 9. Para el

modulador EO de BTO y Si_3N_4 , se ha planteado lograr un cambio de fase igual a π , para esto se obtuvo el índice de refracción del BTO dependiente del campo eléctrico ($n_{\text{BTO}}(E)$) necesario para dicho cambio, por lo cual se usa la ec. (23), que sustituyéndola en la ec. (31) se obtiene la ecuación (44), en donde n_{BTO} es el índice de refracción del BTO sintetizado en este trabajo.

$$n_{\text{BTO}}(E) = n_{\text{BTO}} - \frac{1}{2} n_{\text{BTO}}^3 r \frac{V}{d}. \quad (44)$$

Para lograr el cambio de fase π . se requiere el voltaje de media onda, entonces $V=V_\pi$, el cual se ha definido previamente en la ecuación (37), de tal forma que si sustituimos en (44) y simplificamos se obtiene a la ecuación (45), la cual describe que es el índice de refracción para el que se logra el cambio de fase π .

$$n_\pi = n_{\text{BTO}} - \frac{\lambda}{2L}. \quad (45)$$

Por otra parte, para la obtención del coeficiente de Pockels en función del voltaje aplicado, es posible obtener una expresión al despejar a r de la ec. (44), de tal forma que se obtiene la ecuación (46):

$$r_{\text{BTO}} = \frac{2d(n_{\text{BTO}}(E) - n_{\text{BTO}})}{n_{\text{BTO}}^3} \left(\frac{1}{V} \right). \quad (46)$$

Veamos que en la Figura 9 el modulador propuesto se compone de dos contactos, separados a una distancia d , los cuales tienen una longitud L que es la zona activa del efecto EO, pues es en donde se aplica la diferencia de potencial, además, la luz que se propaga en el modulador EO, lo hace transversalmente a la aplicación del campo eléctrico. La GOH que forma este modulador es tipo cresta y se compone de un núcleo de Si_3N_4 con BTO que está sobre SiO_2 en sustrato de Si.

Finalmente, si se quiere calcular el cambio de fase en el modulador la ec. (33) se puede reescribir como la ec. (47) al considerar los parámetros de diseño en este modulador de fase EO.

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi r_{BTO} n_{BTO}^3 V L}{\lambda_0 d}. \quad (47)$$

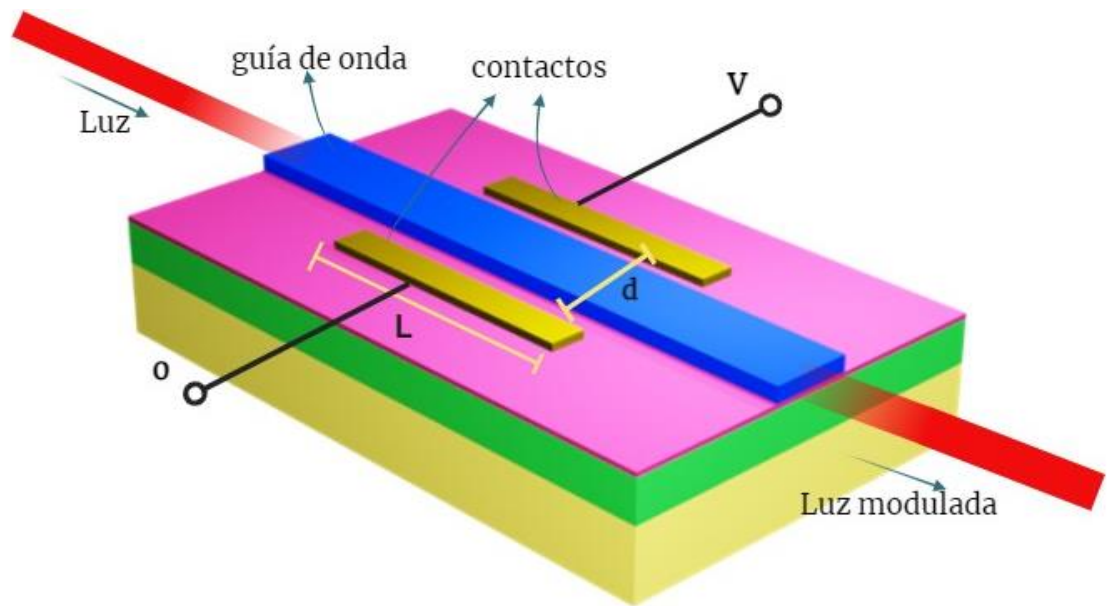


Figura 9. Modulador de fase EO, en GOH tipo cresta.

Capítulo 3. Diseño del modulador de fase electroóptico

Como se ha abordado teóricamente en el capítulo anterior, sabemos que es posible desarrollar un modulador de fase EO integrado en una guía de onda tipo cresta, esto, mediante la incorporación de un material EO, por lo cual en el presente capítulo, se describe el diseño de dos configuraciones de estructuras de guías de onda híbridas con un núcleo de 5 μm de ancho, tomando como base la plataforma integrada previamente propuesta en el grupo de trabajo. Hay que notar que como parte de la definición del diseño de las guías de onda híbrida estudiadas en este trabajo se evalúa el traslape espacial con la guía de referencia, es decir con aquella en que el núcleo está formado solo por una capa de Si_3N_4 y a la que a partir de ahora identificaremos como GO.

Para esto, se han estudiado numéricamente los modos de propagación TE en ambas estructuras, se ha realizado un estudio de convergencia para cada GOH y se hizo un análisis de frecuencias para obtener la dispersión de cada guía. Aunado a esto se ha obtenido la altura óptima de la capa delgada de BTO que permita un traslape espacial con la GO mayor al 90%. Se ha elegido la estructura de GOH más adecuada y se han incorporado contactos eléctricos, convirtiéndola en un modulador de fase EO, del cual se han calculado los parámetros adecuados para lograr un cambio de fase igual a π , basados en los resultados experimentales explicados en el capítulo 4.

3.1 Estudio numérico

Una de las ventajas de la simulación es que nos brinda la herramienta para obtener las condiciones que debe cumplir un dispositivo para que sea funcional, antes de fabricarlo. En esta sección, nuestra atención se centró en describir el desarrollo de un modulador de fase en una guía de onda, al incorporarle un material EO. Para esto, se empleó el programa MODE Solutions (MODE) de Lumerical, el cual en esencia es un entorno de diseño integral de guías de onda ópticas que permite emplear diversas formas y figuras para modelar guías de onda personalizadas, con los materiales deseados, empleando los incluidos en el programa o agregando nuevos. Dicho software, emplea el método de solución de modos propios de diferencias finitas, el cual se basa en la discretización del espacio mediante mallas, como se muestra en la Figura 13. A partir de ello es posible obtener los índices de refracción efectivos que llamaremos IRE a partir de ahora, asociados a cada modo de propagación soportado en las guías de onda diseñadas. Entre otras características dicha herramienta permite hacer traslapes espaciales de diversos modos, facilitando la

comparación entre diversas condiciones de diseño.

Para obtener resultados computacionales más coincidentes con los experimentales, es importante que los materiales incorporados en la simulación sean los empleados en la fabricación o bien los más parecidos a ellos. A continuación, iniciaremos definiendo los materiales usados en este trabajo.

3.2 Características ópticas de los materiales: Si, SiO₂, Si₃N₄ y BTO.

Es preciso mencionar que los materiales empleados en la simulación fueron los sintetizados y caracterizados en el grupo de trabajo (Aguayo Alvarado et al., 2022), de donde se tomaron los coeficientes que describen sus propiedades ópticas. El método empleado para la obtención de la dispersión medida de los materiales sintetizados, corresponde a la medición elipsométrica de cada material, la cual fue ajustada a una relación empírica entre el índice de refracción y la longitud de onda. En el caso del Si y SiO₂ se usó el modelo de Sellmeier de forma funcional para cada elemento, ya que es el modelo adecuado para materiales dieléctricos.

Para el Si, se empleó la ec. (48) y para el SiO₂ la ec. (49). Para ambas ecuaciones se definen las constantes de cada material como: A, B, C, D, E, F y G, y sus magnitudes se muestran en la Tabla 2.

Es importante mencionar que la dispersión del material ocurre porque el índice de los materiales utilizados cambia en función de la longitud de onda. A nivel fundamental, la dispersión del material se relaciona con las frecuencias de resonancia características de él en las cuales el material absorbe radiación electromagnética. En este caso la constante A representa el límite de la función de Sellmeier normal con una de las longitudes de onda de resonancia establecida como cero. C, E y G representan la longitud de onda de resonancia y B, D y F son el tamaño de la contribución de la longitud de resonancia (Agrawal, 2011). Para el caso particular de la ecuación (47), D representa la amplitud de un polo en el infrarrojo (Aguayo Alvarado, 2022; Herzinger et al., 1998)

$$n = \left(A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2} - D\lambda^2 \right)^{1/2}. \quad (48)$$

$$n = \left(A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E^2} - \frac{F\lambda^2}{\lambda^2 - G^2} \right)^{1/2}. \quad (49)$$

Para el caso del Si_3N_4 , el modelo empleado fue el de Tauc-Lorentz, la ecuación que lo describe es la (50)

$$n = \varepsilon_{n_1} + i\varepsilon_{n_2} = \frac{2}{\pi} P \int_{E_{gn}}^{\infty} \frac{\varepsilon \varepsilon_{n_2}(\varepsilon)}{\varepsilon^2 - E^2} d\varepsilon + i\varepsilon_{n_2}, \quad (50)$$

donde:

$$\varepsilon_{n_2} = \left\{ \frac{A_{mpn} E_{on} B_{rn} (E - E_{gn})^2}{[(E^2 - E_{on}^2)^2 + B_{rn}^2 E^2] E} \right\}, E > E_{gn}, \quad (51)$$

$$\varepsilon_{n_2} = 0, E \leq E_{gn}. \quad (52)$$

Donde los parámetros son: la amplitud de la resonancia A_{mpn} , E_{on} es el parámetro relacionado con la frecuencia de resonancia, B_{rn} es el ensanchamiento de la resonancia en la amplitud compleja, E es la energía del fotón relacionado con la frecuencia angular, E_{gn} banda prohibida del material (Acevedo Carrera et al., 2021).

Para el Si_3N_4 , sintetizado en el grupo: $A_{mpn}=126.263$, $E_o=10.539$, $B_r = 2.156$, $E_g = 4.098$ y $E=0$ (Aguayo Alvarado, 2022)

Por otra parte, para el caso del BTO, también se hicieron mediciones elipsométricas en las diversas muestras sintetizadas en el presente trabajo, las cuales se ajustaron a un modelo de Cauchy, el cual se utiliza comúnmente para determinar las constantes ópticas de una película transparente o parcialmente transparente, ya que dicho modelo considera la reflexión del material que podría ser a causa de la transparencia, mediante el parámetro A el cual está relacionado directamente con una aproximación al

valor del índice de refracción del material, principalmente para dieléctricos, como es el caso del BTO. Su ecuación característica es la ec. (53), la cual se compone de una serie de potencias inversas que contienen términos pares en función de la longitud de onda. B y C son parámetros que proporcionan la forma o curvatura del índice respecto a la longitud de onda (Woollam Co, 2004).

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (53)$$

Los valores de las constantes del BTO son $A= 2.119$, $B=0.0381$ y $C=0.001$.

Tabla 2. Constantes ópticas del modelo de Sellmeier para el Si y SiO₂.

Material	Coeficientes						
	A	B	C	D	E	F	G
Si	11.600	-8.084	3.940x10-5	8.225	0.336	8.001	279.999
SiO ₂	1.300	0.819	0.103	0.0108	-	-	-

Los coeficientes del BTO se obtuvieron desde la caracterización de las muestras crecidas, lo cual se explica en el capítulo 4.

Una vez incorporadas las propiedades ópticas de cada material sintetizado, se procedió a realizar el diseño de tres estructuras; la guía de onda de Si₃N₄ y dos guías de onda híbridas, que se describirán a detalle en la sección 3.3, a continuación.

3.3 Diseño de las estructuras de guías de onda híbridas.

Como se ha mencionado en el primer capítulo, uno de los propósitos del presente trabajo es comparar los modos TE de las guías de onda híbridas (BTO-Si₃N₄) con la guía de onda de Si₃N₄, así como sus IRE y lograr un traslape espacial mayor al 90% entre ambas, el cual permita minimizar las pérdidas en la propagación cuando la luz pase de la GO a la GOH. Esto es importante teniendo en cuenta los intereses del grupo de trabajo en aplicar los moduladores de fase diseñados en circuitos que comprenden zonas en las cuales la

luz se propaga por guías de ondas sin BTO (Aguayo Alvarado et al., 2022) por lo cual, para el diseño de las estructuras que se abordarán a continuación se ha implementado la plataforma numérica previamente desarrollada en (Castro Simanca, 2021), a la cual se le han integrado las componentes necesarias para simular las GOH del presente trabajo así como el modulador de fase EO.

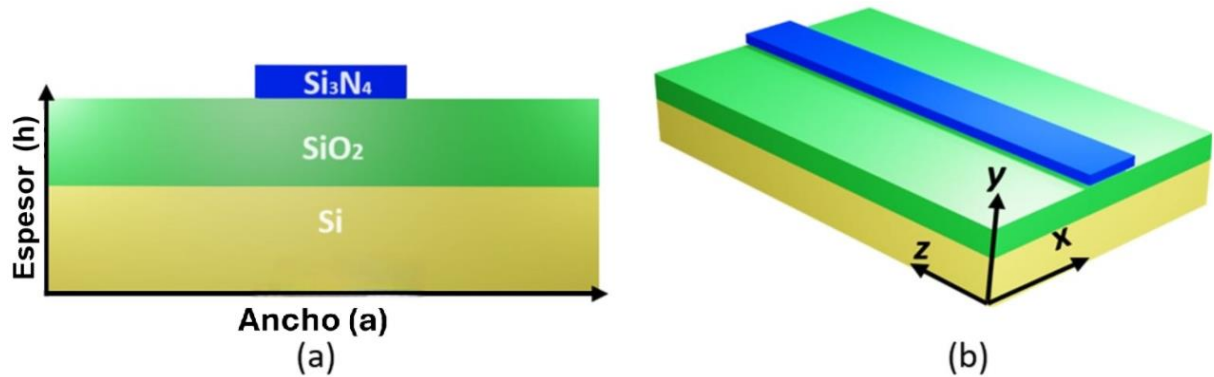


Figura 10. Guía de onda tipo cresta de núcleo de Si_3N_4 : (a) vista transversal, (b) vista 3D.

El diseño de la estructura de guía de onda tipo cresta consta de: Si como sustrato, seguido de una capa de SiO_2 y núcleo de Si_3N_4 como se muestra en la Figura 10, sus dimensiones se encuentran especificadas en la Tabla 3. En donde se entiende como ancho la dimensión de la guía a lo largo del eje x y como espesor la dimensión a lo largo el eje y, como se ve en el sistema de referencia de la misma figura, que es el empleado en el diseño de todas las estructuras. A partir de ahora se definirá al ancho de las estructuras como a y al espesor o altura de las películas como h .

Siguiendo con el mismo sistema de coordenadas se diseñaron dos estructuras para las guías de onda híbridas. Para esto se incorporó el BTO, como material EO. En el caso de la estructura uno a la cual llamaremos E1, simplemente se añadió una capa de BTO sobre el Si_3N_4 como se puede observar en Figura 11(a). Mientras que para la estructura dos (E2), se colocó el BTO debajo del Si_3N_4 , como se ve en la Figura 11(b).

En ambos casos se buscó que la luz se guiara en el núcleo formado por los dos materiales, el Si_3N_4 y BTO, lo cual es posible debido a que ambos materiales tienen un índice de refracción mayor a los materiales que los rodean. Las especificaciones de las dimensiones de cada una de las capas de materiales que forman las GOH vienen especificadas en la Tabla 3.

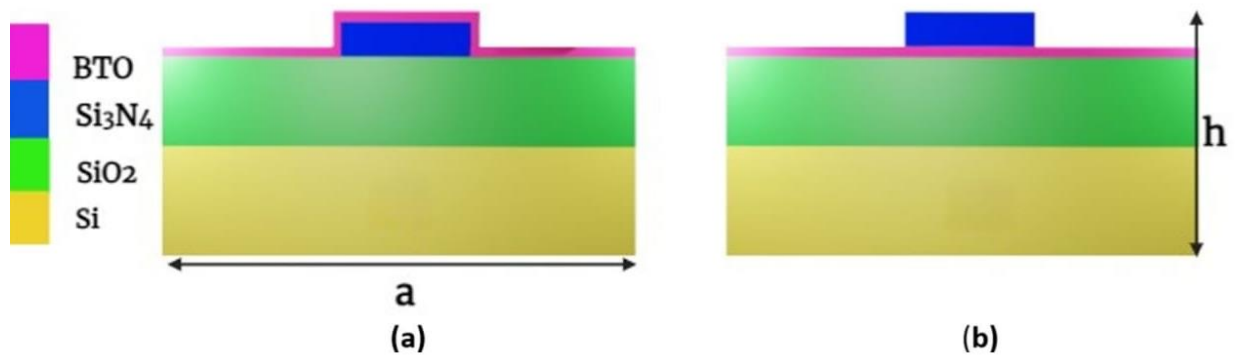


Figura 11. Vista transversal de las estructuras de guías de onda híbrida diseñadas, (a) E1 y (b) E2.

Tabla 3. Dimensiones de las guías de onda diseñadas e índice de refracción de los materiales.

Componente	a (μm)	h (μm)	n (para $\lambda=785$ nm)
BTO	50	0.1	2.1852
Si ₃ N ₄	5	0.5	2.0186
SiO ₂	50	1	1.1401
Si	50	2	3.4063

Es importante señalar que el BTO fue el único material que se varió en altura para algunos de los análisis de diseño. Para todas las simulaciones los demás materiales se mantuvieron con las dimensiones constantes. Ahora, si centramos la atención en la Figura 12, podemos observar la configuración de la guía de onda de Si₃N₄, en la zona que se encuentra dentro del recuadro azul mientras que la zona dentro del recuadro rosa corresponde a la GOH que es donde se encuentra el BTO.

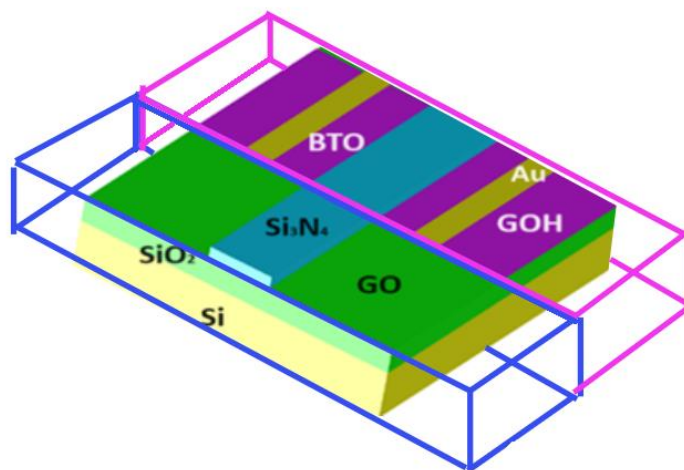


Figura 12. Guía de onda híbrida. El recuadro azul abarca la zona correspondiente a la GO y el recuadro rosa a la zona de la GOH.

3.4 Análisis de convergencia.

El diseño de las mallas de simulación es una parte esencial para el correcto análisis de los modos de propagación de las configuraciones, por lo cual se realizó un análisis de convergencia para cada una de las estructuras, el cual consistió en encontrar la resolución óptima para el análisis de los modos transversales eléctricos, mediante la obtención del IRE del modo fundamental. La convergencia se acepta cuando el valor del índice de refracción ya no cambia en la cuarta cifra decimal.

El procedimiento llevado a cabo en el análisis de convergencia consistió en la implementación de dos mallas de análisis, una malla externa (ME), la cual abarca un área de $18\ \mu\text{m}$ de ancho por $4.5\ \mu\text{m}$ de alto en cada una de las estructuras, como se puede ver en la Figura 13 y una malla interna (MI) que se diseñó acorde a la geometría de cada estructura.

La ME se definió con geometría rectangular de tal forma que abarcó un área en la que el modo queda completamente definido, es decir que en todas las direcciones la intensidad caiga a cero. En otras palabras, la malla de cálculo debe cubrir incluso las zonas en donde exista campo evanescente. Lo anterior evita que el IRE quede infra o supervalorado. Por otro lado, la MI se declara para un área menor alrededor de los materiales que forman el núcleo de la guía de onda. Las mallas se encuentran divididas en pequeños recuadros llamados celdas, la cantidad de ellas determina la resolución de la malla, la cual se define como la cantidad de celdas por micra longitudinal ($\text{cel}/\mu\text{m}$) y como se puede observar en la Figura 13, la MI tiene mayor resolución que la ME.

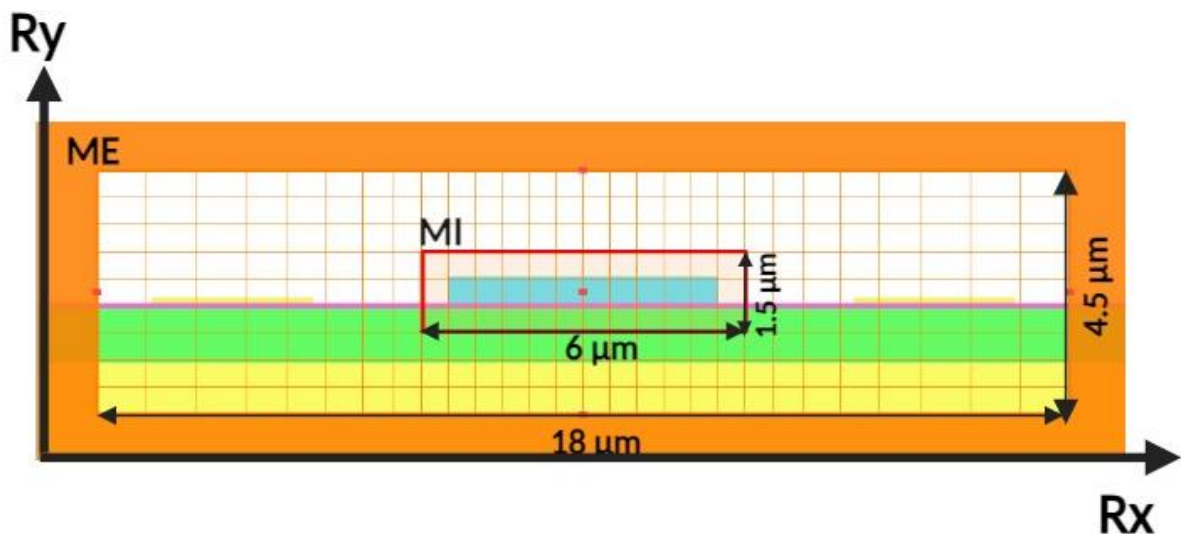


Figura 13. Sistema de enmallado en MODE, para una guía de onda en la configuración E2.

En todos los análisis de convergencia, se consideró a $\lambda = 785 \text{ nm}$, debido a que es la fuente con la que se cuenta físicamente (en el caso de una posible caracterización experimental), y la capa de BTO se mantuvo constante con 100 nm de espesor. Primero se comenzó realizando el análisis en la malla externa en ambas estructuras, esto fue: deshabilitando la malla interna y manteniendo constantes las dimensiones de la ME. Posteriormente, se hizo una variación en la resolución de la malla en el eje x (R_x) y eje y (R_y) de: 10 cel/ μm hasta 100 cel/ μm , con un paso de 10 cel/ μm . Para esta primera malla se buscó una reproducibilidad del IRE obtenido hasta la segunda cifra decimal. Los resultados obtenidos se muestran en las gráficas de la Figura 15(a-b) y Figura 16(a-b) para las estructuras E1 y E2, respectivamente. Aunado a ello se obtuvo el gradiente de los IRE respecto al cambio de resoluciones, los cuales se pueden ver en las gráficas de la Figura 15(c-d) y Figura 16(c-d), de las cuales se obtuvo una convergencia de (10 x 30) cel/ μm para la E1 y de (10 x 70) cel/ μm para la E2. Una vez obtenidas estas resoluciones, se dejaron fijas y se procedió a realizar el análisis de las mallas internas para cada estructura para obtener la reproducibilidad del IRE en su cuarta cifra decimal, mediante el método que se precisa a continuación en las secciones 3.4.1. y 3.4.2.

3.4.1 Análisis de convergencia de la malla interna de la E1.

Como se ha mencionado la E1 se caracteriza por tener el BTO cubriendo completamente la superficie y paredes de la cresta de Si_3N_4 de la GO, como se puede atisbar en la Figura 11(a). Debido a esto, se consideró conveniente implementar la MI de simulación en dicha zona, como se muestra en el Figura 14, la cual rodea las fronteras del núcleo híbrido de la guía de onda. La variación de resoluciones para la MI fue de 10 a 300 cel/ μm , con un paso de 10 cel/ μm , tanto para R_x como para R_y .

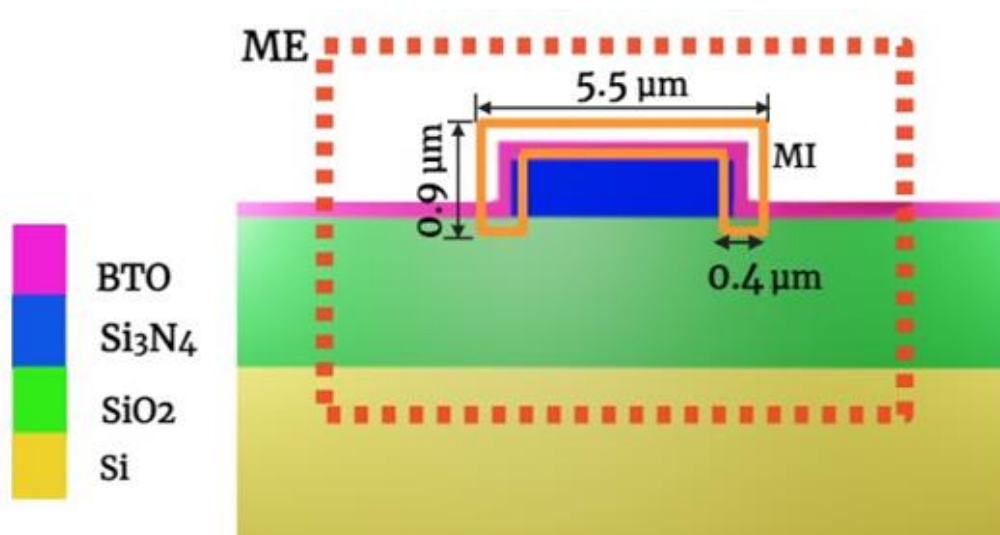


Figura 14. Diseño de ME y MI para la configuración E1.

La convergencia deseada se logró a partir de (20×210) $\text{cel}/\mu\text{m}$, con un índice de refracción efectivo de 1.9653, dicho resultado se obtuvo a través de la interpretación y análisis de los resultados y gráficas de índices de refracción efectivos en función de las resoluciones y el gradiente de índices, las cuales se pueden apreciar a continuación en la Figura 15(c-d).

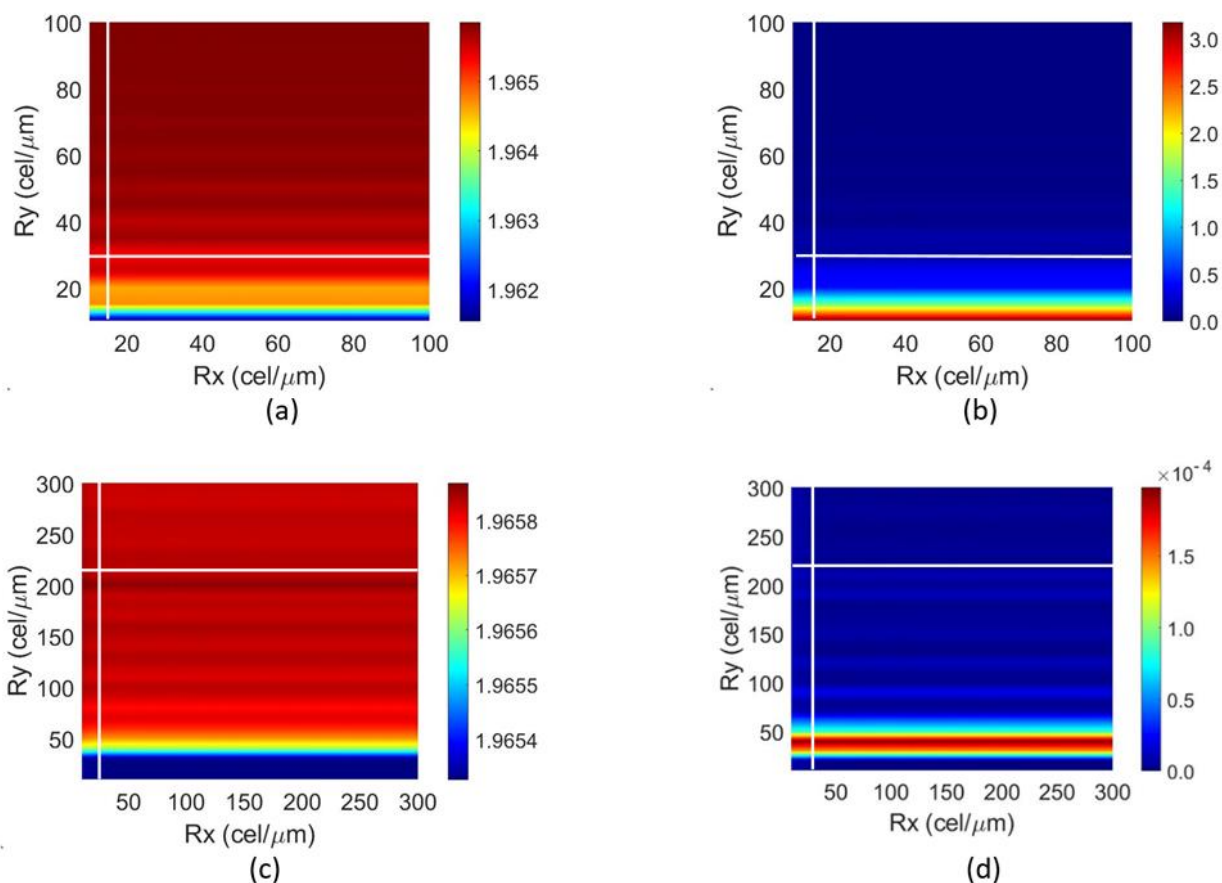


Figura 15. Resultados del análisis de convergencia del modo fundamental TE para la E1 (a) IRE en función de la variación de resoluciones Rx y Ry para la ME. (b) Gradiente del IRE en función de la variación de Rx y Ry para la ME. (c) IRE en función de la variación de resoluciones Rx y Ry para la MI. (d) Gradiente de IRE en función de la variación de Rx y Ry para la MI.

3.4.2 Análisis de convergencia de la malla interna de la E2.

El método de análisis en la E2 para la MI, fue idéntico al de la E1, salvo que la malla interna empleada es la que se muestra en la Figura 13, la cual es más sencilla que la MI de la E1 y abarca todo el núcleo híbrido, que en este caso tiene el BTO debajo del Si_3N_4 . La variación de resoluciones para la MI se hizo desde 10 $\text{cel}/\mu\text{m}$ hasta 300 $\text{cel}/\mu\text{m}$ con un paso de 10 $\text{cel}/\mu\text{m}$ para Ry y de 10 $\text{cel}/\mu\text{m}$ hasta 150 $\text{cel}/\mu\text{m}$ con un paso de 10 $\text{cel}/\mu\text{m}$ para Rx, esto debido a que en los análisis previos no se notó variación en las resoluciones en

Rx. Para este caso la convergencia se logró a partir de (40×150) $\text{cel}/\mu\text{m}$, para Rx y Ry, respectivamente, con un IRE de 1.9701.

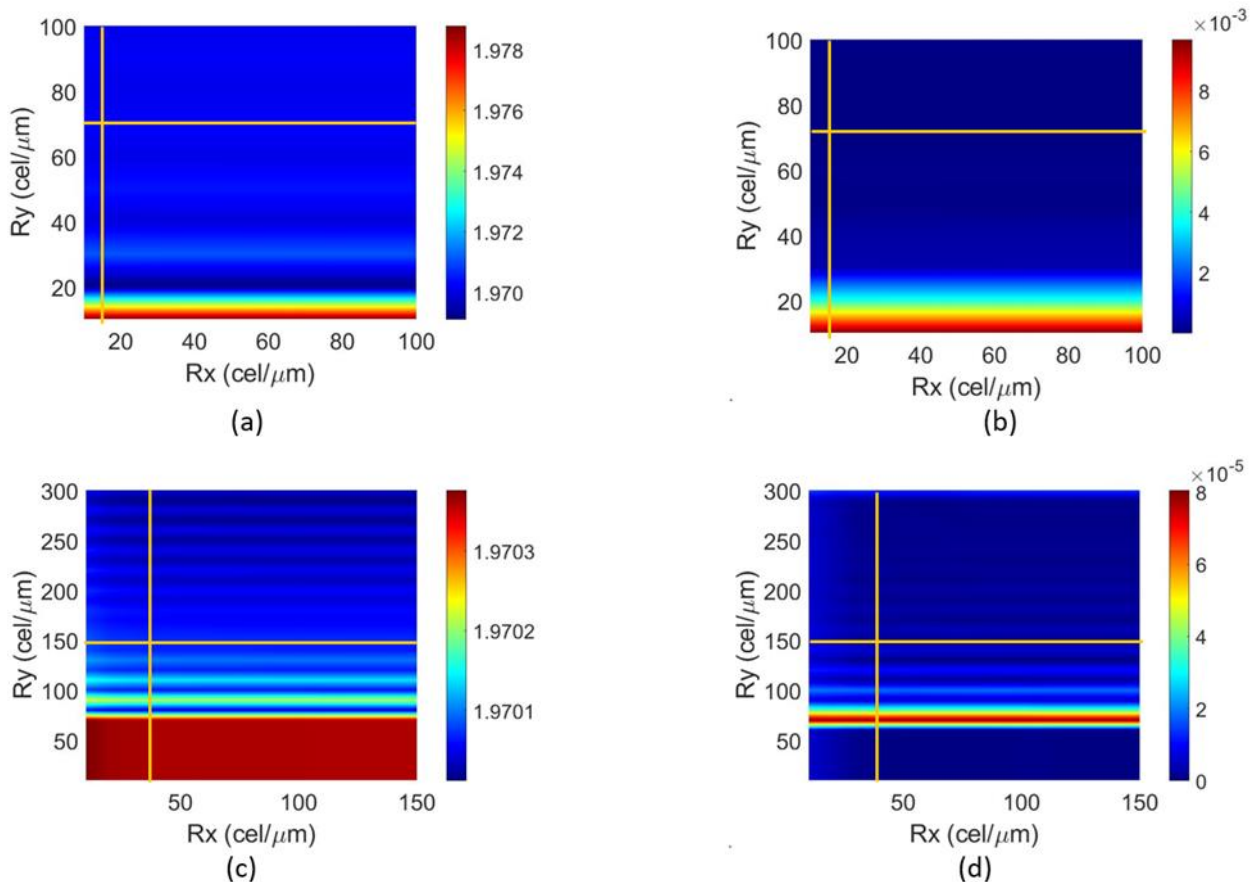


Figura 16. Resultados del análisis de convergencia del modo fundamental TE para la E2 (a) IRE en función de la variación de resoluciones Rx y Ry para la ME. (b) Gradiente del IRE en función de la variación de Rx y Ry para la ME. (c) IRE en función de la variación de resoluciones Rx y Ry para la MI. (d) Gradiente de IRE en función de la variación de Rx y Ry para la MI.

Como se puede observar en la Tabla 4 y en las gráficas anteriores, el IRE de los modos fundamentales TE con diferentes resoluciones es invariante ante cambios en Ry, tanto para la ME como para la MI, en el caso de la E1, cuando $Rx \geq 20$ $\text{cel}/\mu\text{m}$, y para la E2 cuando $Rx \geq 40$ $\text{cel}/\mu\text{m}$. Se puede notar que las resoluciones si dependen de la posición en la que se coloque el BTO, para el caso de la ME de la E1, la convergencia del IRE en su segundo decimal se alcanza con una resolución más baja a la de la ME de la E2, no obstante, para la MI, la Ry es mayor para la E1 que para la E2. Respecto al IRE, es mayor en la E1 que la de la E2, esto se puede explicar debido a la proporción del modo que viaja por el BTO, el cual tiene un índice de refracción mayor, lo cual propicia que la luz se confine más hacia dicho material, como se puede ver en la Figura 17(a-b), en la cual podemos notar que el modo se posiciona geoméricamente hacia donde se encuentra el BTO,

no obstante, la mayor intensidad de la luz se encuentra en el Si_3N_4 , ya que tiene mayor espesor.

Tabla 4. Resultados de las resoluciones de convergencia obtenidas y IRE del modo fundamental TE, para E1, E2 y GO.

Estructura	ME		MI		IRE
	Rx (cel/ μm)	Ry (cel/ μm)	Rx (cel/ μm)	Ry (cel/ μm)	
E1	10	30	20	210	1.9653
E2	10	70	40	150	1.9701
GO	10	70	40	150	1.9305

Por otra parte, se obtuvo el modo fundamental TE, para la GO, esto empleando las mismas mallas que en la E2, así como sus resoluciones, debido a que la zona de interés para esta guía se centra en el núcleo de Si_3N_4 . Como se ve en la Tabla 4 el IRE resultó de menor valor al de las guías de onda híbridas, es preciso notar como el BTO, aunado al efecto EO que puede incorporar a las guías, también aumenta el índice de refracción efectivo de toda la guía. En la Figura 17(c), podemos ver la intensidad del campo eléctrico del modo fundamental TE de la GO concentrado en el núcleo, a diferencia de las E1 y E2, en donde se tiene un modo fundamental híbrido concentrado en ambos materiales.

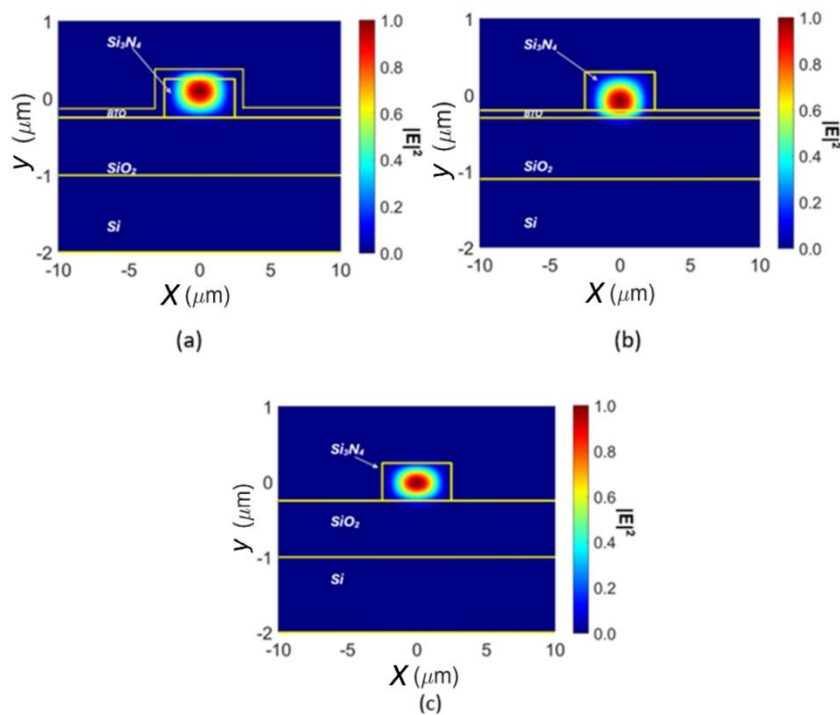


Figura 17. Resultados de la intensidad del modo fundamental TE con $\lambda=785$ nm, espesor de BTO=100 nm, con las resoluciones de convergencia. (a) E1 (b) E2. (c) GO.

3.5 Barrido de frecuencias e incorporación de contactos

El barrido de frecuencias consistió en resolver el problema electromagnético transversal para las estructuras E1, E2 y GO, para analizar la distribución espacial del modo fundamental TE y la dependencia del índice de refracción efectivo. La longitud de onda se varió de 650 nm a 1550 nm, se mantuvo una capa delgada de BTO con un espesor fijo de 100 nm para la E1 y E2. Los demás parámetros empleados en la simulación fueron los mismos que las del análisis de convergencia, mostradas en la Tabla 3.

Por otra parte, se incorporaron los contactos a las estructuras E1 (Ver Figura 18(a)) y E2 (Ver Figura 18(b)), los cuales se componen de 10 nm de Cr y 90 nm de Au de espesor, con un ancho de 3 μm cada uno. Estos se ubicaron a una distancia de 2.5 μm del núcleo de las estructuras y una distancia entre ellos de 10 μm , como se puede vislumbrar en la Figura 18.

Ya incorporados los contactos, se hizo nuevamente el barrido de frecuencias, para cada uno de los dispositivos, esto, con las mismas condiciones de barrido mencionadas anteriormente, finalmente se compararon los resultados de los IRE, con el objetivo de ver si los contactos causaban algún efecto en el modo fundamental, lo cual se puede notar en la Figura 19.

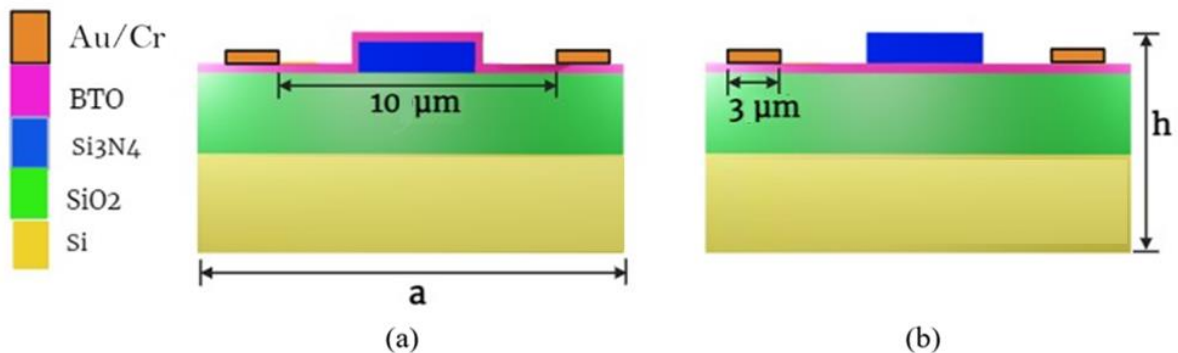


Figura 18. Diseño de GOH con contactos con 90 nm Au y 10 nm de Cr. (a) Configuración E1. (b) Configuración E2.

Como se puede atisbar en la gráfica de la Figura 19, la incorporación de contactos a las GOH no tiene ningún efecto en el IRE del modo fundamental TE, tanto para la E1 como para la E2. Por otra parte, el IRE de la GO cambia considerablemente respecto a las estructuras con BTO, no obstante, siguen la misma tendencia, a medida que la longitud aumenta el IRE disminuye. Ahora al comparar la E1 y la E2, podemos notar que la E1 tiene índices de refracción efectivos menores que la E2.

A partir de los resultados de la simulación de las dos estructuras de guía de onda híbrida, así como las condiciones óptimas de experimentación para la síntesis de materiales que se explicarán en el siguiente capítulo, se eligió la E2 como la configuración más conveniente para desarrollar el modulador de fase EO, por lo cual a partir de aquí se trabajó con dicha estructura, ya con contactos, a la que de ahora en adelante llamaremos modulador de fase electroóptico (MFEO).

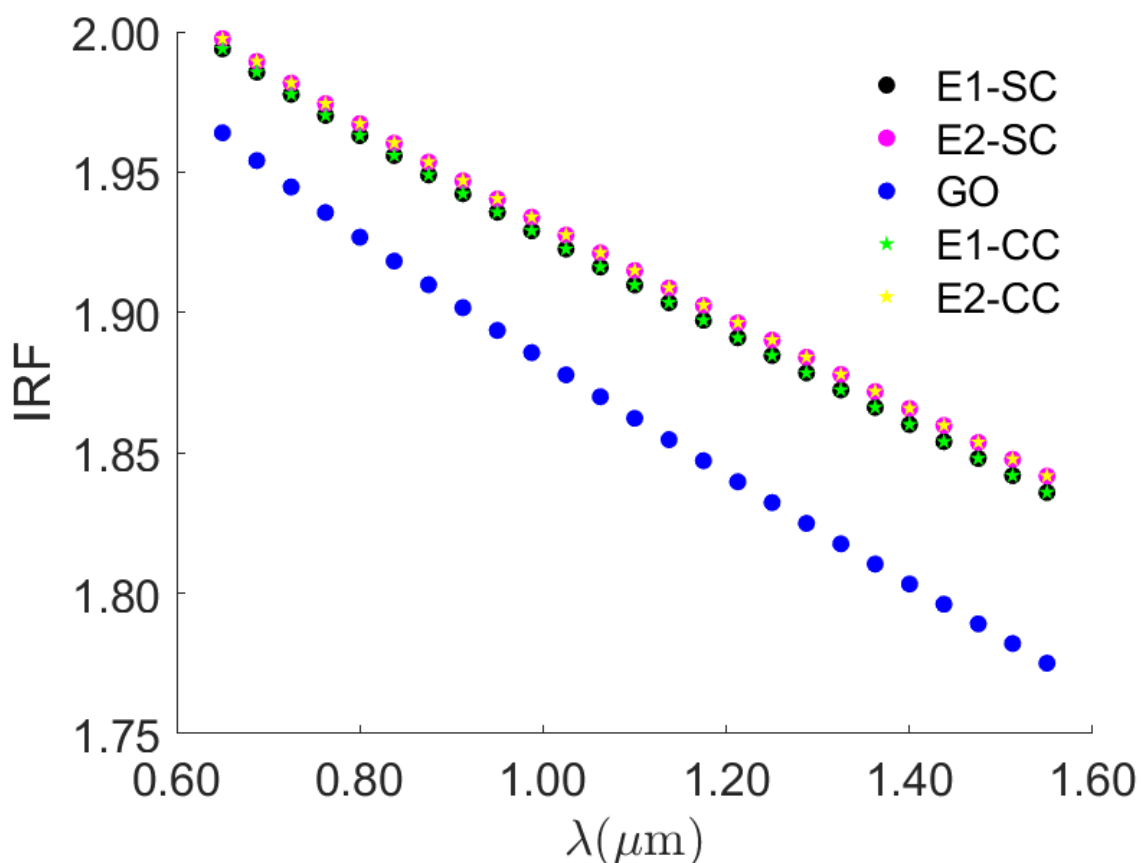


Figura 19. Resultado del barrido de frecuencias, IRE en función de la longitud de onda (λ), para las guías de onda híbridas E1, E2, y GO, con contactos (CC) y sin contactos (SC).

3.6 Variación del espesor de la capa de BTO en el modulador de fase electroóptico.

Uno de los parámetros importantes a determinar en el estudio fue la altura de la capa del material EO, pues como se ha comentado con anterioridad, el BTO, es un material con un índice de refracción mayor al del Si_3N_4 , lo cual implica que si se hace una capa muy alta esto provocará que la guía de onda deje de ser híbrida, pues toda la luz se confinaría en el BTO y el Si_3N_4 pasaría a ser parte del recubrimiento. Lo opuesto

a lo que se desea en el presente trabajo, por esto se consideró realizar una variación del espesor de dicha capa y comparar el IRE del modo fundamental con el obtenido para la guía de onda sin BTO. Siendo la altura adecuada aquella en la que se logre un traslape espacial entre modos del 90%.

El traslape espacial está dado por la ec. (54), en donde $\vec{E}_{1,2}$ corresponde al campo eléctrico del modo uno y dos, que van a compararse espacialmente. Por otra parte $\vec{H}^*_{1,2}$ es el complejo conjugado del campo magnético del modo uno y dos. Es importante señalar que en este caso del modo de la GO corresponde al modo uno y el modo dos corresponde a la configuración de guía de onda E2. dS es el diferencial de área (Ansys Optics, 2024; Snyder A.W., Love J. - Optical Waveguide Theory-Chapman & Hall (1983)).

$$traslape = \left| \operatorname{Re} \left[\frac{\int (\vec{E}_1 \times \vec{H}^*_{2}) \cdot dS}{\int \vec{E}_1 \times \vec{H}^*_{1} \cdot dS} \right] \frac{1}{\operatorname{Re}(\int \vec{E}_2 \times \vec{H}^*_{2} \cdot dS)} \right|. \quad (54)$$

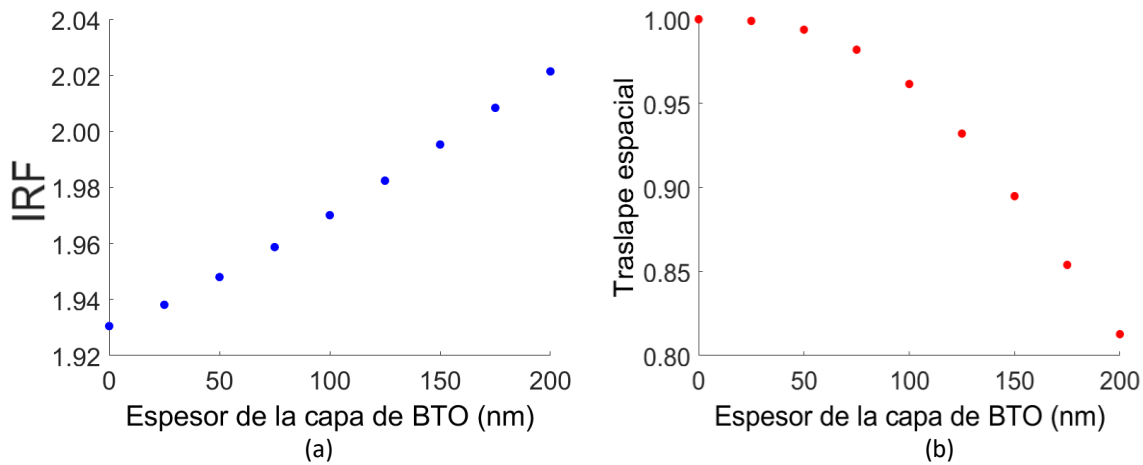


Figura 20. (a) Resultados de los IRE del modo fundamental TE para diferentes espesores en la capa de BTO del modulador de fase electroóptico. (b) Traslape espacial entre el modo fundamental TE de la GO y el modo del MFEO al variar el espesor de la capa de BTO.

Como se puede evidenciar en la gráfica de la Figura 20, el traslape espacial es mayor al 90% para espesores de BTO menores a 125 nm, por lo cual se ha establecido a 100 nm como la altura de BTO adecuada para el modulador.

Nótese que el índice de refracción efectivo aumenta proporcionalmente con el espesor de la capa del material EO como se esperaba. En la Figura 21, se puede apreciar cómo cambia la posición de la intensidad del modo fundamental TE en función de la altura.

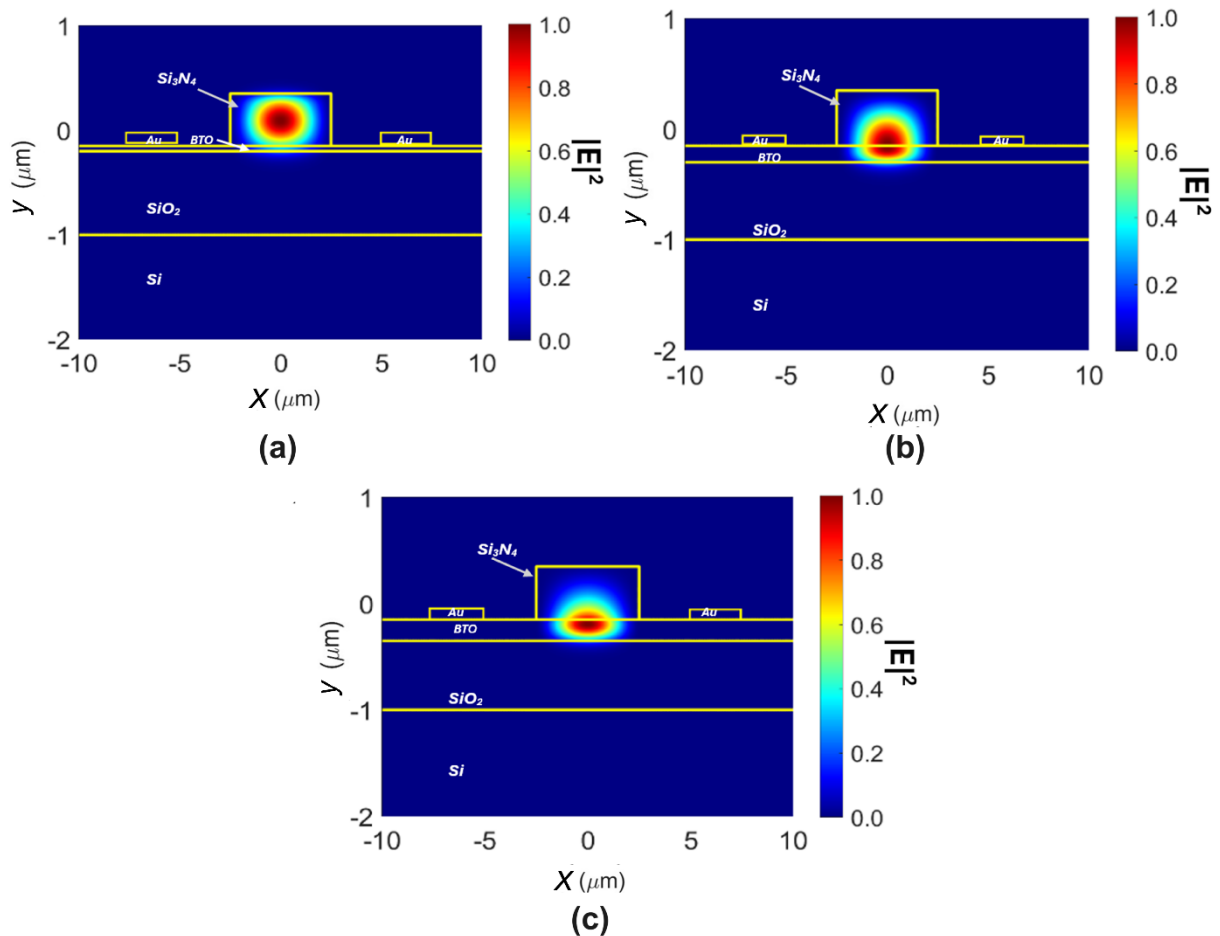


Figura 21. Resultados de modo fundamental TE, para diferentes alturas de BTO para el MFEO. (a) 25 nm. (b) 125 nm. (c) 200 nm.

3.7 Respuesta EO en un modulador de fase de BTO y Si_3N_4

Como se ha comentado en el capítulo dos, es posible producir un cambio de fase en una guía de onda híbrida, al someter a una diferencia de potencial un material EO. El voltaje necesario para producir un cambio de fase π en la luz que se propaga por la GOH dependerá de varios factores como: la distancia entre contactos (d), así como la longitud de ellos (L), y la dirección de propagación de la luz. Estos parámetros son importantes pues forman parte esencial del efecto EO. En esta sección se obtuvieron numéricamente los parámetros para el diseño del modulador de fase EO deseado, los cuales se resumen en la Tabla 5. Para esto se dejaron constantes: la longitud de onda con $\lambda=785$ nm, la distancia entre contactos previamente simulada, $d=10$ μm , y la longitud de los electrodos $L=1$ mm basando este parámetro en los reportados en la literatura para este tipo de mediciones, así como el espesor de la capa

del BTO en 100 nm. Por supuesto las dimensiones de las mallas de solución son las mismas. A continuación, se enlistan los pasos para la obtención de los parámetros de diseño.

- Primero se obtuvo el índice de refracción efectivo de la guía de onda de Si_3N_4 .
- Posteriormente se obtuvo el índice de refracción efectivo del modulador de fase EO de BTO mediante FDM, empleando el índice de refracción del BTO sintetizado en el presente trabajo, al cual identificaremos como $n_{BTO} = 2.1852$.
- Después se incorporó el n_π del BTO, correspondiente al valor el índice de refracción del BTO para el cambio de fase igual a π , el cual fue calculado a partir de la ec. (45) y dio un valor de 2.1848 que se incorporó a la simulación y se obtuvo el IRE del MFEO, los resultados se encuentran plasmados en la Tabla 5.
- Posteriormente se evaluó el traslape espacial de los modos del modulador de fase con y sin voltaje. El cual se obtuvo en Lumerical a partir de la ecuación (54).
- Finalmente se calculó la diferencia entre el índice de refracción efectivo de la GO y Modulador de fase identificado en la Tabla 5 como Δn_1 . De igual forma se obtuvo el IRE entre el modulador de fase con y sin voltaje que se muestra en la Tabla 5 como Δn_2 .

Tabla 5. Resultados de simulación del modulador de fase EO.

$\lambda(\text{nm})$	IRE			Traslape espacial	Δn_1	Δn_2
	GO	MFEO sin voltaje	MFEO con voltaje			
785	1.9305	1.9701	1.9700	0.998	-0.0369	0.0001

Δn_1 corresponde a la diferencia entre el IRE de la GO y el MFEO sin voltaje y Δn_2 es la diferencia entre el IRF del MFEO con y sin voltaje.

A partir de estos resultados es posible notar que la diferencia de índice de refracción efectivo para el MFEO con y sin voltaje es muy pequeña pero suficiente para lograr el cambio de fase π y esto se logra con el cambio de índice del BTO de $\Delta n = 0.0004$. Por otra parte, con parámetros de diseño establecidos y considerando los coeficientes de Pockels de la literatura, es posible estimar el valor del V_π necesario

mediante la ec. (37), obteniendo los valores plasmados en la Tabla 6.

Veamos que el voltaje necesario no es tan alto y es inversamente proporcional a la magnitud del coeficiente de Pockels del BTO. Considerando que se tuviera un coeficiente muy bajo como el de 6 pm/V, dado que también se obtuvo un BTO policristalino, se necesitarían 125 V para lograr el cambio de fase deseado. Entonces el factor $V_{\pi}L = 0.1254 \text{ Vm}$ para el BTO.

Tabla 6. Resultados del voltaje de media onda (V_{π}) y del voltaje de media onda efectivo ($V_{\pi\text{eff}}$), estimados a partir de las referencias bibliográficas para el BTO sintetizado y las calculadas a partir de los parámetros de la estructura del MFEO

Parámetro	Referencias de la literatura			
	1	2	3	4
Identificador				
r (pm/V)	923	380	24	6
V_{π} (V)	0.8	1.0	31.3	125.4
r_{eff} (pm/V)	326	261	8	2
$V_{\pi\text{eff}}$ (V)	2.3	2.9	94.0	376.2

* r_1 corresponde a r_{42} (Abel et al., 2019), r_2 a r_{42} (Eltes et al., 2019), r_3 a BTO policristalino (Petraru et al., 2003a) y r_4 a BTO policristalino (Kormondy et al., 2017).

En el caso de la configuración del MFEO podemos estimar el coeficiente de Pockels efectivo (r_{eff}) a partir de la ec. (46) tomando los valores para el coeficiente de Pockels de la Tabla 5, los resultados se encuentran plasmados en la quinta columna de la Tabla 6. Además, se calculó el voltaje de media onda efectivo $V_{\pi\text{eff}}$ mediante la ec. (37) para el MFEO.

Con el fin de conocer la dispersión del MFEO con y sin voltaje, se hizo un análisis de frecuencias que se muestra en la gráfica de la Figura 22, en donde a simple vista se puede notar que no existe una gran diferencia entre los índices de refracción efectivos, esto debido a que como se ha demostrado anteriormente el cambio de índice es del orden de 1×10^{-4} . Ligeramente se puede notar en la gráfica que la magnitud de los índices efectivos del MFEO son de menor magnitud en presencia de campo eléctrico.

Por otra parte, se determinó el cambio de fase para el MFEO en función del voltaje mediante la ec. (33) considerando a los cuatro coeficientes de Pockels efectivos obtenidos mediante la simulación, los cuales se encuentran en la quinta columna de la Tabla 6. A continuación, podemos observar el resultado obtenido en la Figura 23.

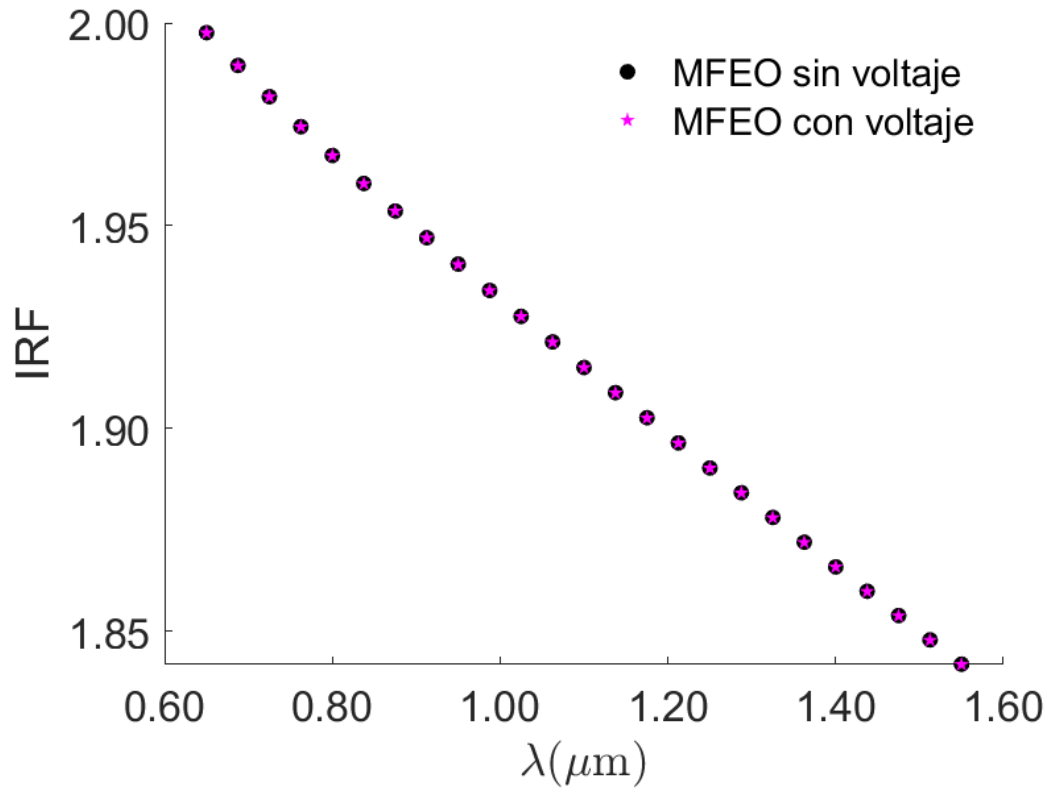


Figura 22. Resultado de la dispersión del modulador de fase EO sin voltaje (MF) y con voltaje (MFE0)

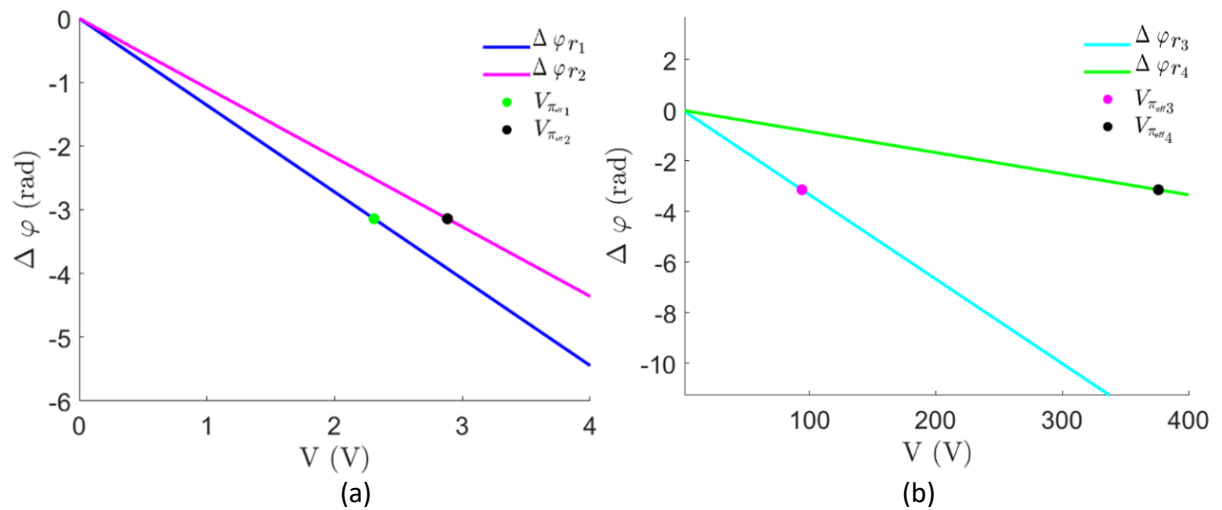


Figura 23. Gráfica del resultado del cambio de fase del MFE0 diseñado. (a) Para los coeficientes de Pockels efectivos r_{eff1} y r_{eff2} y (b) para r_{eff3} y r_{eff4} . Considerando el rango correspondiente de voltajes para cada r_{eff} .

Capítulo 4. Síntesis y caracterización de materiales

En este capítulo se describen a detalle cada una de las técnicas de síntesis de los materiales que conforman el modulador de fase EO estudiado en el presente trabajo. Como se ha mencionado con anterioridad, este dispositivo, se forma de un sustrato de Si, que tiene una capa de SiO_2 y posteriormente un núcleo de Si_3N_4 y BTO, contactos de Cr y Au. Cada uno de estos materiales se han sintetizado mediante diferentes técnicas que serán descritas en cada una de las secciones presentadas.

Es importante mencionar que para este trabajo se emplearon obleas de Si recubiertas con SiO_2 , este último sintetizado previamente en el grupo de trabajo mediante la técnica de oxidación térmica de Si a altas temperaturas. Sobre dichas obleas se depositó de Si_3N_4 , con la técnica previamente desarrollada en el grupo de trabajo (Aguayo Alvarado et al., 2022) bajo diferentes condiciones de crecimientos usando la técnica de pulverización catódica reactiva con magnetrón.

4.1 Síntesis de materiales y preparación de muestras.

Una de las partes más importantes del proceso de fabricación de dispositivos como los moduladores de fase EO, es la síntesis de los materiales que los conforman, pues aquí es en donde se debe asegurar que las películas depositadas cumplan las propiedades ópticas y estructurales requeridas para ser funcionales. Existe una gran variedad de tecnologías para el depósito de películas delgadas, las cuales pueden clasificarse por técnicas de depósito físicas o químicas, para las primeras existe el depósito físico en vapor (PVD, por sus siglas en inglés) que emplea el bombardeo iónico de blancos o evaporación de materiales permitiendo crear películas en sustratos compatibles con los materiales a depositar, como las técnicas de pulverización catódica, el depósito por pulsado láser y la evaporación térmica por haz de electrones, entre otras. Para las técnicas químicas, se sumerge el sustrato en líquidos conductores y se someten a depósitos electroquímicos o químicos, como es el caso del centrifugado (conocida por su nombre en inglés como spin coating), entre otras (Gatzen et al., 2015).

En este trabajo se emplearon tres técnicas de depósito vía física para cada material sintetizado: se usó pulverización catódica, para el depósito de Si_3N_4 ; PLD, para el crecimiento de BTO, y evaporación por haz de electrones para el depósito de Cr y Au. El primer paso antes de realizar los depósitos es la preparación de los sustratos de SiO_2/Si . La preparación consiste en el cortado de obleas dejando piezas que sean útiles

para futuras caracterizaciones, limpieza de la superficie del sustrato y medición del espesor de la capa de SiO_2 .

A continuación, se detalla la preparación de los sustratos. Como se ha mencionado, las obleas con recubrimientos de SiO_2 empleadas fueron proporcionadas por el grupo de trabajo y dicho recubrimiento fue previamente obtenido mediante el método de oxidación térmica. Las obleas cuentan con un diámetro de 4" y grosores de SiO_2 entre 1000 nm a 1150 nm (Aguayo Alvarado et al., 2022) como la que se muestra en la Figura 24-a. La oblea fue cortada en 16 pequeñas muestras con tamaños entre uno y dos centímetros, cada muestra fue limpiada sopleteando minuciosamente con nitrógeno, para eliminar cualquier residuo de impureza, que fue validado mediante el uso del microscopio óptico marca Leica XLM3 con el objetivo de 5X. Este procedimiento se repitió hasta obtener una imagen como la que se muestra en la fotografía de la Figura 24-b. Una vez lograda la limpieza se midió el espesor del recubrimiento de SiO_2 de cada muestra por elipsometría (técnica que será explicada más adelante). Finalmente se etiquetaron y colocaron en muestrarios al vacío como se observa en la Figura 24-c, para trasladarlas al laboratorio donde se le depositaron las películas delgadas de Si_3N_4 con de BTO.

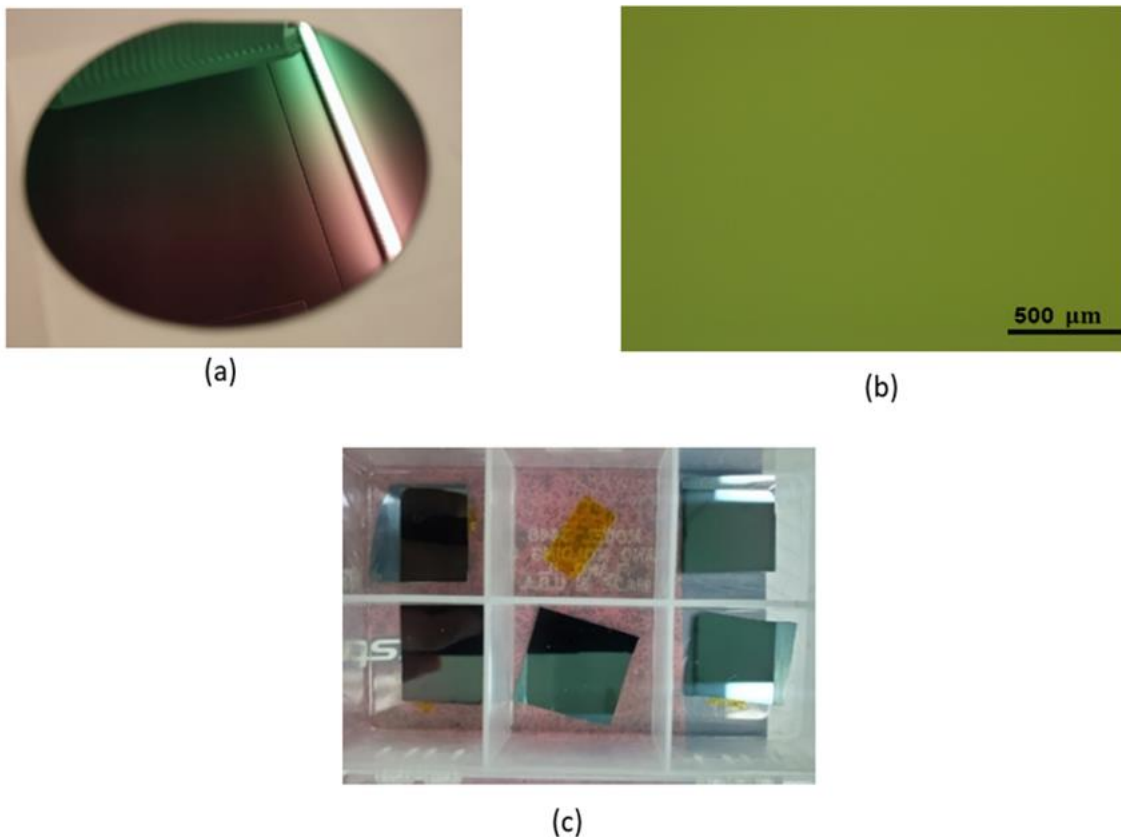


Figura 24. Fotografías del proceso de preparación de los sustratos: (a) Oblea completa de SiO_2/Si , (b) superficie de la oblea observada en el microscopio óptico. (c) Muestras de SiO_2/Si .

4.2 Síntesis y caracterización de películas delgadas de Si_3N_4

Uno de los principales materiales, sintetizados en forma de películas delgadas en el presente proyecto, fue el Si_3N_4 , el cual forma parte del núcleo de los moduladores de fase EO diseñados y es el material principal en la plataforma de interés del grupo de trabajo. Su síntesis se llevó a cabo empleando los parámetros de crecimiento obtenidos en el grupo de trabajo (Aguayo Alvarado et al., 2022) mediante la técnica de pulverización catódica reactiva, que se precisa a continuación.

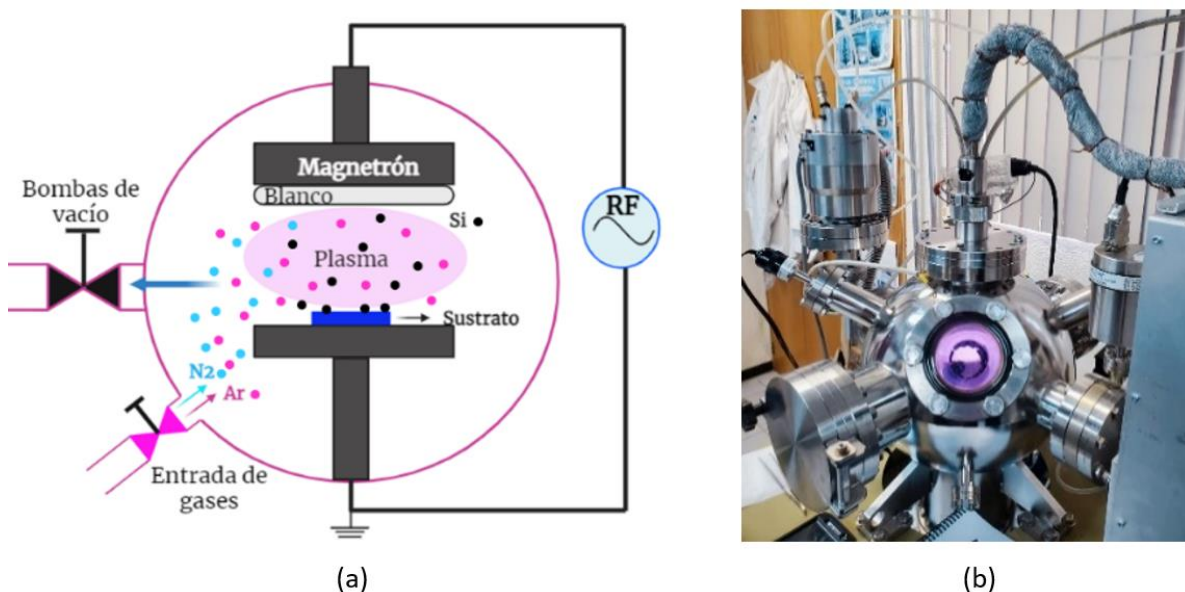


Figura 25. Pulverización catódica. a) Esquema de una cámara de pulverización catódica simplificada adaptada de (Aguayo Alvarado et al., 2022). (b) Fotografía del sistema de pulverización catódica empleado en este trabajo.

El depósito por pulverización catódica es uno de los procesos de depósito por plasma más usados. En este trabajo se empleó un cañón de pulverización catódica con magnetrón usando radio frecuencia (RF), siendo el cañón el lugar en donde se coloca el blanco (material base para los depósitos). Para la síntesis de las películas delgadas de Si_3N_4 se empleó el sistema que se muestra en la fotografía de la Figura 25-a. Principalmente, una cámara de crecimiento por la técnica de pulverización catódica (Figura 25-b) se compone de un sistema de bombas de vacío que permite obtener presiones tan bajas en la cámara, necesarias para disminuir o evitar la contaminación de las películas que se desean depositar, así como para generar las condiciones necesarias para la formación del plasma en el proceso. El plasma se forma frente al cañón al ionizar un gas inerte, usualmente argón (Ar), y sometiendo el cañón a una potencia suministrada por una fuente.

La fuente utilizada en nuestro trabajo fue de RF, la cual operó a una frecuencia de 13.56 MHz. Los gases deseados en el proceso se incorporan a la cámara mediante una entrada aislada y son controlados por válvulas y flujómetros. En esta tesis se empleó nitrógeno (N_2) como gas reactivo para la formación de Si_3N_4 . Los cañones de pulverización suelen tener imanes detrás del blanco, los cuales atraen las cargas eléctricas frente a éste ayudando al desprendimiento del material de este, el cual se mezcla con el gas reactivo y se deposita en el sustrato que se encuentra paralelo al blanco, sobre el ánodo del sistema. Entre el blanco y el sustrato se coloca un obturador que permite bloquear el paso de los átomos del blanco al sustrato. En este trabajo, el blanco empleado fue de Si. Aunado a estos componentes principales, el sistema de pulverización catódica también cuenta con medidores de presión de diversos tipos, controladores de los componentes, un sistema de enfriamiento, válvulas de venteo, entre otros.

Los pasos del procedimiento para realizar los depósitos en el presente trabajo se esquematizan en las ilustraciones de la Figura 26. Primero se comienza incorporando el sustrato de SiO_2 -Si en la cámara de pulverización catódica, se deja con el obturador puesto entre blanco y sustrato (cerrado) y se encienden las bombas de vacío para alcanzar una presión base (P.B.) del orden de 10^{-6} Torr como se observa en la Figura 26(a). Llegar a esta presión se tarda entre 5-6 horas, aproximadamente. Una vez alcanzada dicha P.B. se comienza un proceso de limpieza del blanco de Si (Ver Figura 26-b). La limpieza del blanco consistió en incorporar Ar en la cámara a un flujo de 3 sccm, sintonizar la presión en la cámara al rededor 3 mTorr, usando una válvula que se tenía entre la bomba turbo y la cámara de depósito, y por último se encendía la fuente RF a 125 W, lo cual origina un plasma que empezaba a remover átomos sobre la superficie del blanco. Este proceso de limpieza se realizaba durante un tiempo aproximado de 15 minutos, y a la presión a la cual se tenía el plasma encendido se le llamó presión de trabajo (P.T.), que para la limpieza siempre fue de 3 mTorr. Después de la limpieza, se pasaba a una etapa de mezclado de gases, en la cual se incorporan 0.6 sccm de N_2 y el flujo de Ar se bajaba de 3 sccm a 1.9 sccm, este proceso de mezclado se realizaba por 10 minutos como se observa en la Figura 26-c. Pasado el tiempo de mezclado de gases se movía el obturador tal que no quedará entre el blanco y el sustrato, para comenzar el depósito como se muestra en la Figura 26-d. El depósito se realizaba manteniendo las mismas condiciones que en la etapa de mezclado. Una vez terminado el depósito se realizaba el enfriamiento, en el cual se evacuaron los gases empleados previamente y se incorporaban 15 sccm de Ar como se puede notar en la Figura 26-e, el tiempo de enfriamiento depende del tiempo de depósito, el cual típicamente se calcula a una razón de la mitad del tiempo del depósito, posteriormente se apagaban las bombas de vacío y se extrae el sustrato, es decir, la muestra de Si_3N_4 .

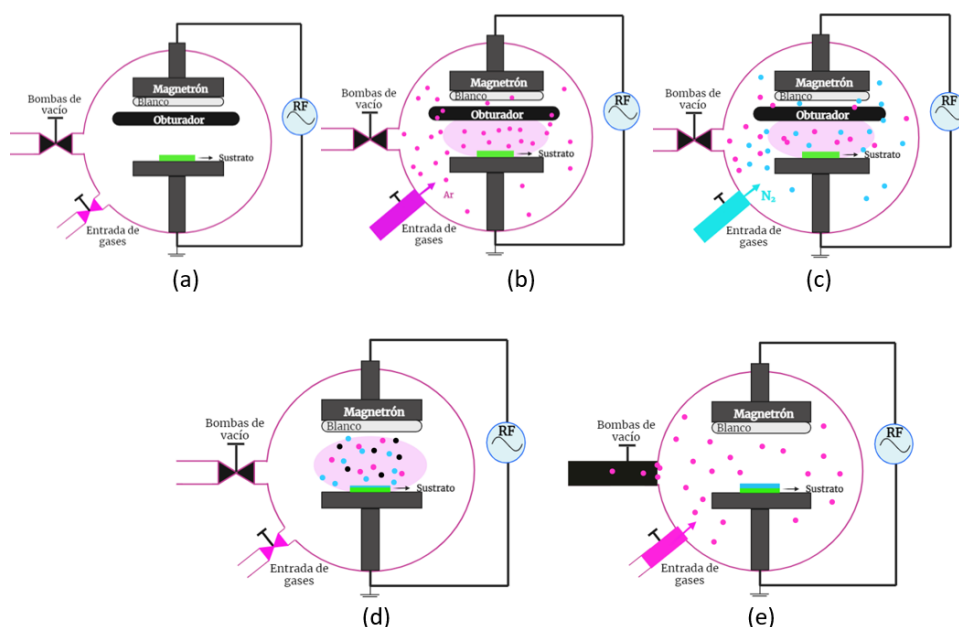


Figura 26. Esquemas del procedimiento para el depósito de las películas delgadas de Si_3N_4 por medio de pulverización catódica. (a) Introducción de muestra. (b) Limpieza del blanco. (c) Mezclado de gases. (d) Depósito de la película, y (e) enfriamiento.

A partir del procedimiento mencionado se hicieron diversos depósitos, uno de ellos se puede observar en la Figura 27. La parte (a) de la figura corresponde a una fotografía de un sustrato completo y la parte (b) corresponde a una imagen tomada usando un microscopio óptico. A todos los depósitos se les hicieron mediciones elipsométricas, y las mediciones fueron ajustadas empleando el modelo de Tauc-Lorentz, descrito en el capítulo dos, con el fin de conocer el índice de refracción de las películas depositadas, así como el error cuadrático medio, mejor conocido como MSE (por sus siglas en inglés de Mean Squared Error), el cual permitió comparar la similitud entre las muestras depositadas en el presente trabajo y las muestras depositadas anteriormente en el grupo de trabajo. El índice de refracción lineal fue evaluado para todos los casos a una longitud de onda de 632 nm.

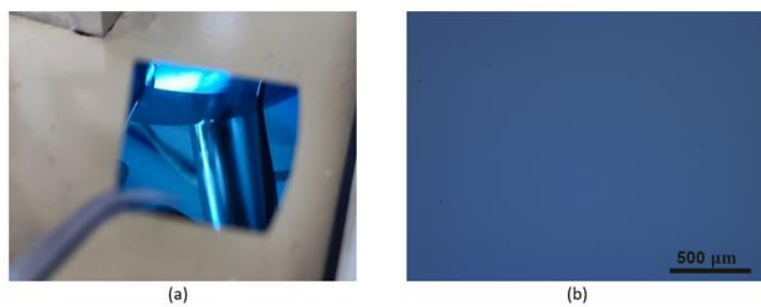


Figura 27. Resultado de una muestra de Si_3N_4 depositada por pulverización catódica en este trabajo. (a) Fotografía de muestra a gran escala. (b) Fotografía de una muestra obtenida con un microscopio óptico.

En la Figura 28 se pueden observar dos diagramas en los cuales se muestran los diferentes resultados obtenidos de los ajustes por elipsometría. En la Figura 28-(a) se puede ver una distribución porcentual de los distintos valores de MSE obtenidos en este trabajo, siendo un rango aceptable de valores para los MSE entre 8 y 30, las cuales representan el 62% de las 33 muestras depositadas. Valores de MSE entre 31 y 40 representaron el 14% de los depósitos. Por último, el 24% de las muestras depositadas tuvieron valores de MSE de entre 40 a 90. Por otra parte, de las muestras con MSE menor o igual a 30, solo el 25% de ellas cuentan con un índice de refracción entre 2.000 y 2.032, como se puede atisbar en la Figura 28-b, las muestras con índices entre 1.984 y 1.999 son el 60% de las muestras depositadas y el 15% restante corresponde a muestras con índices menores a 1.983.

Como se ha mencionado previamente, las condiciones de crecimiento para las muestras de Si_3N_4 se han mantenido constantes dentro de las posibilidades experimentales con las que se contaban. No obstante, fue notado que las muestras depositadas con P.B. menor o igual a $4 \mu\text{Torr}$ son las que se encontraron dentro del 25% de muestras que tuvieron un resultado muy próximo a las películas delgadas de Si_3N_4 sintetizadas anteriormente en el grupo de trabajo, mientras que las que fueron sintetizado con una P.B. más alta, han tenido un MSE por arriba del aceptable.

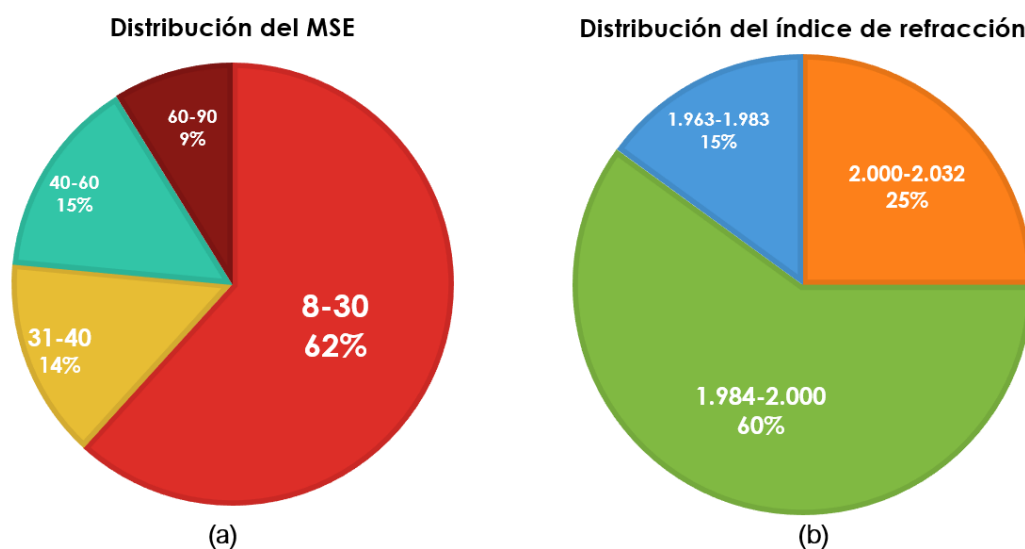


Figura 28. Diagramas de distribución de los resultados de elipsometría obtenidos a las muestras depositadas de Si_3N_4 . (a) Distribución porcentual de los MSE y (b) distribución porcentual del índice de refracción.

Un parámetro de interés en este tipo de experimentos es conocer la tasa de crecimiento de las películas. Para conocer la tasa de crecimiento de las películas de Si_3N_4 usando la técnica de pulverización catódica, se consideraron tres de las muestras depositadas con diferentes espesores, las cuales cuentan con

$n=2.023$, 2.013 y 2.014 , los más altos obtenidos. Estas tres muestras fueron depositadas con diferentes tiempos de depósitos. En la gráfica de la Figura 29 se puede observar la variación de los espesores obtenidos por elipsometría en función del tiempo de depósito, la cual tuvo un comportamiento lineal y su pendiente muestra una tasa de crecimiento de Si_3N_4 , de 11.24 nm/min , esta tasa fue un poco más baja a la reportada en (Aguayo Alvarado et al., 2023), la cual fue de 14.4 nm/min .

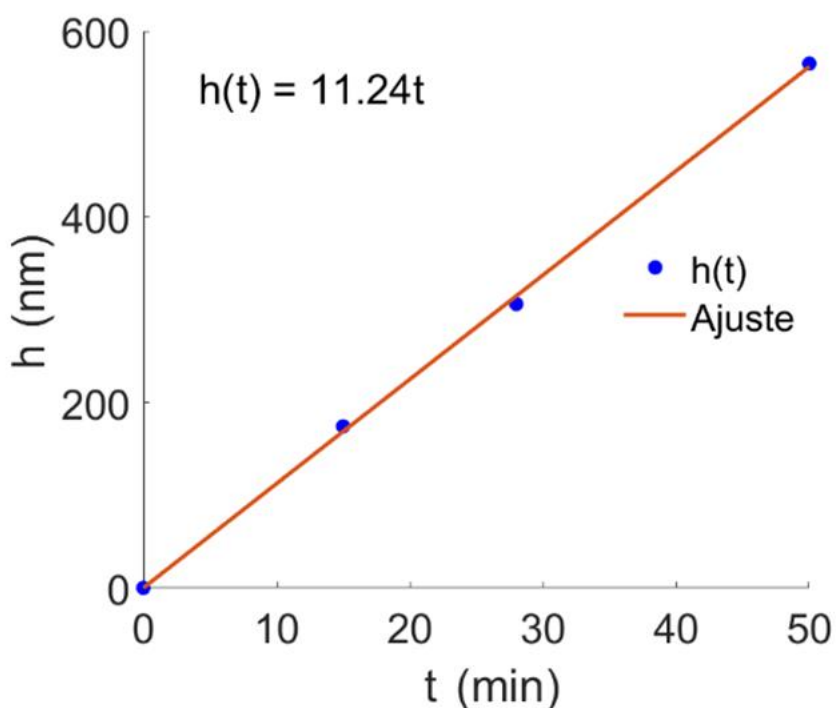


Figura 29. Gráfica de la tasa de crecimiento del Si_3N_4

También se evaluaron las propiedades del Si_3N_4 sintetizado a partir del modelo de aproximación del medio efectivo (EMA, por sus siglas en inglés de effective medium approximation), que permite obtener las constantes ópticas de un material compuesto a partir de las constantes ópticas de los materiales que lo forman. El EMA usado en este trabajo fue formado por nitruro de silicio, Si amorfo (Si-a) y huecos.

En este trabajo se pudo evidenciar que el índice de refracción de las películas delgadas de Si_3N_4 disminuye si aumenta el porcentaje de huecos en ella, un ejemplo de lo anterior se muestra en Figura 29. Los puntos mostrados en la Figura 29 fueron de cinco muestras depositadas con el mismo tiempo de depósito de 15 min. La disminución del índice de refracción se puede explicar debido a que, a medida que aumenta el porcentaje de poros, hay más aire presente dentro de la muestra, y el índice de refracción del aire, al promediarse con el del nitruro, hace que disminuya el índice de refracción de la muestra.

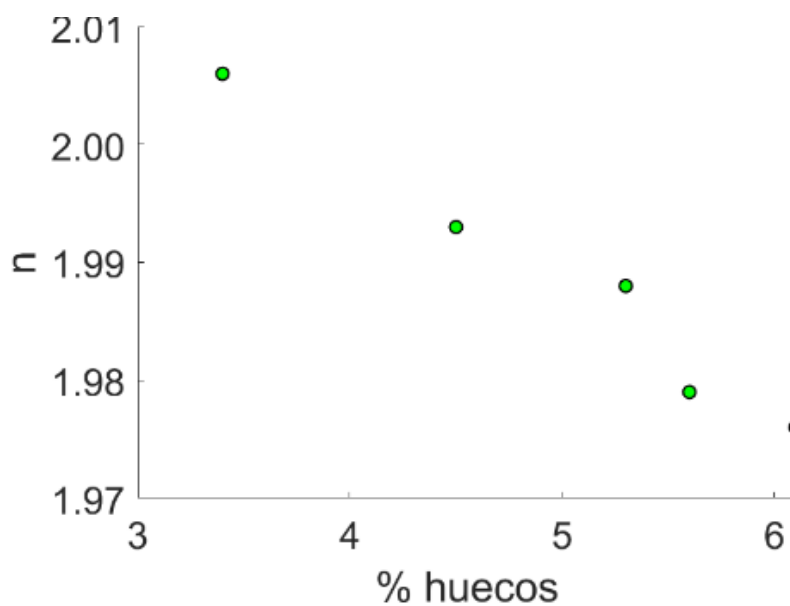


Figura 30. Gráfica del índice de refracción obtenido usando elipsometría de las películas delgadas de Si_3N_4 en función del porcentaje de huecos, al utilizar el modelo de EMA.

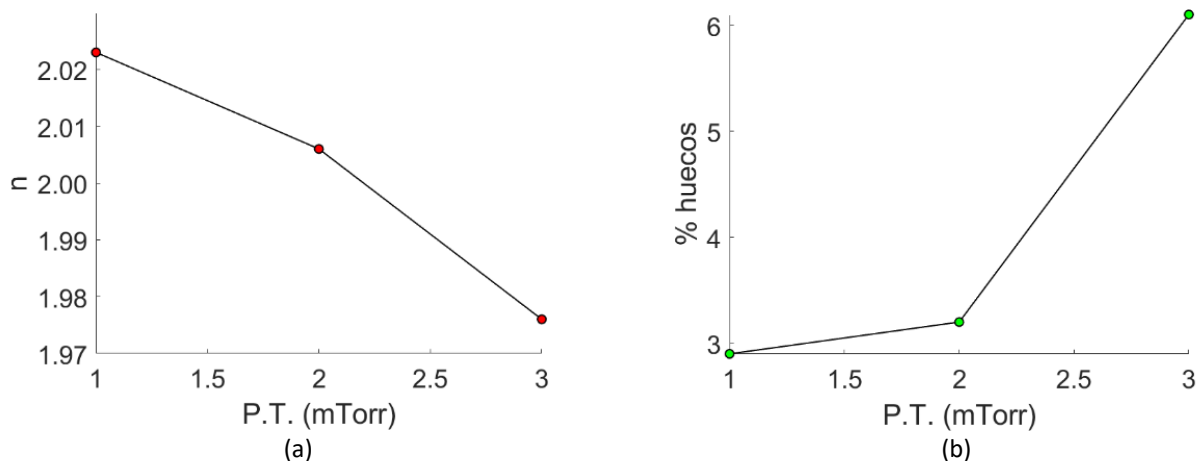


Figura 31. (a) Gráfica del estudio de índice de refracción del Si_3N_4 en función de la presión de trabajo. **(b)** Gráfica del porcentaje de huecos en función de la presión de trabajo.

Con el fin de aumentar el índice de refracción del material, se realizaron depósitos a diferentes presiones de trabajo. En la Figura 31 se puede observar la influencia de la P.T. de los depósitos en el índice de refracción, así como en el porcentaje de poros en la muestra. En la Figura 31(a) se observa que a medida que la P.T. se disminuye el índice de refracción de las películas depositadas aumenta, acercándose al valor deseado de 2.032. Para este estudio se tomaron en cuenta tres muestras con un tiempo de depósito de 15 minutos. Aunado a esto, la Figura 31(b) muestra que el porcentaje de huecos en las muestras también disminuye proporcionalmente a la presión de trabajo empleada.

El disminuir la P.T. para la síntesis de Si_3N_4 de 3 mTorr a 1mTorr, representó un aumento considerable en el índice de refracción, sin embargo, dicha técnica conlleva riesgos significativos como la interrupción de la síntesis del material en cualquiera de las etapas de crecimiento, debido a la desestabilización del plasma, pudiendo perder todo el proceso de depósito debido a esto. Sin embargo, es notorio que inclusive el disminuir la presión de trabajo disminuye el porcentaje de huecos en la muestra.

Considerando la presión de 1 mTorr, se siguieron sintetizando muestras y al cabo de unos días después de depositadas, las muestras comenzaron a presentar fracturas en su superficie, como se muestra en la Figura 32, llevándonos a la evaluación del uso de baja presión de trabajo o cuestiones de suciedad en el equipo. Sin embargo, dichas consideraciones se descartaron al realizar todo lo necesario para verificarlo, notando finalmente que el blanco empleado ya no contaba con las condiciones óptimas para su uso. Por lo cual se cambió por un blanco de Si_3N_4 , modificándole a la receta de depósito el mezclado de gases y por ende la incorporación de N_2 al proceso usando únicamente Ar como gas de asistencia, pasando ahora a emplear un proceso de depósito de pulverización catódica no reactivo.

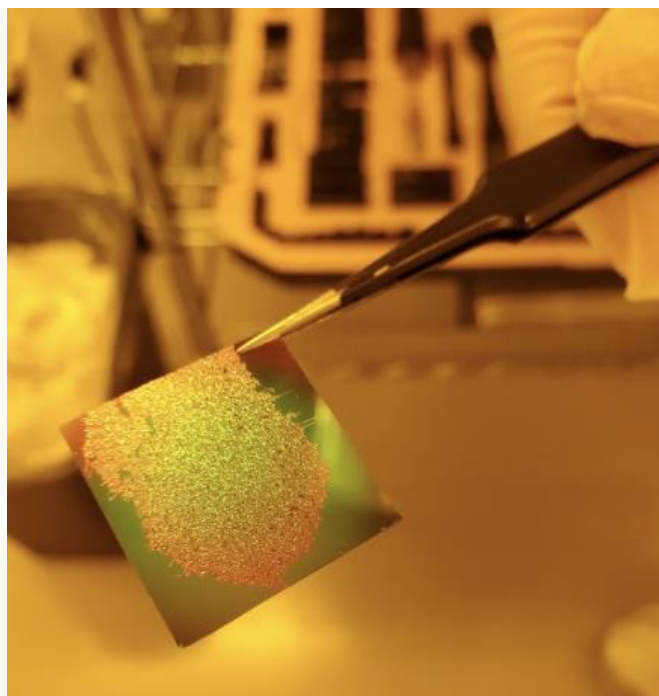


Figura 32. Fotografía de las muestras de Si_3N_4 fracturadas.

Con este nuevo blanco de Si_3N_4 se hicieron tres depósitos todos de 30 min y con sustratos de Si, se empleó una presión de Ar de 3 sccm, P.T. de 3 mTorr medidos con el medidor de presión marca MKS, (equivalentes a 0 mTorr en el medidor de presión marca Kurt Lesker empleado para la síntesis con el blanco de Si), a

continuación, se pueden apreciar los resultados de las muestras sintetizadas en la Figura 33.

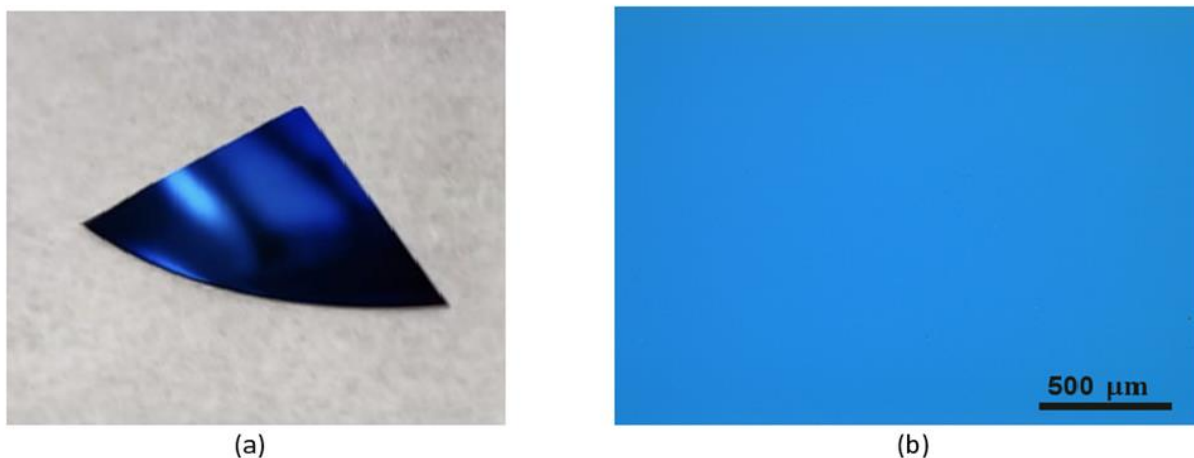


Figura 33. Resultado de muestra de Si_3N_4 sintetizada por pulverización catódica con un blanco de Si_3N_4 . (a) Fotografía de la muestra sintetizada. (b) Fotografía de la muestra vista desde el microscopio óptico con el objetivo de 5x.

Por otra parte, la muestra depositada con el nuevo blanco mostró un índice de refracción de 2.109, sobrepasando el valor ideal de 2.032, esto al implementar una potencia de 135W. La Figura 34(a) muestra la influencia de la potencia aplicada al cañón en el índice de refracción y en el espesor de las películas. La Figura 34(b) muestra que a medida que la potencia aumentaba el valor del índice en las películas también lo hacía. En contraste, la potencia también tuvo influencia en el espesor de las películas sintetizadas, como se ve en la Figura(b). Diferente a lo esperado, el espesor de la película bajó al aumentar la potencia (comportamiento inversamente proporcional).

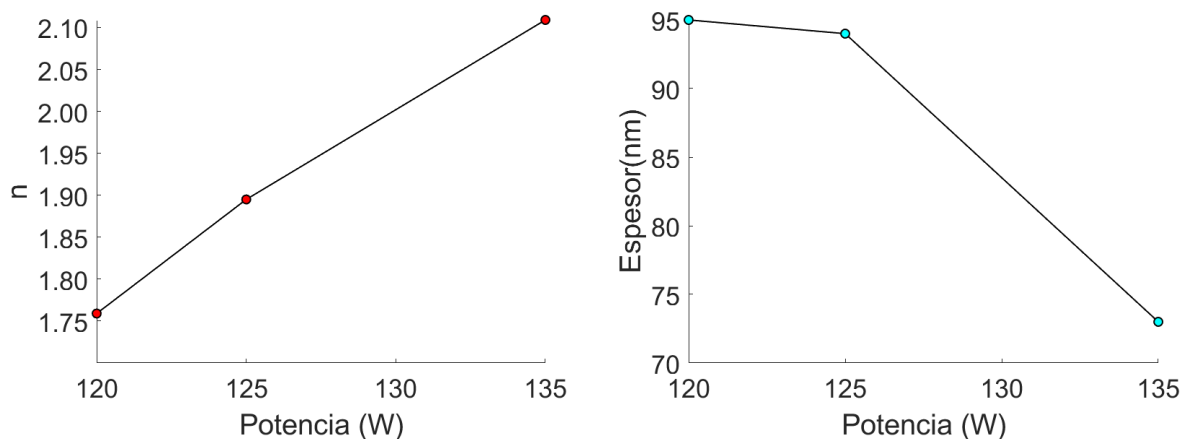


Figura 34. Gráfica de índice de refracción de las muestras sintetizadas por pulverización catódica usando el blanco de Si_3N_4 . (a) Índice de refracción en función de la potencia en el cañón durante el depósito. (b) Espesor obtenido durante el depósito en función de la potencia en el cañón.

Este comportamiento no esperado puede ser debido a que los iones que llegan al sustrato lo hacen con tanta energía que desprenden material del sustrato provocando una disminución del espesor de las películas. A pesar de que 135 W permite obtener un índice de refracción adecuado, el tiempo de síntesis, según el espesor obtenido sería de casi 5 horas si se deseara una película de 500 nm como las simuladas en el capítulo 3, lo anterior aunado a que el cable coaxial no soportaría tanto tiempo esa potencia, por lo cual buscar otros parámetros como la presión podría ser más efectivo para definir la receta adecuada de síntesis con este blanco.

4.3 Síntesis de las películas delgadas de BTO.

El depósito de películas delgadas por medio de ablación por láser pulsado (PLD, por sus siglas en inglés de Pulsed Laser Deposition) es una técnica ampliamente utilizada para depositar recubrimientos metálicos (Gatzen et al., 2015), películas conductoras (Zhang et al., 2018), películas dieléctricas y películas cristalinas (Vispute et al., 1997); para una variedad de aplicaciones en la electrónica, óptica y más recientemente la fabricación de dispositivos fotónicos, ya que permite controlar la composición y el espesor de las películas depositadas.

En esencia, el PLD consiste en emplear un láser pulsado de alta potencia (con una densidad de potencia de 10^8 W/cm^2 , comúnmente) para ablacionar un blanco de un material arbitrario. Debido a la interacción de los fotones del láser con el blanco, éste se vaporiza en forma de una pluma de plasma, la cual se expande rápidamente, alcanzando una velocidad típica de propagación de 10^4 m/s . Estratégicamente, se coloca un sustrato frente al blanco, en donde el material de la pluma se condensa y forma la película delgada. Al igual que en la técnica de pulverización catódica, para lograr que todo este proceso se efectúe adecuadamente, se requiere hacerlo en ambientes controlados, de preferencia en cámaras de vacío con presiones muy bajas.

Un esquema del proceso de PLD se muestra en la Figura 35 (a) y una fotografía del sistema utilizado en este trabajo es mostrado en la Figura 35(b). El sistema PLD utilizado en este trabajo permite la introducción de gases, como por ejemplo oxígeno O_2 , que ayudan a mantener la estequiometría de la película o promover reacciones en la superficie si así se desean. El sistema utilizado permite tener hasta cuatro blancos, los cuales se usan de forma independientes y pueden ser movidos a través de motores de pasos con el objetivo de ablacionar el blanco uniformemente (Gatzen et al., 2015).

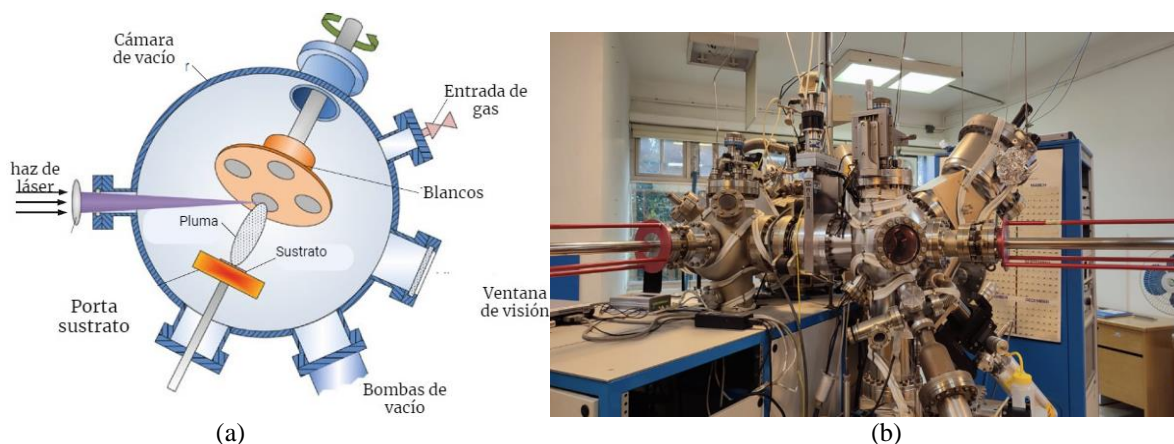


Figura 35. (a) Esquema de la técnica de PLD, tomada y adaptada de (Gatzen et al., 2015). (b) Fotografía del sistema de PLD empleado en este trabajo.

En este trabajo, la síntesis de las películas delgadas de BTO se desarrolló empleando la técnica de PLD con el equipo que se muestra en la fotografía de la Figura 35(b). El láser del sistema PLD utilizado es uno de Neodimio: itrio-aluminio-granate, mejor conocido como Nd-YAG, que presenta las características mostradas en la Tabla 7. Se realizó el crecimiento de nueve muestras de BTO, empleando un blanco de BTO de 5 cm de diámetro, fabricado en el CNyN por la Dra. Mayra Ramírez Camacho, actual profesora de la Universidad Autónoma de Baja California, sede Mexicali. Durante el crecimiento de la película de BTO se mantuvo una distancia constante entre el sustrato y el blanco de 8 cm para todos los depósitos, la presión base antes del depósito fue del orden de 10^{-7} mTorr. Los diferentes tiempos de depósito, potencia del láser y presión de oxígeno utilizados para las muestras se encuentran plasmados en la Tabla 8.

Tabla 7. Características del láser Nd-YAG empleado para los depósitos hechos en este trabajo.

Parámetro	Valor
f (Hz)	10
λ (nm) del segundo armónico	266
Duración del pulso (ns)	10
Energía/pulso (mJ)	100

Es importante mencionar que, pese a que las condiciones de depósito se trataron de mantener lo más constantes posibles, existen parámetros como la potencia del láser que, por su propia naturaleza al depender de condiciones externas como la temperatura del laboratorio, humedad y mecanismo de posicionamiento de los cristales del segundo armónico, llegaron a variar teniendo así potencias desde 94

mW hasta 125 mW. En la Tabla 8, se muestran los valores correspondientes de potencia del láser empleada en la síntesis de cada muestra.

Tabla 8. Condiciones de crecimiento de las muestras de BTO depositadas por la técnica de PLD.

Muestra	Presión O ₂ (mTorr)	Potencia láser (mW)	Tiempo de depósito (min)
<i>B</i> ₁	0	103.0	168
<i>B</i> ₂	3	125.0	120
<i>B</i> ₃	6	105.8	120
<i>B</i> ₄	0	108.2	40
<i>B</i> ₅	0	103.5	80
<i>B</i> ₆	0	97.5	80
<i>B</i> ₇	0	102.5	80
<i>B</i> ₈	0	94.8	80
<i>B</i> ₉	0	100.6	80

Con el fin de realizar caracterizaciones a las muestras, se les colocaron escalones, como se atisba en la fotografía de la Figura 36(a). Para esa muestra en particular, la sección verde, corresponde al sustrato de SiO₂/Si mientras que la sección de color rosado es el BTO depositado. Aunado a esto podemos ver en la Figura 36(b), la fotografía de la muestra observada en el microscopio óptico posicionado en el centro, dicha muestra se ve uniforme, con buena adherencia al sustrato y no presenta fracturas.

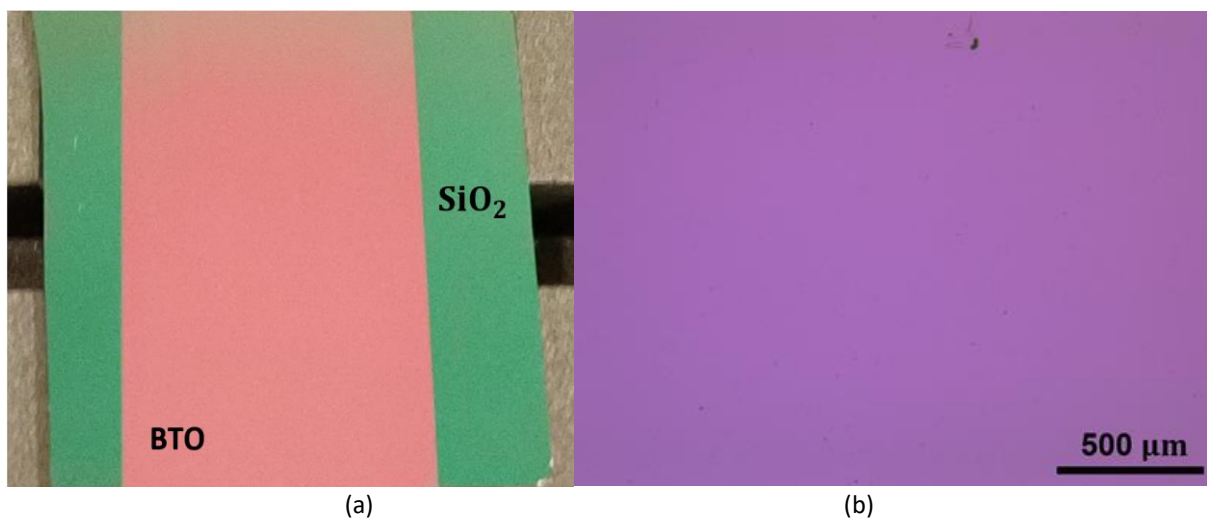


Figura 36. Fotografías de una muestra de BTO depositada por PLD. (a) Fotografía tomada mediante microscopio óptico con objetivo de 5x. (b) Fotografía de la muestra sintetizada de BTO.

Todos los depósitos de BTO fueron caracterizados para conocer sus propiedades ópticas, morfológicas, químicas y estructurales. A continuación, se describirán las técnicas y resultados empleados en la caracterización de las muestras de BTO sintetizadas.

4.4 Caracterización de las películas de BTO.

4.4.1 Evaluación de la estequiometría de las películas delgadas de BTO.

El primer estudio a las películas delgadas de BTO consistió en evaluar la estequiometría del material mediante el análisis por espectroscopia de fotoemisión de rayos X (XPS, por sus siglas en inglés de X-ray Photoelectron Spectroscopy), es una técnica de caracterización química de superficie que implica irradiar la muestra con rayos X y analizar los electrones emitidos desde la superficie de la muestra. El espectro obtenido es el número de electrones detectados (intensidad) en función de la energía cinética o bien energía de amarre; cada elemento químico tiene su propio espectro y en el caso de una mezcla de elementos o composición química es la suma de los picos de los constituyentes individuales (Moulder et al., 1995).

La caracterización por XPS se hizo con el fin de evaluar la estequiometría de tres muestras diferentes crecidas a distintas presiones de oxígeno en el proceso de síntesis, que han sido etiquetadas como B_1 , B_2 y B_3 en la Tabla 8. La muestra B_1 se depositó sobre un sustrato de vidrio mientras que las otras dos sobre sustratos de SiO_2/Si . Una vez depositadas se les hizo un análisis por XPS usando una fuente XR 50M (UXC1000) y un analizador de electrones Phoibos 100, ambos de la compañía SPECS. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 37.

Se puede observar en la gráfica de la Figura 37 las diferentes señales obtenidas por la presencia de Ba, Ti y O en la muestra (elementos que componen el BTO). Esto indica que nuestros depósitos no tienen contaminantes. Otro resultado importante obtenido de las mediciones por XPS es que la concentración atómica relativa entre el Ba, Ti y O es siempre la misma para las diferentes muestras. La concentración atómica relativa es obtenida a partir de la proporción de áreas de las señales, la cual siempre fue la misma (resultados no mostrados en este trabajo). Al permanecer la proporción de áreas entre las diferentes señales de una muestra iguales a la proporción obtenida de las otras muestras, podemos afirmar que no

existe diferencia estequiométrica en el material al ser depositado, en presencia de las diferentes presiones de oxígeno entre 0 y 6 mTorr.

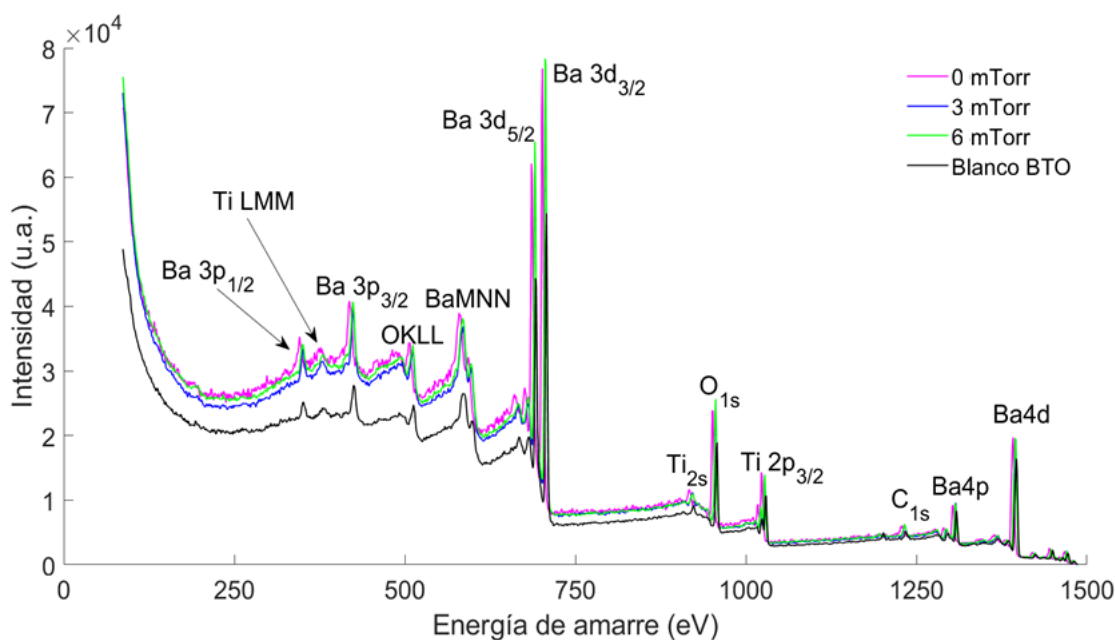


Figura 37. Resultado del espectro foto electrónico XPS del BTO sintetizado a diferentes presiones de O_2 , 0 mTorr corresponde a la curva para la muestra B_1 , 3 mTorr a la curva de la B_2 , y B_3 a la curva de 6 mTorr y la curva oscura corresponde al blanco de BTO. Los picos analizados corresponden a los elementos que componen al BTO sintetizado. TiLMM, OKLL, BaMNN, corresponden a las líneas de los electrones de Auger correspondientes al $BaTiO_3$ (Amaechi et al., 2019; Seki et al., 2015)

4.4.2 Caracterización por elipsometría de los depósitos de BTO.

La elipsometría es una técnica óptica no destructiva e idónea para la medición in situ (Azzam & Bashara, 1977). Esta técnica se basa en la medición del cambio de estado de polarización de un haz de luz polarizada linealmente que incide en la muestra y es detectado por un analizador y detector, que miden la razón de la reflectancia compleja ($\rho = \frac{r_p}{r_s}$), la cual se encuentra en función de la amplitud (ψ) y la fase (Δ) y se relacionan como se indica en la ec. (55) (Tompkins & Irene, 2005):

$$\rho = \tan \psi e^{i\Delta}, \quad (55)$$

en donde r_p y r_s son los coeficientes de Fresnel, los cuales se asocian a la oscilación paralela y perpendicular a la superficie de la muestra, respectivamente y también al índice de refracción, parámetro propio de cada

material, al cual se asocia un modelo matemático que permite estimar n , k , (coeficiente de extinción), la rugosidad y el espesor de las capas; tal como el modelo de Cauchy, que se ha mencionado en el capítulo dos.

Un esquema de un elipsómetro se puede ver en la Figura 38(a), el cual consta de dos brazos ubicados a un ángulo fijo con respecto a la normal a la superficie de una muestra de interés. El primer brazo se conforma de una fuente de luz blanca y un polarizador lineal, mientras que el segundo brazo cuenta con un analizador y un detector. La elipsometría es una técnica que se puede emplear en muestras que permitan tanto reflejar como transmitir la luz que incide sobre ellas.

En la Figura 38(b), se puede apreciar una fotografía del elipsómetro empleado en este trabajo para hacer la caracterización de las muestras sintetizadas. Este elipsómetro cuenta con un sistema automático, en el cual se coloca la muestra y se calibra para encontrar la altura del portamuestras adecuada para la medición óptima.

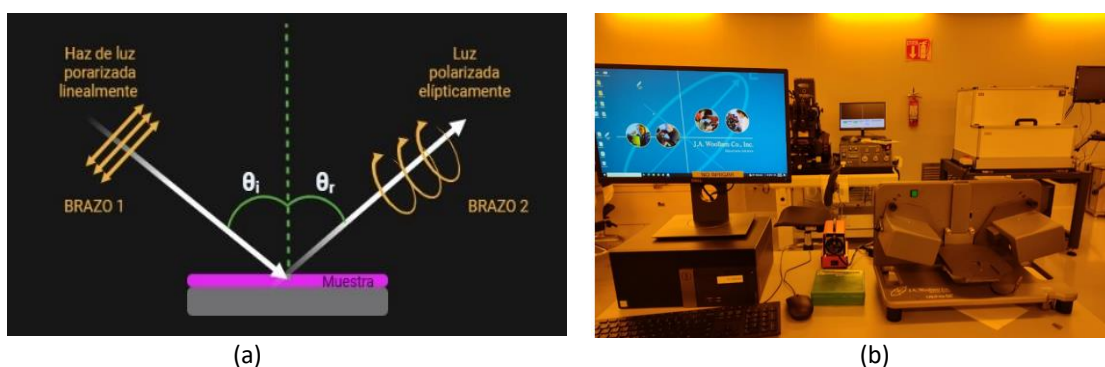


Figura 38. (a) Sistema de medición del elipsómetro tomado y adaptado de (Aguayo Alvarado et al., 2022) y (b) Fotografía de elipsómetro Wollam Alpha SE empleado en este trabajo.

El estudio de las propiedades ópticas de las películas delgadas de BTO consistió en encontrar los valores de n y k de las películas delgadas de BTO tal como fueron depositadas (sin ningún tratamiento posterior al depósito) usando el modelo de Cauchy, el cual es empleado en películas transparentes como las de BTO sintetizadas en este trabajo. El modelo de Cauchy describe el índice de refracción de un material por medio de la ecuación (53).

Primero se tomó como referencia la muestra B_1 y se buscaron los coeficientes A , B y C del modelo de Cauchy, de modo que el MSE tuviese el mínimo valor. Recordemos que la muestra B_1 fue depositada sobre

vidrio, lo que permite tener menos parámetros durante los ajustes. A partir de estos ajustes se obtuvieron los coeficientes mostrados en la Tabla 9.

Tabla 9. Coeficientes para el modelo de Cauchy de la muestra B_1

Parámetro	A	B	C	n
Valor	1.876	0.0183	0.000	1.922

El índice de refracción está evaluado en $\lambda = 630$ nm

A partir del modelo de Cauchy y usando el programa de computadora del elipsómetro (CompleteEASE) también fue posible obtener el espesor de las películas depositadas, así como su rugosidad. En la Tabla 10 se muestran los resultados de espesor y de rugosidad obtenidos para las muestras B_1 , B_2 y B_3 . Es posible notar que, pese a que el tiempo de depósito de las muestras B_2 y B_3 fue el mismo, el espesor de las capas y las rugosidades fueron diferentes.

Recordemos que estas dos muestras fueron crecidas con atmósfera de O_2 , la cual hace que la cantidad de material que se esté depositando cambie debido a la pluma de plasma que se “frena”, es decir, que llegue menos material al sustrato para formar la película. Esta atmósfera de O_2 también provoca que las especies lleguen con menos energía al sustrato lo que provocará que la rugosidad de las películas sea diferente. Basándonos en los resultados de la estequiometría, se puede decir que la presencia del O_2 durante el depósito, no modificó la proporción relativa de los elementos químicos que componen al BTO, pero si hubo repercusión en el espesor de la película y su rugosidad.

Tabla 10. Resultados de espesor y rugosidad en las muestras depositadas a diferentes presiones de O_2 .

Muestra	Espesor (nm)	Rugosidad
B_1	210	5
B_2	187	3
B_3	107	13

*El MSE de las muestras fue de 9, 11 y 36, respectivamente.

En la gráfica de la Figura 39 se puede observar la dispersión de la película delgada de BTO tal como fue sintetizada. Para este caso se encontró que el índice de refracción fue bajo comparado a lo reportado en la literatura, el cual es aproximadamente de 1.96 para $\lambda=630$ nm (Wöhlecke et al., 1977). Esta comparación

es teniendo en cuenta que las películas delgadas son amorfas (se dará más detalle de la cristalinidad en la sección 4.5.1).

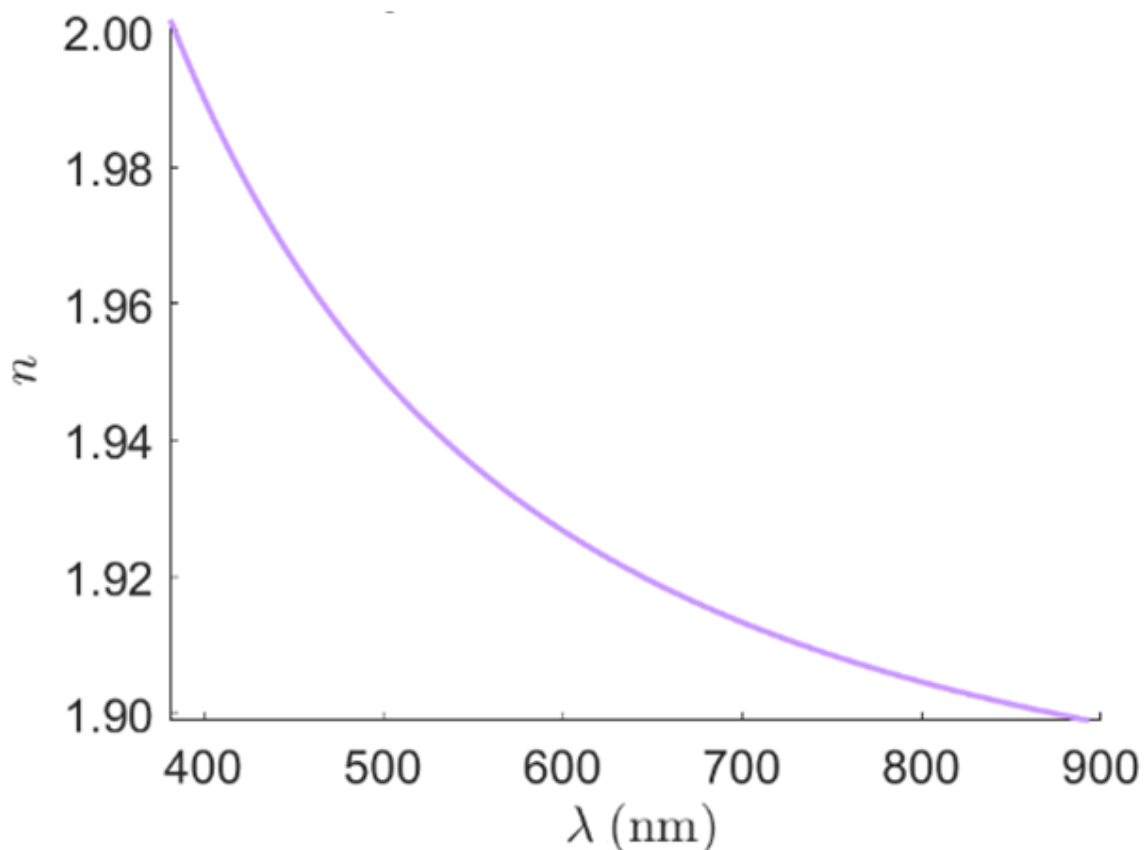


Figura 39. Resultado de la dispersión de la muestra B_1 sintetizada por PLD.

Una vez descartada la necesidad de implementar oxígeno en el proceso de síntesis de las películas de BTO y obtenido el modelo de ajuste elipsométrico para estas muestras, se procedió a realizar la síntesis de tres películas delgadas adicionales de BTO, con diferentes tiempos de depósito, con el fin de obtener la tasa de crecimiento del material. Para la obtención de la velocidad de crecimiento de las películas delgadas de BTO, se seleccionaron las películas delgadas etiquetadas como B_2 , B_4 y B_5 debido a que el MSE fue menor a 12 en los ajustes al modelo de Cauchy, y que las condiciones de depósito se mantuvieron constantes durante la síntesis (ver la Tabla 8), y que las tres películas crecieron sobre sustratos de SiO_2/Si . Se graficó el espesor de la película delgada en función del tiempo de depósito y, por último, se hizo un ajuste lineal de dichos datos, obteniendo así que la tasa de crecimiento de las películas delgadas de BTO, sintetizadas por PLD en este trabajo, fue de 0.89 nm/min, como se observa en la gráfica de la Figura 40.

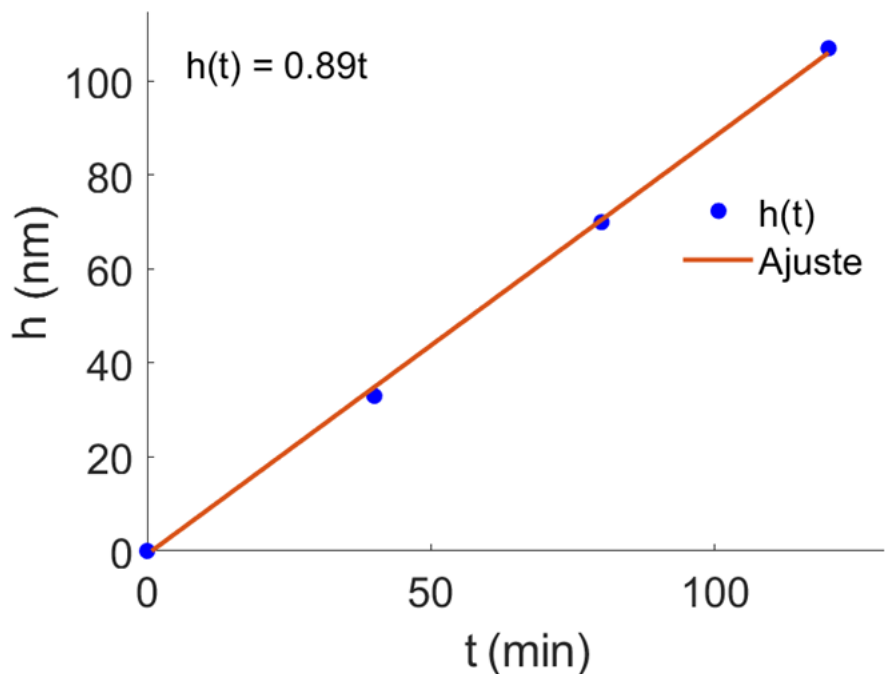


Figura 40. Resultado de la tasa de crecimiento del BTO sintetizado por la técnica de PLD, sobre SiO₂/Si.

4.5 Tratamiento térmico de las películas de BTO.

Debido a la condición amorfa de las películas delgadas de BTO sintetizadas se investigó sobre una técnica conveniente para modificar la falta de irregularidad de su estructura, dado que se busca que las películas tuvieran un cierto grado de cristalinidad para poder observar el efecto Pockels en ellas. Aunado a esto, el índice de refracción del BTO, tiene reportado en la literatura presenta valores mayores en su fase cristalina que en su fase amorfa (Ashiri et al., 2009; Ryu et al., 2020), lo cual es importante para este trabajo debido a la condición de reflexión interna total que deben seguir los materiales que forman las GOH que especifica que éstos deben tener mayor índice de refracción en el núcleo. A partir de dichos reportes, se encontró que es posible modificar la estructura del material mediante tratamientos térmicos (Ryu et al., 2020), por lo cual se recoció cuatro muestras de BTO que fueron sintetizadas con las mismas condiciones (B_6 , B_7 , B_8 y B_9); todas con un tiempo de depósito de 80 minutos. Se caracterizaron elipsométricamente, obteniendo espesores de 85, 87, 100 y 103 nm, respectivamente. Cada muestra se sometió a diferente temperatura de recocido, las cuales fueron 600°C, 700°C, 800°C y 900°C.

Este tratamiento térmico fue realizado en las instalaciones de la UNaFab del CNyN-UNAM, para lo cual se empleó un horno marca Thermo Scientific de cuarzo que se muestra en las fotografías de la Figura 41. El recocido fue hecho en seco y el procedimiento consistió en calentar el horno hasta la temperatura deseada

y posteriormente introducir la muestra de BTO. Se recoció durante una hora, transcurrido este tiempo, se apagó el horno y se dejó enfriar hasta 500°C, temperatura a la cual todas las muestras fueron retiradas del horno.



Figura 41. Horno de cuarzo, empleado en el proceso de recocido del BTO.

Después del tratamiento térmico se hizo la caracterización elipsométrica, empleando el modelo de Cauchy, con el fin de conocer si hubo un cambio en las propiedades ópticas de las muestras después del tratamiento, lo cual se reflejará en cambios de los coeficientes de Cauchy para cada muestra sometida al tratamiento térmico, de tal manera que se pudieran conocer los nuevos valores de dispersión para cada muestra.

Los resultados de los cambios en el índice de refracción debido al tratamiento térmico se pueden observar en la gráfica de la Figura 42, en donde podemos observar la dispersión de cada una de las muestras a diferentes temperaturas. De la Figura 42 se puede observar que a medida que aumenta la temperatura de recocido el valor del índice de refracción aumenta también, esto se cumple para las temperaturas de 600°C, 700°C y 800°C, no obstante, para la muestra recocida a 900°C se puede notar que la curva de dispersión cae considerablemente, incluso debajo de la curva de la muestra de BTO sin recocer (en la Figura 42 etiquetada como T. A. de Temperatura Ambiente).

Para el caso de la muestra recocida a 900°C se puede decir que las propiedades del BTO se perdieron considerablemente, por lo cual fue establecida la temperatura de recocido de 800°C como la máxima a la que pueden ser sometidas las muestras sintetizadas en este trabajo sin producir un cambio no deseado en el índice de refracción. En la Figura 42 también se están graficando los índices de refracción (ordinario y

extraordinario) reportados en la literatura para monocristales de BTO tomados de (Palik, 1991), los cuales representan un papel importante para la comparación con los obtenidos en las películas delgada de BTO sintetizadas y recocidas en este trabajo pues permiten identificar que tan cerca nos encontramos de los valores ideales del índice de refracción de un monocristal, en el cual el efecto electroóptico presenta los valores del coeficiente de Pockels más altos.

También fue analizado el espesor de las películas delgadas de BTO antes y después de recocer, en la gráfica de barras de la Figura 43 se pueden ver los resultados. Podemos notar que la diferencia en la altura es alrededor de 24 ± 4 nm para las primeras tres muestras y de 13 nm para la última muestra, no obstante, considerando que dicha muestra perdió las características del BTO sintetizado, podría desconfiarse del resultado dado que se tendría otro material que requeriría su propio modelo para ser evaluado, lo cual se sale de los objetivos de esta tesis.

En esencia si se desearan obtener películas de 100 nm de espesor para fabricar el MFEO, se tendrían que sintetizar películas de 124 nm de espesor en el PLD para así después de realizar el recocido éste quede con un valor aproximado a la altura deseada (100 nm).

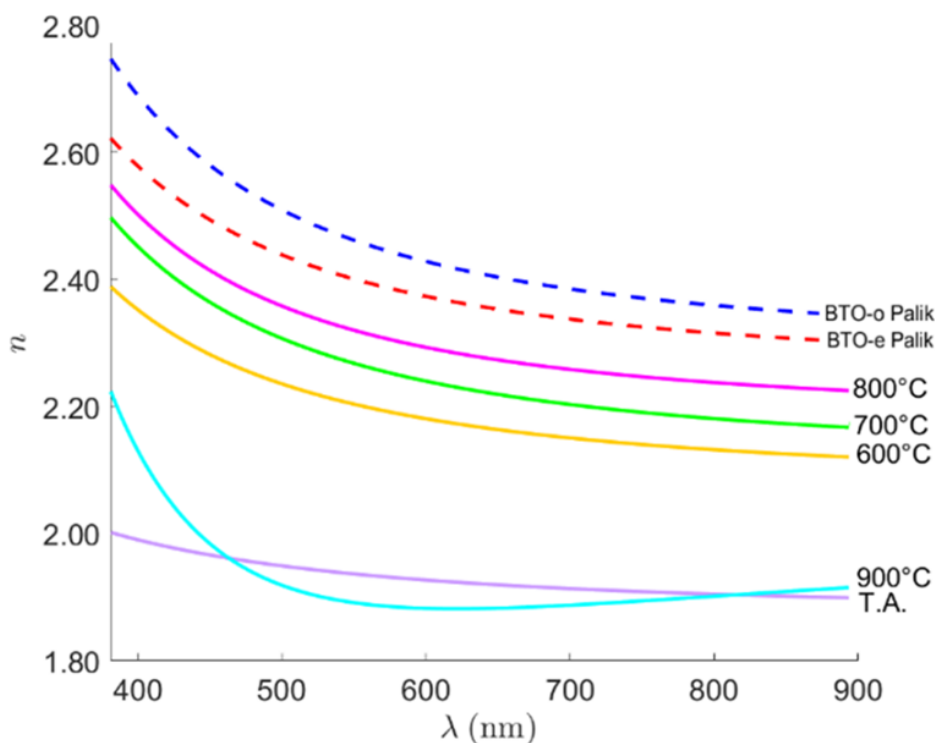


Figura 42. Resultados de la dispersión de las películas delgadas de BTO para diferentes muestras recocidas en aire a diferentes temperaturas. La curva T.A. representa a la película delgada de BTO tal como fue depositada (a temperatura ambiente). Las gráficas etiquetadas como BTO-o y BTO-e, son las curvas reportadas en la literatura para una muestra monocristalina de BTO tomada de (Palik, 1991).

Por otra parte, con el fin de ver si los resultados se reproducían, se usó la muestra B_5 (ver Tabla 8) y se le hizo un recocido a 700°C , a partir de ello se comparó con la muestra B_7 que también fue recocida a la misma temperatura y se compararon las dispersiones. En la Figura 44 se muestran los resultados de las dispersiones de las muestras B_5 y B_7 , donde se puede ver que los resultados no varían en gran medida, principalmente para las longitudes de onda entre 600 nm y 800 nm . El MSE de los ajustes de los datos elipsométricos de la muestra B_5 resultó ser más bajo que el de la B_7 , motivo por el cual fue elegida como muestra de referencia para realizar las simulaciones, usando los coeficientes de Cauchy $A=2.119$, $B=0.0381$ y $C=0.001$.

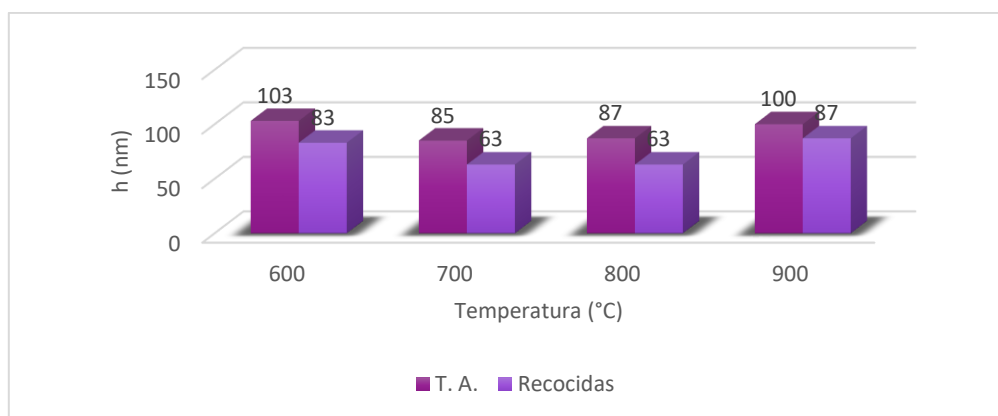


Figura 43. Resultado de la comparación de los espesores de las películas delgadas de BTO sintetizadas sometidas al recocido térmico, en donde las barras T.A. corresponden al espesor de la película delgada previa al recocido.

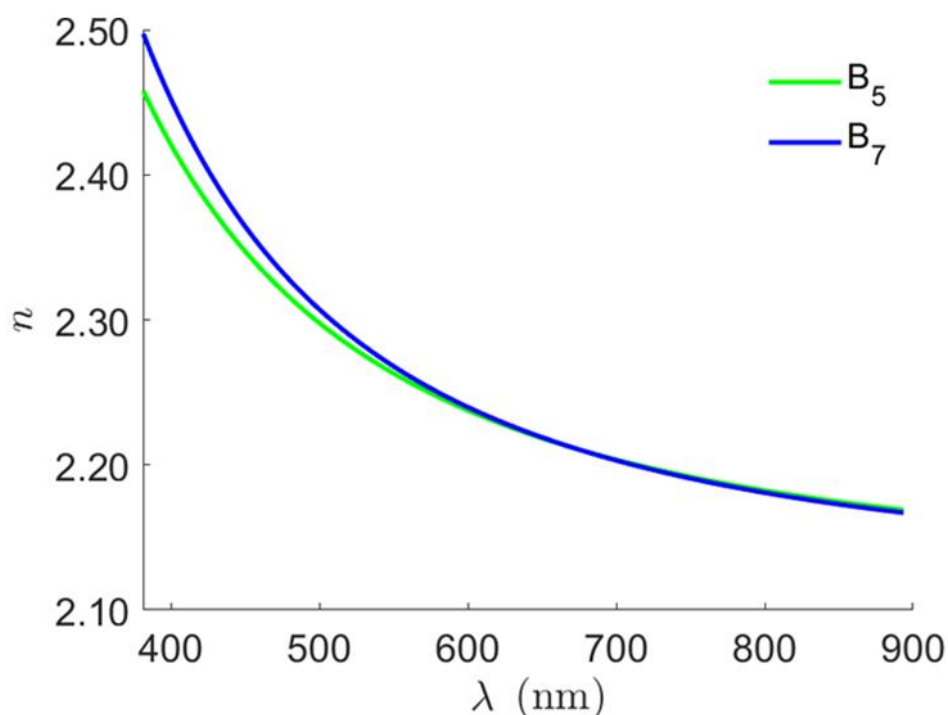


Figura 44. Dispersión de la muestra B_5 y B_7 , ambas recocidas a 700°C .

4.5.1 Análisis cristalográfico de las películas delgadas de BTO.

Con el fin de evaluar la estructura cristalina de las muestras de BTO se realizaron estudios a tres muestras mediante la técnica de difracción de rayos X (conocida como XRD, por sus siglas en inglés de X-Ray Diffraction). Dicha técnica permite determinar la estructura cristalina a partir de un difractograma, el cual está formado por picos de intensidad, o bien rayos X difractados por la muestra en estudio, en función de 2θ , donde θ es el ángulo de rayos X respecto al plano normal a la muestra (Aguayo Alvarado et al., 2023).

La forma de los picos (o máximos de difracción) permite determinar el tamaño de los cristales (entre más anchos el cristal es más pequeño) y la ausencia de ellos indica que la muestra es amorfa (Aparicio & Carbajal, 2010).

Las mediciones de XRD se hicieron con un difractómetro Philips modelo X'pert del CNyN. La primera muestra que se analizó fue un sustrato de SiO_2/Si de la misma oblea que se ha empleado para depositar el BTO, y los resultados los podemos observar en la gráfica de la Figura 45(a). En dicha figura se observa en el eje 2θ entre 30 y 35, un pico poco intenso que proviene de la película delgada de SiO_2 , resultado que coincide con el obtenido por (Aguayo Alvarado et al., 2023).

Posteriormente se realizó XRD a la muestra de BTO etiquetada como B_3 , sin ningún tratamiento térmico, y podemos observar en el difractograma de la Figura 45(b), que es muy similar al difractograma tomado al sustrato, es decir, se logra ver un pequeño pico en el mismo ángulo para el SiO_2 , lo cual nos permite decir que dicha muestra es amorfa, es decir, que las películas delgadas de BTO sintetizadas por PLD no representan cristalinidad. Finalmente, se realizó XRD a la muestra B_2 después de haberla recocido a 800°C , y los resultados son mostrados en la Figura 45. En dicha Figura se puede observar que el difractograma si presenta picos, siendo el más pronunciado el que corresponde al plano (110) en $2\theta \approx 31.3^\circ$, también se identifican otros picos con intensidades considerables como se puede observar en la Figura 45-c, los cuales están en $2\theta \approx 23.8^\circ, 38.57^\circ, 45.1^\circ$ y 56.2° y coinciden con los planos cristalinos del BTO en forma de polvo, de la fase tetragonal (4mm) (Calzadilla & Meléndez-Lira, 2012). Lo cual permite interpretar que se obtuvo BTO policristalino.

Hasta el momento, de estos últimos resultados podemos concluir que, al recocer las muestras, el índice de refracción de éstas aumenta y su estructura de dicha muestra se modifica de amorfa a policristalina.

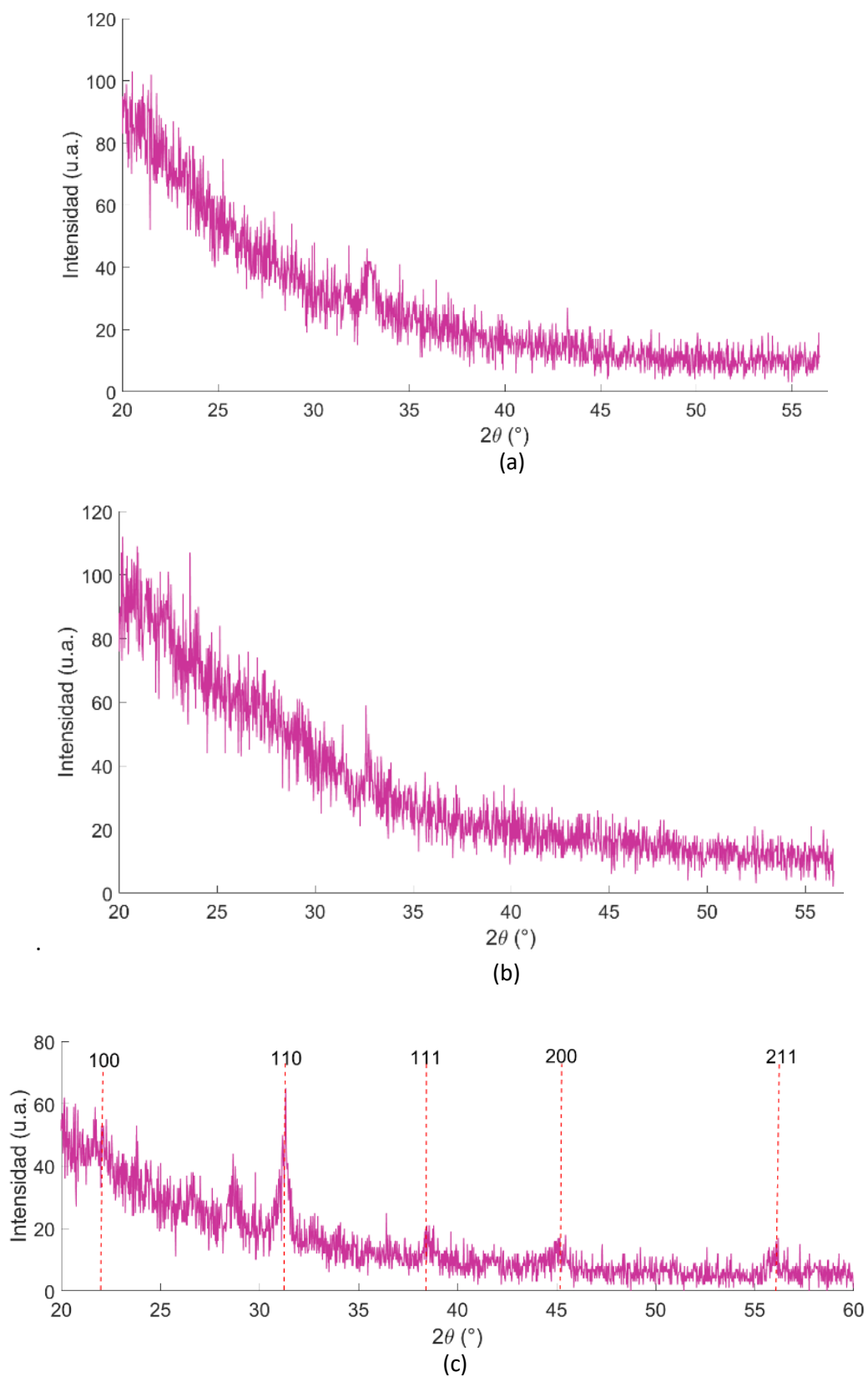


Figura 45. Resultados de la caracterización por XRD. (a) Difractograma del sustrato SiO_2/Si . (b) Difractograma de la muestra de BTO a temperatura ambiente (T.A.), patrón amorfo. (c) Difractograma de la muestra de BTO recocida a 800°C .

4.5.2 Análisis topográfico y morfológico de las películas delgadas de BTO.

4.5.2.1 Análisis topográfico.

La caracterización topográfica se realizó por microscopia de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés de Atomic Force Microscope). El AFM usa una palanca que actúa como resorte y dicha palanca (o mejor conocido como cantiléver) tiene una punta afilada llamada sonda, la cual se pone en contacto con la superficie de interés de la muestra, y controlando la fuerza con que éstas interactúan es posible obtener la topografía de la superficie debido a las deflexiones que sufre el cantiléver al moverlo sobre la superficie de la muestra. A partir de dichas deflexiones es posible estimar valores de la rugosidad de la muestra.

En este trabajo el AFM fue utilizado principalmente para obtener valores de los grosores de las muestras. En la Figura 46 se observa un esquema de las partes que componen un AFM, donde es posible observar un láser que es enfocado al cantiléver y reflejado a un detector, de tal forma que el cantiléver al moverse a través de la superficie de la muestra, el cambio en la reflexión es detectado y traducido mediante la electrónica adecuada en la imagen topográfica, debajo de la muestra también se encuentra un escáner, el cual permite el movimiento de la muestra en las direcciones en x , y y z (Voigtländer, 2019).

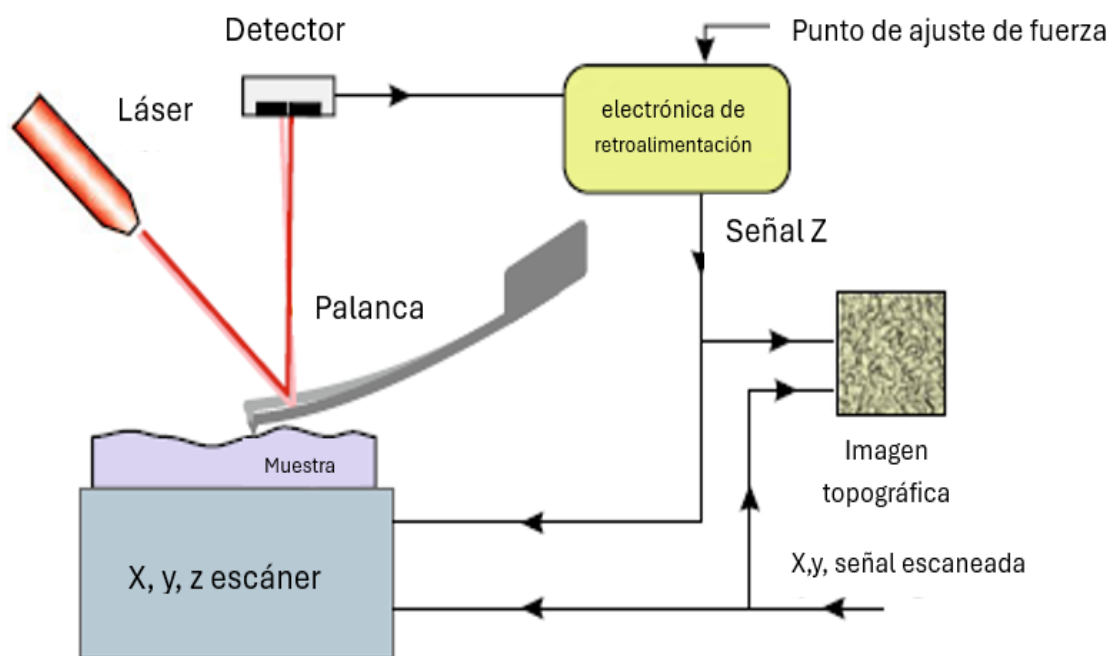


Figura 46. Esquema del funcionamiento de un AFM. (Imagen tomada de: Voigtländer, 2019).

Para obtener los grosores de las muestras de BTO por la técnica de AFM, fue necesario dejar escalones en la superficie de las muestras (espacio del sustrato sin recubrir). Las mediciones se hicieron en el microscopio de la Unidad de Nanocaracterización del CNYN por los técnicos correspondientes, en donde fue empleado un AFM de la marca Park System modelo XE-70. En la Figura 47 se observa la topografía de la muestra B_1 , la cual fue sintetizada sobre vidrio. Se puede notar en dicha figura una leve rugosidad y el escalón formado entre la superficie más alta (dibujada con color azul) que corresponde al BTO y la superficie del sustrato (dibujada con color rojo).

Obteniendo la diferencia de altura entre las superficies es posible conocer el grosor de la película delgada de BTO, y para este caso la diferencia de altura fue de 210 nm, la cual coincide con el valor de espesor obtenido mediante el análisis elipsométrico para dicha muestra.

Por otra parte, en la Figura 48 se muestra la imagen de AFM de la película delgada B_2 . En dicha figura se puede observar el perfil del escalón, indicándonos un espesor de 84 nm para la muestra B_2 igual a la obtenida en la medición elipsométrica. Cabe destacar que dicha medición fue hecha a la muestra después del recocido, es decir, una muestra con una estructura policristalina. Finalmente, se puede observar en la Figura 49 la topografía de la muestra B_4 , la cual se midió siendo amorfa, obteniendo un espesor para la película delgada de BTO de 30 nm, difiriendo por 3 nm respecto al espesor obtenido por elipsometría, que fue de 33 nm.

A partir de los resultados mencionados anteriormente, se pueden decir que los modelos elipsométricos desarrollados en este trabajo son bastante buenos, debido a que los espesores obtenidos por elipsometría para las muestras de BTO coinciden muy bien con los grosores obtenidos por la medición de AFM para las mismas muestras. No está de más mencionar que las mediciones hechas por el AFM son mediciones más directas del espesor de la película. Dada la diferencia encontrada entre los espesores para la muestra B_4 , de 3 nm, se puede considerar este valor como una incertidumbre aceptable en el modelo de Cauchy para la obtención de espesores de estas muestras. También se puede observar en las imágenes de AFM que hay picos (protuberancias muy altas) presentes en los mapas topológicos de la muestra y que son más pronunciados en la muestra B_4 que está sobre SiO_2 , estos picos pueden ser debido a ruido durante las mediciones, ya que no es normal encontrar ese tipo de picos en superficies pulidas como es el caso de nuestros sustratos. En la Figura 49 se puede observar que el escalón no está tan remarcado como en el caso de la muestra B_2 , esto podría ser propio de la forma de cómo fue hecho el escalón, es decir, un error en la fabricación del escalón.

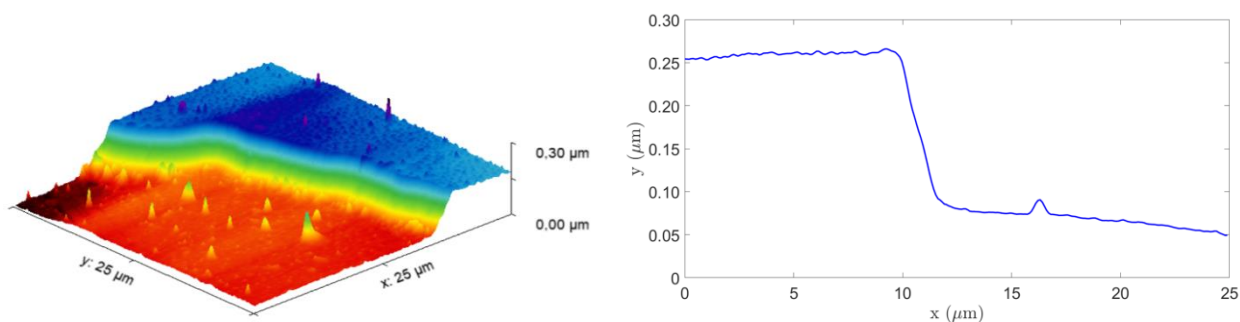


Figura 47. Resultado de análisis por AFM de la muestra B₁, que tiene BTO amorfo sobre vidrio. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido.

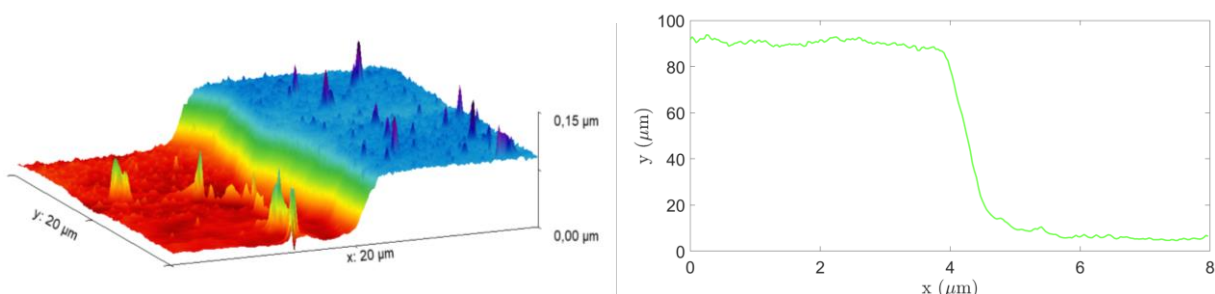


Figura 48. Resultado de análisis por AFM de la muestra B₂, con BTO. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido.

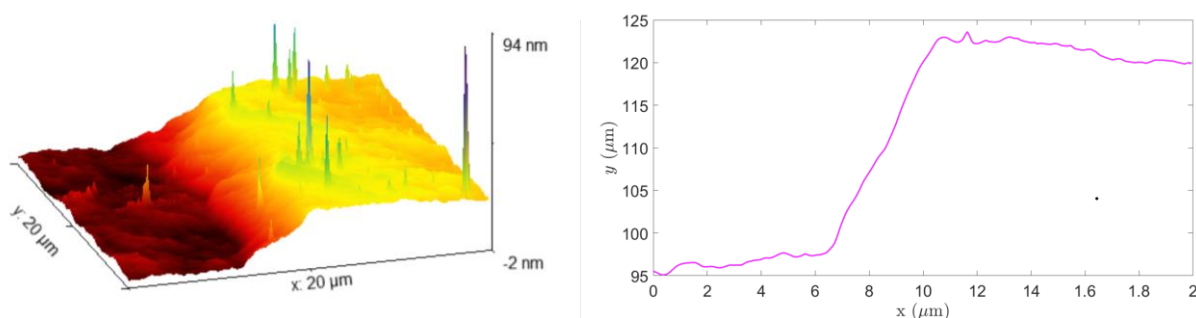


Figura 49. Resultado de análisis por AFM de la muestra B₄, con BTO policristalino. Mapa topológico de la medición y perfil del escalón medido.

4.5.2.2 Análisis morfológico

El microscopio electrónico de barrido (conocido por sus siglas en inglés SEM, Scanning Electron Microscope), es una herramienta empleada para la caracterización de materiales, capaz de proporcionar información sobre la morfología, composición y defectos de la superficie. Las imágenes se obtienen mediante el escaneo de un haz de electrones de alta energía sobre la superficie de la muestra. La interacción del haz con la muestra emite electrones de baja energía (conocidos como electrones secundarios) y usando un detector de electrones secundarios para medir su intensidad, es posible obtener

una imagen de la morfología asociando la intensidad de los electrones secundarios con la posición en la que interactuó el haz de alta energía (posición x, y) en la superficie de la muestra.

En la Figura 50 se muestran los componentes principales de un SEM, los cuales son: cañón de electrones, lentes condensadoras y objetivos (que enfocan y condensan el haz de electrones proveniente de cañón de electrones) y el detector de electrones secundarios que nos permiten formar la imagen (UI-Hamid, 2018). Algunos microscopios modernos también incluyen partes como: base motorizada, detector de electrones retro dispersados y detector de rayos X, estos detectores permiten obtener la información de la química de la muestra.

La caracterización mediante SEM fue realizada en la Université de Technologie de Troyes, por el Laboratory Light, nanomaterials and nanotechnologies, L2n CNRS UMR 7076, a cargo del Dr. Rafael Salas. En la Figura 51 se muestran imágenes de SEM tomadas a la muestra B_9 de BTO, de forma lateral, tal que fue posible observar el espesor de la muestra. El espesor obtenido por esta metodología fue de 80 ± 5 nm, y fue un valor muy cercano al obtenido por los otros métodos mostrados anteriormente, confirmando la fidelidad en el modelo elipsométrico que se empleó en este trabajo.

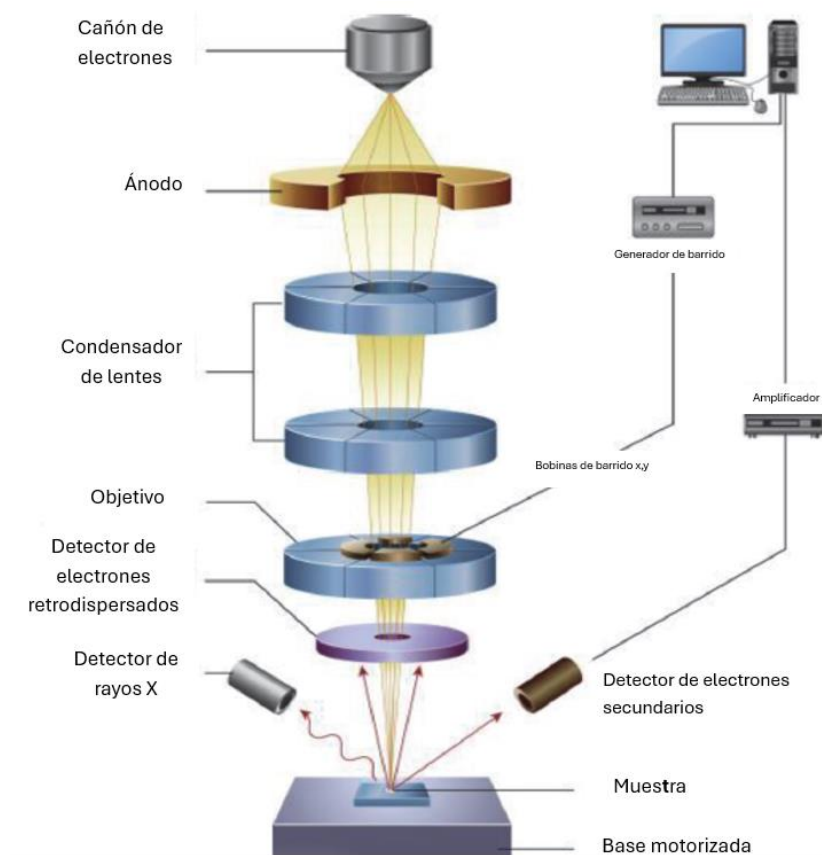


Figura 50. SEM, esquema tomado de: (Salman Ali, 2020).

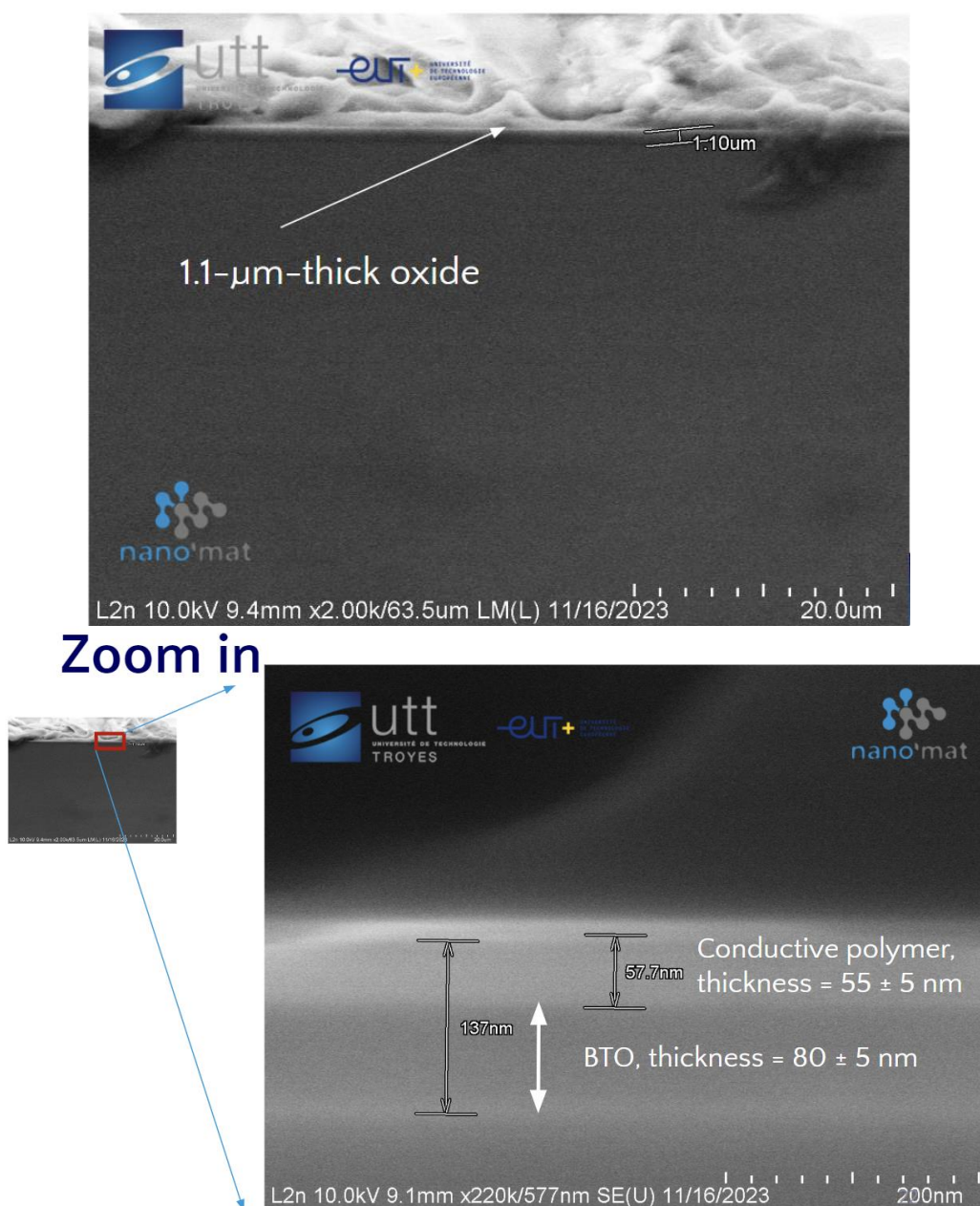


Figura 51. Resultados de SEM de la muestra B₉ de BTO. El polímero conductor que se observa fue incorporado intencionalmente con el fin de disipar la carga que se pudiera acumular en la superficie de la muestra debido al bombardeo de electrones y así también proteger la muestra.

4.6 Síntesis de películas delgadas de Au y Cr

Con el fin de incorporar contactos eléctricos a las muestras sintetizadas, se empleó la técnica de depósito de evaporación utilizando un haz de electrones (conocida en inglés como e-beam, por Electron Beam) para depositar contactos de Au y de Cr, materiales que resultan ser buenos conductores para contactos eléctricos (Slade, 2014). La técnica de evaporación por e-beam, al igual que las técnicas de depósito

mencionadas anteriormente, se hace en una cámara de vacío. La técnica de evaporación por e-beam consiste, como su nombre lo indica, en evaporar el material que se desea en forma de película delgada, lo cual se logra al incidir un haz de electrones de alta potencia sobre el material que usualmente se presenta en forma de granos (bolitas, tabletas, etc.) de muy alta pureza y es colocado en recipientes llamados crisoles. Para la evaporación se hace uso de un filamento de tungsteno, el cual es calentado con una corriente de 13 amperes para generar electrones y éstos son extraídos con un voltaje de 7.5 kV. El haz de electrones generado se hace incidir (con ayuda de imanes) sobre el material de interés con un potencial de alrededor de 6 kW, tal como es mostrado en la Figura 52(a). La potencia del haz de electrones es controlada tal que permita evaporar el material a depositar. Por otro lado, estratégicamente se coloca un sustrato en la parte superior de la cámara (arriba del crisol) para que el material evaporado se adhiera y forme la película delgada. En esta técnica se usan crisoles especiales, los cuales soportan el haz de electrones sin dañarse. Aunado a ello cuentan con un sistema de enfriamiento que se mantiene en funcionamiento durante todo el proceso (Gatzen et al., 2015). En la Figura 52(b) se muestra una fotografía del sistema de evaporación por e-beam usado en este trabajo.

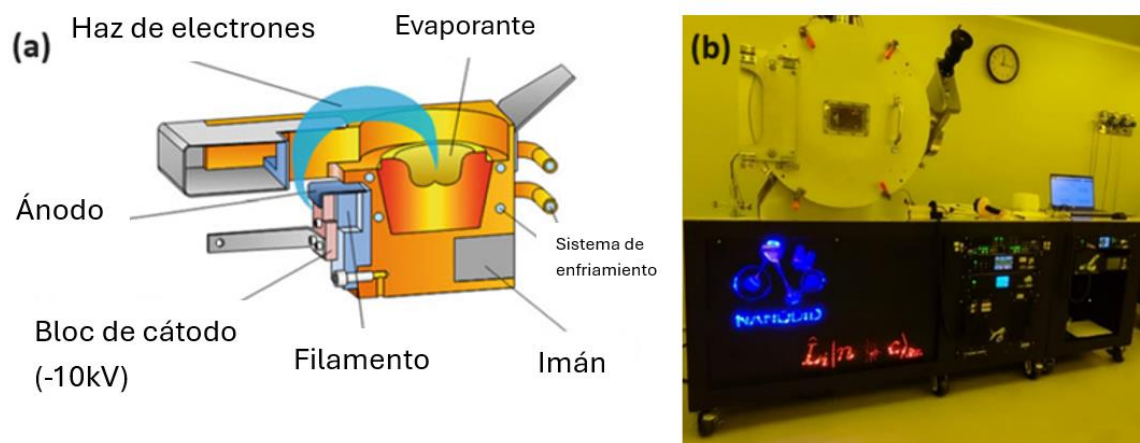


Figura 52. (a) Esquema de generación de haz de electrones para el depósito por e-beam tomada de: (Gatzen et al., 2015) (b) Fotografía del sistema de evaporación por e-beam usado en este trabajo.

Una fotografía de las muestras con una película de Au se puede observar en la Figura 53(b), dicho depósito se efectuó sobre la muestra B_5 . Para generar el patrón de Au de la fotografía, se colocó un trozo de silicio sobre la película delgada de BTO estratégicamente para que el depósito de Au se hiciera en las áreas de interés. Detalles de la forma patrón (y dimensiones) se muestra en la Figura 53(a). Es importante mencionar que para que el Au quedara adherido adecuadamente a la superficie, se colocó primero una capa ultradelgada (10 nm) de Cr, que es una estrategia muy conocida en la literatura (Tseng et al., 2003).

La película de Cr también se sintetizó mediante e-beam. La presión base de depósito se estableció en el orden de 10^{-7} Torr para el Cr y de 10^{-8} Torr para el Au, ya que este último requiere llevarse a cabo con más cuidado para lograr evaporarse, y además ocupa más potencia y un mayor vacío para lograrlo. El voltaje de trabajo se dejó fijo en 7.5 kV en ambos casos. Los parámetros de depósito para las películas depositadas por e-beam, tales como: corriente del haz de electrones (corriente de emisión), potencia del haz de electrones, tasa de crecimiento, espesor de las películas, se muestran en la Tabla 11. Las dimensiones de los contactos que están en la Figura 53(a) fueron escogidos de tal forma que estos contactos evitarán interferencias o reflexiones con el haz de luz del elipsómetro, con la intención de realizar mediciones del efecto EO, lo anterior será descrito en el capítulo 5.

Tabla 11. Parámetros de síntesis del Cr y Au por la técnica de e-beam.

Material	I (mA)	Potencia (Watt)	%Potencia	Tasa de crecimiento (Å/s)	Espesor de la película (nm)
Cr	26	195	5.1	0.4	10
Au	80	600	12	0.8	90

*El porcentaje de potencia es la equivalencia de corriente (I) necesaria para lograr el depósito del material.

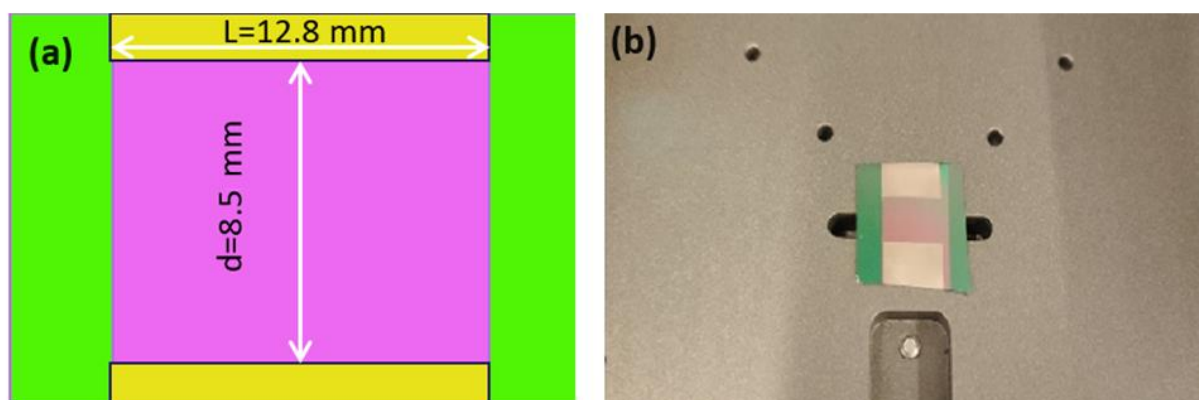


Figura 53. (a) Esquema con las dimensiones de los contactos, el material verde corresponde al SiO_2 , el rosa a la película de BTO y el amarillo a las películas de Au/Cr. (b) Fotografía de la muestra B_5 con la incorporación de contactos de Au/Cr.

Capítulo 5. Efecto electroóptico en estructuras de BTO con SiO₂.

El efecto EO se puede estudiar experimentalmente mediante diferentes métodos. Los más empleados se realizan a escala microscópica, fabricando guías de onda de hasta 5 μm de ancho del material EO e incidiendo luz en la guía y aplicando voltaje mediante electrodos que se encuentran a una separación del orden de micras. Posteriormente, se determina el coeficiente de Pockels de forma indirecta, mediante la medición de la intensidad de la luz o transmisión óptica (Xiong et al., 2014). Esto también se ha hecho mediante técnicas de interferometría, desarrollando interferómetros Mach-Zehnder con guías de onda con materiales EO. Aplicando voltaje a uno de los brazos del interferómetro se obtiene el cambio de fase (Petraru et al., 2003a), lo cual permite, a su vez, colocar los contactos lo suficientemente cerca mediante procesos de fabricación adecuados, como la fotolitografía.

A su vez, se han explorado técnicas de estudio con muestras macroscópicas, como las técnicas polarimétricas (Agulló-López et al., 1994), en las cuales se analiza el cambio de intensidad o polarización en la luz del haz incidente a la muestra debido al cambio de índice de refracción (Abel et al., 2013a; Kormondy et al., 2017; Liu et al., 2008), empleando muestras con un material EO que se encuentra entre dos electrodos transparentes.

Finalmente, otra técnica es la elipsometría espectroscópica. Es conocido que esta técnica permite obtener los valores del índice de refracción y constante de propagación de una muestra (Agulló-López et al., 1994), por lo cual aplicar un campo eléctrico *in situ* mientras se miden las constantes ópticas resulta una técnica sencilla y atractiva, siempre y cuando se cuente con la sensibilidad suficiente para lograr medir el cambio en el índice de refracción. Técnicas similares se han empleado para obtener los coeficientes EO en materiales poliméricos (Kippelen et al., 1996; Teng & Man, 1990) o cristales (Teng & Man, 1990), métodos que se han considerado en la evaluación en este trabajo. En este capítulo se abordará una propuesta de estudio del efecto EO en la película delgada de BTO, mediante la técnica de elipsometría al aplicar un campo eléctrico *in situ* a una muestra del material.

5.1 Propuesta de dispositivo para el estudio del efecto EO.

Con el objetivo de estudiar el efecto EO en una película delgada de BTO sintetizada, se propuso emplear el método de elipsometría en un dispositivo sencillo para la obtención del coeficiente de Pockels de forma

macroscópica. Para esto, se empleó una de las muestras ya sintetizada (B_5), recocida y con contactos, la cual se puede observar en la fotografía mostrada en la Figura 53 del capítulo anterior, así como la descripción del proceso de fabricación de electrodos. En la Figura 54, se describen las dimensiones del dispositivo, así como sus componentes, los cuales son un sustrato de SiO_2/Si , una película delgada de BTO y los contactos de Au/Cr.

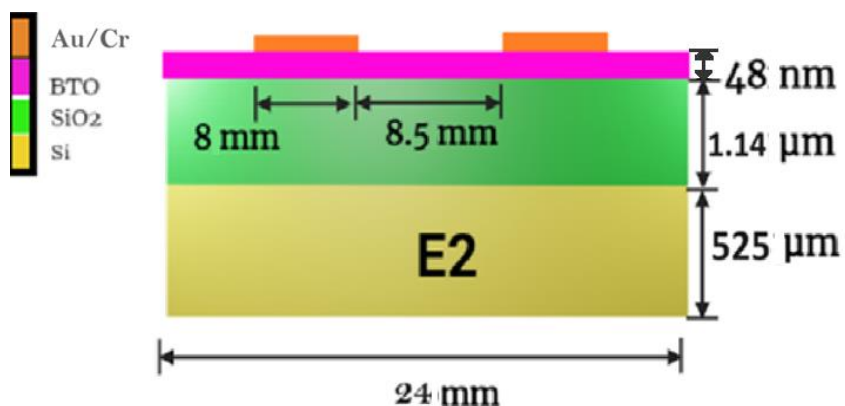


Figura 54. Dispositivo de medición del efecto EO, la altura de los contactos es de 10nm.

Con el fin de aplicar voltaje de forma práctica al dispositivo, se pegaron cables a los electrodos empleando tinta de plata, la cual tiene presentación líquida y permite adherirse fácilmente a metales como el oro. Aunada a la alta conductividad de la plata, resultó la más adecuada para este proceso. Los cables empleados fueron del tipo multiconductor, o mejor conocido como de hebra, con el fin de darle mayor flexibilidad y resistencia al dispositivo, el cual resultó como se observa en la Figura 55(a). También, se verificó que los contactos tuvieran continuidad, lo cual resultó exitoso (ver Figura 55(b)).

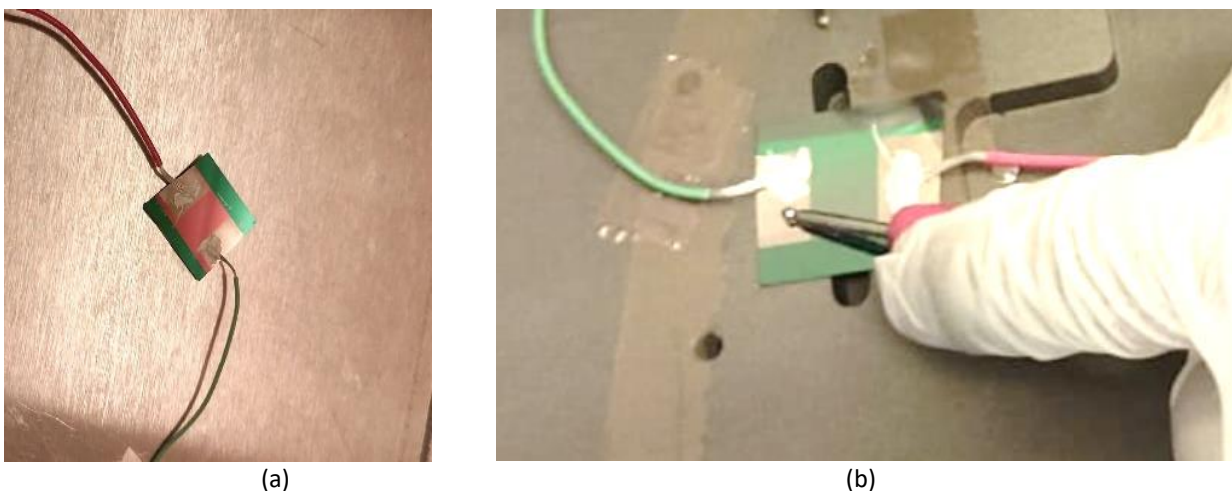


Figura 55. (a) Fotografía del dispositivo de prueba de efecto EO. (b) Prueba de continuidad de los cables.

Ulteriormente, se colocó la muestra en el portamuestras del elipsómetro y, para realizar las mediciones correspondientes, se posicionó a la muestra de forma estratégica, para lograr que el haz de luz no se reflejara en los contactos y que solamente la luz enviada por la fuente del elipsómetro interactuara con la zona de la película delgada de BTO que se encontraba expuesta al aire.

Al medir y realizar los ajustes pertinentes, se encontró que el valor del índice de refracción variaba según la zona donde se colocara la muestra. En todos los casos se trató de mantener la muestra en el centro; no obstante, las mediciones variaban entre ellas, y para el estudio deseado ésta debía ser lo más reproducible posible. Lo anterior llevó a desarrollar un método de medida para colocar la muestra siempre en el mismo punto. El método consistió en aprovechar los orificios del portamuestras del elipsómetro, como se muestra en la Figura 56, como referencia de la posición y medir la distancia entre las esquinas de la muestra y el orificio más cercano. La flecha indica la dirección a la que debe colocarse la muestra según el color del cable, mientras que los números 1, 2, 3 y 4 se establecieron como referencias para medir la distancia de los orificios a las esquinas de la muestra. Las distancias entre puntos del portamuestras y la esquina más cercana de la muestra se observan en la Tabla 12. El método descrito permitió colocar la muestra en la misma posición, reduciendo el error en la medición cada vez que se hiciera el experimento.

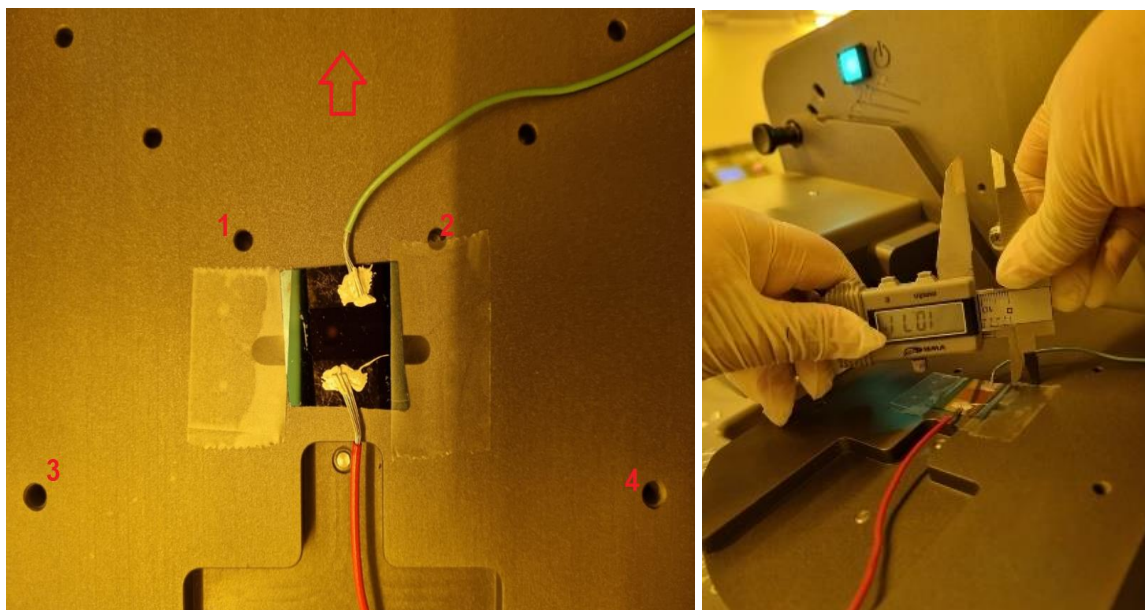


Figura 56. Método para posicionar una muestra de BTO en el portamuestra del elipsómetro.

Este método para posicionar una muestra en el portamuestras del elipsómetro resultó eficiente y el índice de refracción se pudo reproducir para la muestra B_5 hasta con la cuarta cifra decimal, obteniendo un valor de 2.1886 para $\lambda=786$ nm. A partir de este valor del índice de refracción se estimó el voltaje necesario para

lograr el cambio de fase igual a π en la película delgada de BTO, considerando las condiciones del dispositivo diseñado para la prueba de estudio del efecto EO. El V_π fue determinado a partir de la ec. (37), empleando los parámetros de la estructura diseñada, y los coeficientes de Pockels de la Tabla 6 provenientes de la literatura. En conjunto, se calculó el Δn mediante la ec. (44) para este dispositivo, los resultados se encuentran plasmados en la Tabla 13.

Tabla 12. Distancias para posicionar la muestra B_5 en el portamuestras del elipsómetro.

Cable verde hacia la flecha	Distancia ± 0.01 mm			
Muestra	1	2	3	4
B_5	10.35 mm	10.71 mm	54.88 mm	52.42 mm

Como se puede notar en la Tabla 13, los valores necesarios de voltaje, si tuviéramos un monocristal de BTO, son adecuados. En nuestro caso tenemos una película delgada de BTO policristalina y las referencias indican que para el cambio de fase deseado en el dispositivo fabricado se requeriría un voltaje severamente alto para lograr el cambio de fase π . En este caso, esos altos voltajes no podrían ser aplicados debido a que la propia geometría de la muestra podría provocar que el material se dañe o bien se presenten corrientes de fuga. Por esta razón, se decidió aplicar voltajes de hasta 300 V. Además, el cambio de índice para lograr el cambio de fase es del orden de 10^{-5} en todos los casos, sin importar si la estructura es o no cristalina.

Tabla 13. V_π y Δn estimados para un cambio de fase π en el dispositivo diseñado.

Parámetro	Resultados			
r_{BTO} (pm/V)	r_1	r_2	r_3	r_4
V_π (V)	55	131	2075	8298
Δn	0.00003	0.00003	0.00003	0.00003

*Donde r_1 , r_2 , r_3 y r_4 corresponden a los coeficientes de Pockels de la literatura mostrados en la Tabla 6.

Para la aplicación de voltaje se tomaron las medidas adecuadas, como el correcto aislamiento del dispositivo con el elipsómetro y el entorno, usando cinta aislante, evitando que los cables que tenían voltaje provocaran un corto circuito como se muestra en la Figura 55. El método de medición consistió en, como se muestra en la Figura 57, sujetar la muestra para que en la calibración del elipsómetro el dispositivo no

se moviera. Posteriormente, se encendió la fuente a 0 V y se tomaron 5 mediciones con el fin de obtener la incertidumbre de la medición. Esto se realizó en todas las aplicaciones de voltaje. También, se hicieron mediciones para 50 V y 100 V. En la gráfica de la Figura 58, se puede apreciar el resultado de la primera prueba de aplicación de voltaje para cada muestra, que es el promedio de las cinco mediciones.

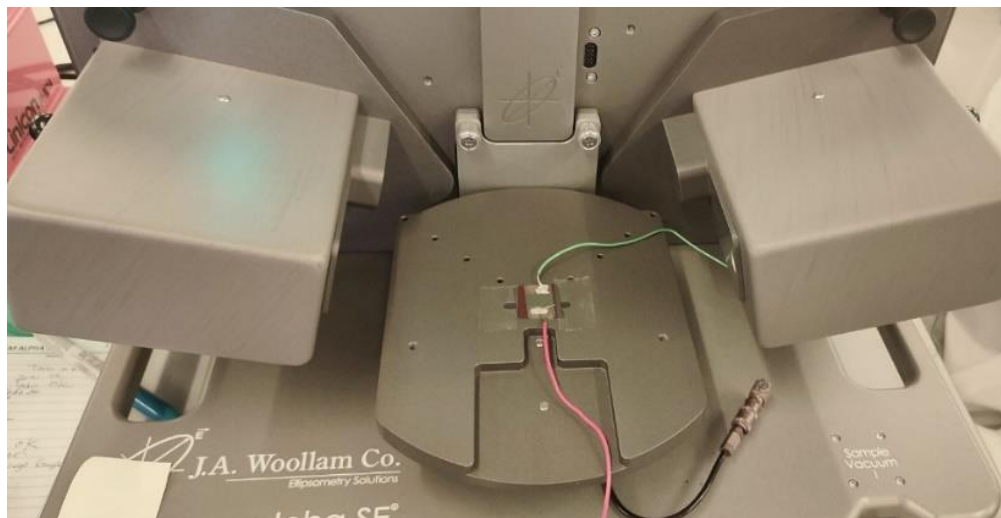


Figura 57. Arreglo experimental de la prueba de efecto EO en la muestra de BTO sintetizada. Los cables se encontraban conectados a una fuente de voltaje DC, marca BK, precisión 1760 A.

A simple vista no se ve ningún cambio en el índice de refracción, ya que todas las curvas están superpuestas. Sin embargo, al hacerle un acercamiento a los datos de la gráfica podemos ver el resultado en las longitudes de onda de interés, en las cuales si se aprecia un cambio del índice de refracción, el cual disminuye a medida que el voltaje aplicado aumenta.

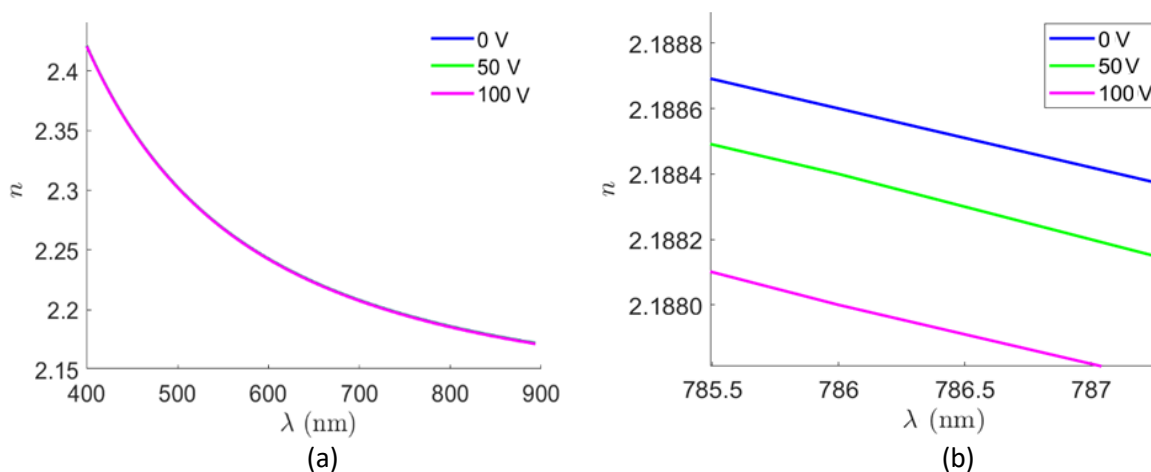


Figura 58. (a) Resultado de la dispersión del dispositivo al aplicarle tres voltajes diferentes como una primera prueba y (b) acercamiento a las longitudes de onda de 785.5 nm a 787.5 nm.

Con el fin de confirmar si los resultados obtenidos en la primera prueba eran reproducibles, se hizo la medición de una segunda prueba sobre la misma muestra con la misma metodología, salvo que a esta se le aplicaron hasta 300 V. Como podemos observar en la Figura 59(b), en el rango de longitudes de onda de estudio, podemos observar que, para los voltajes de 0 V, 100 V y 200 V el índice de refracción se mantiene constante, mientras que para 50 V sube, contrario al resultado anterior y para 300V baja considerablemente. Para esta prueba se esperaba que se reprodujeran los valores obtenidos en la prueba uno, sin embargo, no sucedió.

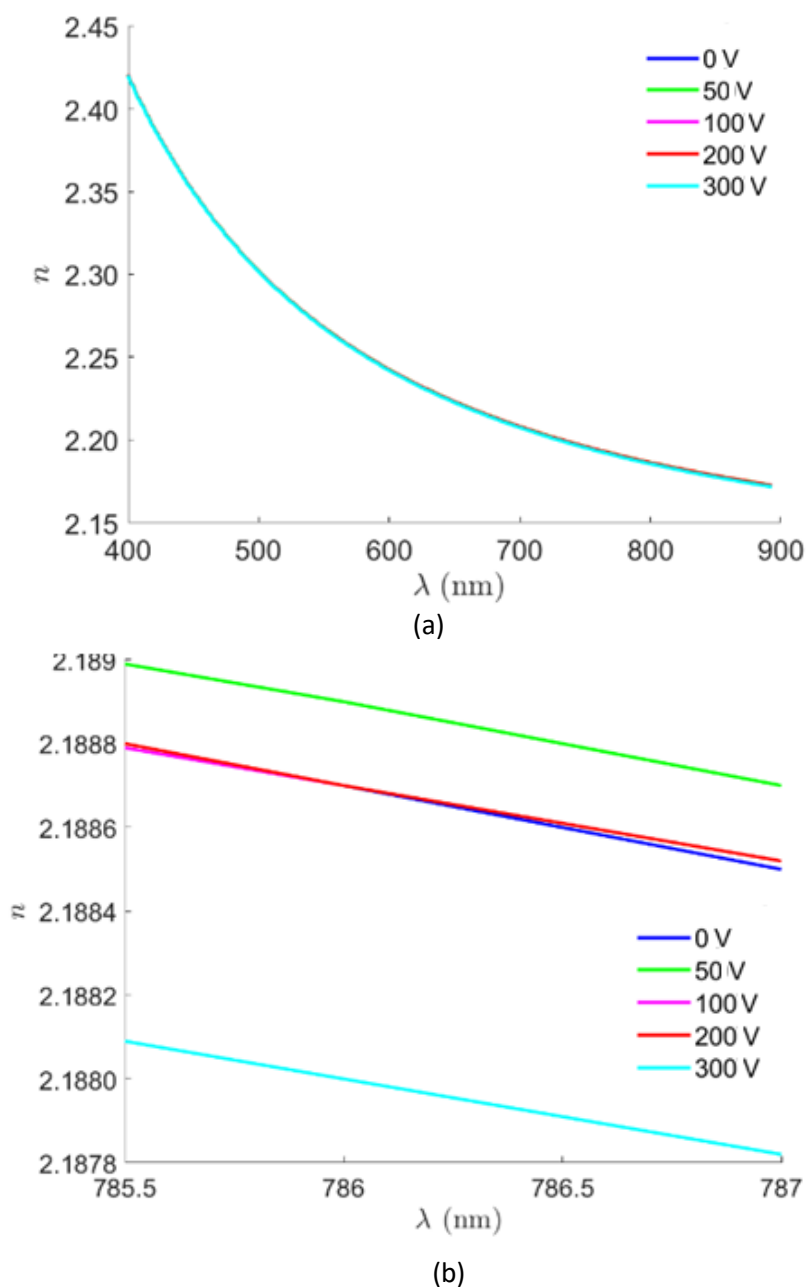


Figura 59. (a) Resultado de la dispersión del dispositivo al aplicarle tres voltajes diferentes como una segunda prueba y (b) acercamiento a las longitudes de onda de 785.5 nm a 787.5 nm.

Estas mediciones en función del voltaje fueron realizadas 5 veces bajo las mismas condiciones y se analizó la estadística de los resultados, siendo el promedio de ellas los reportados en las Tabla 14 y

Tabla 15. Nótese que el cambio reportado en las gráficas anteriores está en la cuarta cifra decimal del valor del índice de refracción; sin embargo, es la misma cifra que abarca la incertidumbre de la medición. Lo anterior indica que, pese a que el método resulta conveniente, no satisface la sensibilidad necesaria para lograr detectar el cambio de índice de refracción.

Tabla 14. Resultados numéricos del índice de refracción respecto a la aplicación de diferentes voltajes a la película delgada de BTO para $\lambda=785\text{nm}$.

Voltaje (V)	$n \pm \delta n$
0	2.1886 ± 0.0001
50	2.1884 ± 0.0001
100	2.1880 ± 0.0002

Tabla 15. Resultados numéricos del n respecto a la aplicación de diferentes voltajes a la película delgada de BTO para $\lambda=785\text{nm}$.

Voltaje (V)	$n \pm \delta n$
0	2.1887 ± 0.0001
50	2.1884 ± 0.0003
100	2.1897 ± 0.0002
200	2.1897 ± 0.0001
300	2.1897 ± 0.0001

El factor de mayor peso para que el cambio de índice sea de mayor orden, como se ha visto en la Tabla 13, no es el coeficiente de Pockels o el voltaje. Aún con coeficientes altos el cambio de índice es el mismo que con el coeficiente más pequeño. Esto nos lleva a analizar la estructura y a determinar que los parámetros de mayor peso son la distancia entre contactos y la longitud de éstos. Debido a las limitaciones experimentales, no podemos disminuir la d si queremos emplear este diseño de dispositivo. Sin embargo,

si la distancia fuera del orden de micras, el cambio del índice se vería en la cuarta cifra decimal y sería 0.0004, como se ha demostrado en el capítulo 3.

En esencia, se podría emplear el elipsómetro, simplemente se tendría que reestructurar la muestra y colocar la película delgada de BTO entre dos electrodos en forma de película quedando una estructura de contacto/BTO/contacto transparente (ver Figura 60). Esto permitiría que la distancia entre contactos ya no se viera limitada por el ancho del haz de luz del elipsómetro, y esta podría ser directamente el espesor de la capa de los materiales que la conformen.

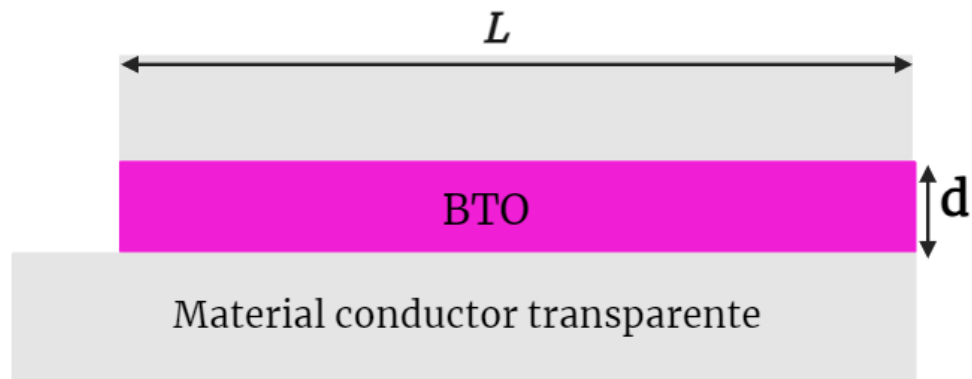


Figura 60. Propuesta de prototipo para la medición del efecto EO.

Capítulo 6. Conclusiones.

En este trabajo se estudiaron moduladores de fase electroópticos basados en guías de onda híbridas, los cuales se formaron usando películas delgadas de Si_3N_4 , BTO y SiO_2 soportadas sobre obleas de Si. Las guías de onda propuestas tienen un ancho de $5\ \mu\text{m}$ en el núcleo de Si_3N_4 , la cual estuvo sobre (o cubierta) una película de BTO. Se hizo el análisis numérico mediante la simulación de dos configuraciones de guías de onda híbridas, con el fin de obtener los parámetros de diseño de un modulador de fase electroóptico capaz de lograr un cambio de fase π . Experimentalmente, se sintetizaron los materiales que formaron el MFEO, asimismo se hicieron las caracterizaciones convenientes a cada material para obtener los parámetros de síntesis con sus respectivas propiedades para un buen diseño del MFEO. Finalmente, se fabricó un dispositivo para el estudio del efecto EO en el BTO con los materiales sintetizados y se midió la respuesta EO del mismo. A continuación, se especifican las conclusiones particulares para cada etapa del trabajo.

El diseño del modulador de fase EO se realizó utilizando la paquetería mode Solutions de Lumerical, mediante la simulación de dos estructuras de GOH, se añadieron las funciones necesarias a la plataforma de simulación previamente desarrollada en el grupo de trabajo. Estas nuevas funciones permitieron incorporar a la estructura de la guía de onda una capa con las propiedades de la película delgada de BTO sintetizada, para guías de onda de $5\ \mu\text{m}$ de ancho. En la simulación, se pueden variar diversos parámetros, como la altura del BTO, la longitud de onda de la luz que se propaga, la distancia y longitud de contactos de los electrodos, así como seleccionar si se desea o no incluir el efecto electroóptico en la simulación.

A partir de esta nueva plataforma se determinaron las características de diseño que permitieron obtener un MFEO funcional, eligiendo entre dos configuraciones de GOH: la primera, en la que el BTO se encuentra por arriba del Si_3N_4 , y la segunda, en la que el BTO se encuentra por debajo del Si_3N_4 . Además, se realizó el análisis de convergencia empleando dos mallas de cálculo para cada estructura, logrando una resolución óptima para obtener valores del índice de refracción efectivo sin cambios en la cuarta cifra decimal. Esto es de gran importancia es la precisión en la estimación del índice de refracción, identificada como la apropiada en el proceso de comparar resultados experimentales con los obtenidos desde simulaciones. Se obtuvo la dispersión cromática para cada estructura y se comparó con la guía de onda sin BTO, determinando que la segunda configuración (BTO por debajo del Si_3N_4) ofrece un mejor confinamiento de la luz.

En adición a lo anterior, se determinó que películas delgadas de BTO con espesores menores a 100 nm resultaron óptimas para lograr un traslape espacial mayor al 95% entre la guía de onda híbrida diseñada y la guía de onda de referencia, es decir una guía de onda sin BTO, pero con los mismos parámetros geométricos. Esto permite que, aun incorporando a la estructura una película delgada de BTO, la luz no cambie drásticamente al propagarse de una estructura a la otra. Por otra parte, se obtuvieron los parámetros de diseño para un MFEO que tenga un cambio de fase igual a π . Este MFEO cuenta con electrodos separados a una distancia de 10 μm y una longitud de 1 mm, logrando un traslape espacial de 99% con y sin la presencia de un campo eléctrico.

Finalmente, se obtuvo la dispersión cromática del modulador de fase electroóptico formado por la guía de onda híbrida E2, al simular la respuesta electroóptica y se comparó cuando ésta se encuentra sometida a voltaje y sin él. Para una $\lambda = 785 \text{ nm}$, se obtuvo un cambio de índice de refracción efectivo igual a 0.0001. Mientras tanto, para una película delgada de BTO sintetizada por PLD en presencia de voltaje, el cambio en el índice de refracción del BTO fue de 0.0004. Por otra parte, se estimaron los valores para voltaje de media onda de la estructura, los cuales, considerando el coeficiente de Pockels del BTO de las referencias de la literatura, estuvieron en un rango de 0.8 V a 125.4 V. El coeficiente de Pockels efectivo para el modulador de fase electroóptico se encontró en un rango de 326 pm/V a 2 pm/V, el cual fue menor al reportado para el BTO.

Experimentalmente, se sintetizaron películas delgadas de Si_3N_4 mediante la técnica de ionización catódica obteniendo un índice de refracción 2.023, mediante el uso de un blanco de Si, con una variación en el índice de refracción del 0.4% respecto al ideal. Del total de las muestras sintetizadas, el 25% se encontraron cercanas al índice de 2.032. Se determinó que, a menor presión de trabajo en el depósito, mayor es el índice de refracción y menor la cantidad de huecos en las muestras. Además, se realizaron depósitos utilizando un blanco de Si_3N_4 , obteniendo un índice de refracción 2.109, el cual se encuentra por arriba del índice de la receta original, requiriendo mayores potencias en el cañón para los depósitos. Estos hallazgos permiten la búsqueda de la receta óptima para la síntesis de películas delgadas de Si_3N_4 mediante el uso de un blanco de Si_3N_4 , ofreciendo una buena alternativa para la síntesis de este material en el futuro.

Para la síntesis de las películas delgadas de BTO, se estudiaron las condiciones de depósito, encontrando que no fue necesario hacer uso de un ambiente de oxígeno gaseoso durante el depósito por PLD, ya que no hubo cambios en la estequiometría del material. Además, se encontró que las películas delgadas del BTO sintetizadas por PLD a temperatura ambiente fueron amorfas con un índice de refracción de 1.92. Las películas delgadas de BTO, tal como fueron depositadas, fueron caracterizadas elipsométricamente para

obtener su índice de refracción lineal y su espesor, obteniendo una tasa de crecimiento de 0.89 nm/min. Además, se cambió la estructura de la película delgada de BTO de amorfa a policristalina mediante tratamientos térmicos de hasta 800°C, obteniendo un índice de refracción de 2.1852. Esto se logró gracias a los modelos de ajuste elipsométrico desarrollados en el presente trabajo y la caracterización por XRD. Por otra parte, se reforzó la decisión de replantear a la estructura de diseño para modulador de fase con una película delgada de BTO por debajo de la película delgada de Si₃N₄, para que en el proceso de síntesis este material no se vea afectado por el tratamiento térmico. Dado que se ha demostrado que el BTO policristalino tiene propiedades electroópticas, el haber logrado dicha estructura en el material permite el desarrollo de diversos dispositivos para la aplicación de la fotónica integrada en el grupo de trabajo.

Se implementó un experimento basado en la medición elipsométrica del efecto EO a nivel macroscópico en una película de BTO sintetizada sobre SiO₂/Si, a la cual se le incorporaron contactos mediante la síntesis de una bicapa de Au/Cr de 100 nm y se sometió a voltajes de hasta 300 V. No se detectó una respuesta EO reproducible debido a las limitaciones experimentales presentes. Para detectar el cambio en el índice de refracción de manera óptima, según los cálculos teóricos, se requería una precisión hasta la quinta cifra decimal del instrumento de medición. Sin embargo, no fue posible alcanzar esta sensibilidad debido a la necesidad de reducir la distancia entre electrodos, condición que no pudo ser satisfecha con la técnica utilizada, ya que el haz de luz del elipsómetro requería un ancho mínimo de 8 mm y su sensibilidad era del orden de 10⁻³.

6.1 Trabajo a futuro

Como a trabajo a futuro, con la plataforma de diseño, se pueden simular guías de onda híbridas con anchos menores a 5 μm. Además, se puede estudiar la modificación de los modos fundamentales del MFEO al variar los parámetros de diseño, como la longitud y distancia entre contactos.

Experimentalmente se sugiere el estudio del efecto EO en películas delgadas de BTO sintetizada, mediante la técnica de elipsometría, colocando el BTO entre dos capas de material conductor transparente como el ITO. Estas capas servirían como contactos a los cuales se les aplicaría voltaje, reduciendo la limitación de la distancia entre contactos a la distancia que separa cada capa de material utilizada como contacto (grosor de la película delgada de BTO). Además, se sugiere sintetizar Si₃N₄ sobre el BTO para estar en condiciones de fabricar la GOH empleando el blanco de Si₃N₄. Por otra parte, es importante caracterizar ópticamente el efecto electroóptico de forma microscópica mediante la fabricación de las GOH diseñadas en el presente

trabajo, propagando un haz de luz a través del MFEO. Una vez probado el efecto EO, será posible desarrollar dispositivos como interferómetros Mach-Zehnder y resonadores, que podrían ser incorporados a compuertas cuánticas donde se requiera un cambio de fase de la luz.

Literatura citada

- Abel, S., Eltes, F., Ortmann, J. E., Messner, A., Castera, P., Wagner, T., Urbonas, D., Rosa, A., Gutierrez, A. M., Tulli, D., Ma, P., Baeuerle, B., Josten, A., Heni, W., Caimi, D., Czornomaz, L., Demkov, A. A., Leuthold, J., Sanchis, P. & Fompeyrine, J. (2019). Large Pockels effect in micro- and nanostructured barium titanate integrated on silicon. *Nature Materials*, 18(1), 42–47. <https://doi.org/10.1038/s41563-018-0208-0>
- Abel, S., Stöferle, T., Marchiori, C., Caimi, D., Czornomaz, L., Stuckelberger, M., Sousa, M., Offrein, B. J. & Fompeyrine, J. (2016). A hybrid barium titanate-silicon photonics platform for ultraefficient electro-optic tuning. *Journal of Lightwave Technology*, 34(8), 1688–1693. <https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2510282>
- Abel, S., Stöferle, T., Marchiori, C., Rossel, C., Rossell, M. D., Erni, R., Caimi, D., Sousa, M., Chelnokov, A., Offrein, B. J. & Fompeyrine, J. (2013a). A strong electro-optically active lead-free ferroelectric integrated on silicon. *Nature Communications*, 4(1671). <https://doi.org/10.1038/ncomms2695>
- Acevedo Carrera, A. (2021). Traslación espectral de estados cuánticos de luz en guías de onda de nitruro de silicio. [Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio Institucional <http://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3655>
- Agrawal, G. P. (2011). *Fiber-optic communication systems*. Wiley-Blackwell.
- Aguayo Alvarado, A. (2022). Generación y manipulación de estados de fotón individual por medio de procesos no-lineales en dispositivos fotónicos integrados. [Tesis de Doctorado en Ciencias, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.]. Repositorio Institucional <http://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3770>
- Aguayo Alvarado, A. L., Araiza Sixtos, F. A., Abundiz Cisneros, N., Rangel Rojo, R., Garay Palmett, K. & De La Cruz, W. (2023). Linear and nonlinear properties study of silicon nitride films for integrated photonics. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 613. <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2023.122370>
- Aguayo Alvarado, A. L., Domínguez Serna, F., Cruz, W. D. La & Garay Palmett, K. (2022). An integrated photonic circuit for color qubit preparation by third-order nonlinear interactions. *Scientific Reports*, 12(5154). <https://doi.org/10.1038/s41598-022-09116-w>
- Agulló, F., Cabrera, J. & Agulló, F. (1994). *Electrooptics : phenomena, materials and applications*. Academic Press.
- Alexander, K., George, J. P., Verbist, J., Neyts, K., Kuyken, B., Van Thourhout, D. & Beeckman, J. (2018). Nanophotonic Pockels modulators on a silicon nitride platform. *Nature Communications*, 9(1). <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05846-6>
- Amaechi, I. C., Kolhatkar, G., Youssef, A. H., Rawach, D., Sun, S. & Ruediger, A. (2019). B-site modified photoferroic Cr³⁺-doped barium titanate nanoparticles: microwave-assisted hydrothermal synthesis, photocatalytic and electrochemical properties. *RSC Advances*, 9(36), 20806–20817. <https://doi.org/10.1039/c9ra03439k>

- Ansys Optics. (2023, November 10). *Overlap analysis*. <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034917453-Overlap-analysis-Modal-Analysis-Tab>
- Aparicio, M. E. & Carbajal, G. G. (2010). Utilidad de la difracción de rayos x en las nanociencias. *Mundo Nano*, 3, 62–72. https://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S2448-56912010000200062
- Arute, F., Arya, K., Babbush, R., Bacon, D., Bardin, J. C., Barends, R., Biswas, R., Boixo, S., Brandao, F. G. S. L., Buell, D. A., Burkett, B., Chen, Y., Chen, Z., Chiaro, B., Collins, R., Courtney, W., Dunsworth, A., Farhi, E., Foxen, B., Martinis, J. M. (2019). Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature*, 574(7779), 505–510. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1666-5>
- Ashiri, R., Nemati, A., Sasani Ghamsari, M. & Aadelkhani, H. (2009). Characterization of optical properties of amorphous BaTiO₃ nanothin films. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 355(50–51), 2480–2484. <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2009.08.030>
- Azzam, R. M. A. & Bashara, N. M. (1977). *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland.
- Bennett, C. H. & Divincenzo, D. P. (2000). Quantum information and computation. *Nature*, 404, 247-255. <https://doi.org/10.1038/35005001>
- Calvo, M. L. & Guzmán, Á. M. (2007, enero 18). *Óptica y Fotónica: contexto iberoamericano*. <https://www.researchgate.net/publication/28202766>
- Calzadilla, O. & Meléndez-Lira, M. (2012). Effect of substrate temperature on the structural properties, optical and ferroelectric BaTiO₃ thin films deposited by RF sputtering. *Revista Mexicana de física*, 58 (2012), 308–312. <https://www.researchgate.net/publication/289815705>
- Castro Simanca, F. (2021). Diseño y fabricación de acopladores ópticos integrados para aplicaciones de procesamiento de información. [Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.]. Repositorio Institucional <http://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3640>
- Chen, Z., Han, W., Lang, T. & Guan, X. (2022). Slot hybrid-core waveguides for temperature-independent integrated optical sensors. *Optics Express*, 30(23), 42336. <https://doi.org/10.1364/oe.472246>
- Donnelly, J. F. & Massa, N. M. (2018). *Light Introduction to Optics and Photonics* (2nd ed.). Photonics Media Press.
- Eltes, F., Mai, C., Caimi, D., Kroh, M., Popoff, Y., Winzer, G., Petousi, D., Lischke, S., Elliott Ortmann, J., Czornomaz, L., Zimmermann, L., Fompeyrine, J. & Abel, S. (2019). A BaTiO₃-Based Electro-Optic Pockels Modulator Monolithically Integrated on an Advanced Silicon Photonics Platform. *Journal of Lightwave Technology*, 37(5), 1456–1462. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2893500>
- Gargini, P. (2000). The International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS): Past, present and future. *GaAs IC Symposium. IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuits Symposium. 22nd Annual Technical Digest*. Seattle, WA, USA, 3-5. [10.1109/GAAS.2000.906261](https://doi.org/10.1109/GAAS.2000.906261)
- Hartmann, M. J. & Deppe, F. (2021). Erste Demonstration von Quantenüberlegenheit. *Physik in Unserer Zeit*, 52(1), 12–18. <https://doi.org/10.1002/piuz.202001587>

- Herzinger, C. M., Johs, B., McGahan, W. A., Woollam, J. A. & Paulson, W. (1998). Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via a multi-sample, multi-wavelength, multi-angle investigation. *Journal of Applied Physics*, 83(6), 3323–3336. <https://doi.org/10.1063/1.367101>
- Karvounis, A., Timpu, F., Vogler-Neuling, V. V., Savo, R. & Grange, R. (2020). Barium Titanate Nanostructures and Thin Films for Photonics. In *Advanced Optical Materials*, 8(24). <https://doi.org/10.1002/adom.202001249>
- Kippelen, B., Meerholz, K. & Peyghambarian, N. (1996). Ellipsometric measurements of poling birefringence, the Pockels effect, and the Kerr effect in high-performance photorefractive polymer composites. *Applied optics*, 35(14), 2346- 2354. <https://doi.org/10.1364/AO.35.002346>
- Kormondy, K. J., Popoff, Y., Sousa, M., Eltes, F., Caimi, D., Rossell, M. D., Fiebig, M., Hoffmann, P., Marchiori, C., Reinke, M., Trassin, M., Demkov, A. A., Fompeyrine, J. & Abel, S. (2017). Microstructure and ferroelectricity of BaTiO₃ thin films on Si for integrated photonics. *Nanotechnology*, 28(7). <https://doi.org/10.1088/1361-6528/aa53c2>
- Korn, D., Lauermann, M., Koeber, S., Appel, P., Alloatti, L., Palmer, R., Dumon, P., Freude, W., Leuthold, J. & Koos, C. (2016). Lasing in silicon-organic hybrid waveguides. *Nature Communications*, 7 (10864). <https://doi.org/10.1038/ncomms10864>
- Le, T. T. (2018). New Approach to Mach-Zehnder Interferometer (MZI) Cell Based on Silicon Waveguides for Nanophotonic Circuits. *InTech*. <https://doi.org/10.5772/intechopen.76181>
- Lifante, G. (2003). *Integrated photonics: fundamentals*. Jhon Wiley & Sons, Ltd. <https://doi:10.1002/0470861401>
- Liu, W. C., Li, A. D., Mak, C. L. & Wongt, K. H. (2008). Fabrication and electro-optic properties of ferroelectric nanocrystal/polymer composite films. *Journal of Physical Chemistry C*, 112(36), 14202–14208. <https://doi.org/10.1021/jp803518y>
- Mauldin John H. (1990). *Luz, laser, óptica*. Mc Graw Hill.
- Maurand, R., Jehl, X., Kotekar-Patil, D., Corna, A., Bohuslavskyi, H., Laviéville, R., Hutin, L., Barraud, S., Vinet, M., Sanquer, M. & De Franceschi, S. (2016). A CMOS silicon spin qubit. *Nature Communications*, 7(13575). <https://doi.org/10.1038/ncomms13575>
- Moody, G., Sorger, V. J., Blumenthal, D. J., Juodawlkis, P. W., Loh, W., Sorace-Agaskar, C., Jones, A. E., Balram, K. C., Matthews, J. C. F., Laing, A., Davanco, M., Chang, L., Bowers, J. E., Quack, N., Galland, C., Aharonovich, I., Wolff, M. A., Schuck, C., Sinclair, N., Camacho, R. M. (2021). Roadmap on Integrated Quantum Photonics. *USA Journal of Physics: Photonics*, 4(1). <https://doi10.1088/2515-7647/ac1ef4>
- Moulder, J. F., Stickle, W. F., Sobol, P. E. & Bomben, K. D. (1995). *Handbook of XPS*. Physical electronics.
- O'Brien, J. L., Furusawa, A. & Vučković, J. (2009a). Photonic quantum technologies. *Nature Photonics*, 3(12), 687–695. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.229>
- Okamoto, K. (2006). *Fundamentals of Optical Waveguides* (2nd ed.). Elsevier.

- Oulton, R. F., Sorger, V. J., Genov, D. A., Pile, D. F. P. & Zhang, X. (2008). A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation. *Nature Photonics*, 2(8), 496–500. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.131>
- Ozer, Y. & Kocaman, S. (2018). Stability Formulation for Integrated Opto-mechanic Phase Shifters. *Scientific Reports*, 8(1). <https://doi.org/10.1038/s41598-018-20405-1>
- Palik, E. D. (1991). *Handbook of Optical Constants of Solids* (2nd ed.). Elsevier.
- Petraru, A., Schubert, J., Schmid, M., Trithaveesak, O. & Buchal, C. (2003b). Integrated optical Mach-Zehnder modulator based on polycrystalline BaTiO. *Optics Letters*, 28(24), 2527-2529 <https://doi.org/10.1364/OL.28.002527>
- Petraru, A., Schubert, J., Schmid, M. et al. (2002). Electro-optic Mach-Zehnder modulators with polycrystalline BaTiO₃ thin films on MgO. *MRS Proceedings Library*, 748(112). <https://doi.org/10.1557/PROC-748-U11>
- Peyronel, T., Firstenberg, O., Liang, Q. Y., Hofferberth, S., Gorshkov, A. v., Pohl, T., Lukin, M. D. & Vuletić, V. (2012). Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms. *Nature*, 488(7409), 57–60. <https://doi.org/10.1038/nature11361>
- Reynaud, M., Huyan, H., Du, C., Li, W., Posadas, A. B., Pan, X. & Demkov, A. A. (2023). Si-Integrated BaTiO₃ for Electro-Optic Applications: Crystalline and Polarization Orientation Control. *ACS Applied Electronic Materials*, 5(8), 4605-4614. <https://doi.org/10.1021/acsaelm.3c00747>
- Ryu, G. H., Lewis, N. P., Kotsonis, G. N., Maria, J. P. & Dickey, E. C. (2020). Crystallization behavior of amorphous BaTiO₃ thin films. *Journal of Materials Science*, 55(21), 8793–8801. <https://doi.org/10.1007/s10853-020-04637-z>
- Saggio, V. & Walther, P. (2022). Quantenrechnen mit Licht. *Physik in Unserer Zeit*, 53(2), 80–87. <https://doi.org/10.1002/piuz.202101632>
- Saleh, B. E. A. & Teich, M. C., (2019). *Electrooptics , Fundamentals of photonics* (3rd ed.). Wiley.
- Salman Ali, A. (2020). *Application of Nanomaterials in Environmental Improvement*. IntechOpen. <https://doi.org/10.5772/intechopen.91438>
- Sarkar, A., Patwardhan, A., Xaviers, S. & Bhattacharyya, T. K. (2006). Quantum Logic Processor: A Mach Zehnder Interferometer based Approach. *Applied Physics Letter*, 88(213113). <https://arxiv.org/abs/cond-mat/0603695>
- Seki, M., Tanaka, H., Kataoka, N. & Kishida, S. (2015). XPS Analysis of BaTiO₃ Single Crystal Cleaned by Ar Gas Cluster Ion Beam. *Journal of Surface Analysis*, 22(2), 103–109. <https://doi.org/10.1384/jsa.22.103>
- Siew, S. Y., Li, B., Gao, F., Zheng, H. Y., Zhang, W., Guo, P., Xie, S. W., Song, A., Dong, B., Luo, L. W., Li, C., Luo, X. & Lo, G. Q. (2021). Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development. In *Journal of Lightwave Technology*. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc.*, 38(13), 4374-4389. <https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3066203>
- Silverstone, J. W., Wang, J., Bonneau, D., Sibson, P., Santagati, R., Erven, C., O'Brien, J. L. & Thompson, M. G. (2016). *Silicon Quantum Photonics*, 22(6), 390-402. <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2573218>

- Singh, M., Yadav, B. C., Ranjan, A., Kaur, M. & Gupta, S. K. (2017). Synthesis and characterization of perovskite barium titanate thin film and its application as LPG sensor. *Sensors and Actuators, B: Chemical*, 241, 1170–1178. doi:[10.1109/JSTQE.2016.2573218](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2573218)
- Slade, P. G. (2014). *Principles and applications electrical contacts* (2nd ed.). CRC Press.
- Snyder, A. W. & Love, D. J. (1983). *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall.
- Sun, N. & Sun, D. (2022). Phase-polarization ensemble modulation effect of a BaTiO₃ crystal film waveguide on Mach–Zehnder interferometer electrooptic intensity modulators. *Applied Optics*, 61(8), 1851–1855. <https://doi.org/10.1364/ao.447583>
- Teng, C. C. & Man, H. T. (1990). Simple reflection technique for measuring the electro-optic coefficient of poled polymers. *Applied Physics Letters*, 56(18), 1734–1736. <https://doi.org/10.1063/1.103107>
- Tompkins, H. G. & Irene, E. A. (2005), *Handbook of ellipsometry*. Springer.
- Tseng, A. A., Chen, K., Chen, C. D. & Ma, K. J. (2003). Electron beam lithography in nanoscale fabrication: Recent development. *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, 26(2), 141–149. <https://doi.org/10.1109/TEPM.2003.817714>
- Ul-Hamid, A. (2018). Components of the SEM, *A Beginners' Guide to Scanning Electron Microscopy*. Springer.
- Vispute, R. D., Talyansky, V., Trajanovic, Z., Choopun, S., Downes, M., Sharma, R. P., Venkatesan, T., Woods, M. C., Lareau, R. T., Jones, K. A. & Iliadis, A. A. (1997). High quality crystalline ZnO buffer layers on sapphire (001) by pulsed laser deposition for III-V nitrides. *Applied Physics Letters*, 70(20), 2735–2737. <https://doi.org/10.1063/1.119006>
- Voigtländer, B. (2019). *NanoScience and Technology Atomic Force Microscopy*. Springer. <http://www.springer.com/series/3705>
- Wang, J., Paesani, S., Ding, Y., Santagati, R., Skrzypczyk, P., Salavrakos, A., Tura, J., Augusiak, R., Mančinska, L., Bacco, D., Bonneau, D., Silverstone, J. W., Gong, Q., Acín, A., Rottwitt, K., Oxenløwe, L. K., O'Brien, J. L., Laing, A. & Thompson, M. G. (2018). Multidimensional quantum entanglement with large-scale integrated optics. *Quantum Optics*, 360, 285–291. <http://science.sciencemag.org/content/360/6386/285>
- Wang, J., Sciarrino, F., Laing, A. & Thompson, M. G. (2020). Integrated photonic quantum technologies. In *Nature Photonics*, 14(5), 273–284. <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0532-1>
- Wang, X., Guan, X., Gao, S., Hu, H., Oxenløwe, L. K. & Frandsen, L. H. (2019). Silicon/silicon-rich nitride hybrid-core waveguide for nonlinear optics. *Optics Express*, 27(17), 23775–23784. <https://doi.org/10.1364/oe.27.023775>
- Winn, J. H., Rusin, D. & Kochanek, C. S. (2004). The central image of a gravitationally lensed quasar. *Nature*, 427(6975), 613–615. <https://doi.org/10.1038/nature02279>
- Wöhlecke, M., Marrello, V. & Onton, A. (1977). Refractive index of BaTiO₃ and SrTiO₃ films. *Journal of Applied Physics*, 48(4), 1748–1750. <https://doi.org/10.1063/1.323822>
- Woollam Co, J. A. (2004). *CompleteEASE Data Analysis Manual*. J.A. Woollam Co., Inc.

- Wu, Y., Bao, W. S., Cao, S., Chen, F., Chen, M. C., Chen, X., Chung, T. H., Deng, H., Du, Y., Fan, D., Gong, M., Guo, C., Guo, C., Guo, S., Han, L., Hong, L., Huang, H. L., Huo, Y. H., Li, L., Pan, J. W. (2021). Strong Quantum Computational Advantage Using a Superconducting Quantum Processor. *Physical Review Letters*, 127(18). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.180501>
- Xiong, C., Pernice, W. H. P., Ngai, J. H., Reiner, J. W., Kumah, D., Walker, F. J., Ahn, C. H. & Tang, H. X. (2014). Active silicon integrated nanophotonics: Ferroelectric BaTiO₃ devices. *Nano Letters*, 14(3), 1419–1425. <https://doi.org/10.1021/nl404513p>
- Yariv Amnon & Yeh Pochi. (1984). *Optical waves in crystals*. Wiley John & Sons.
- Yariv Amnon & Yeh Pochi. (2007). *Photonics optical electronics in modern Communications* (6th Ed.). Oxford University Press.
- Yong, Z., Chen, H., Luo, X., Govdeli, A., Chua, H., Azadeh, S. S., Stalmashonak, A., Lo, G.-Q., Poon, J. K. S. & Sacher, W. D. (2022). Power-efficient silicon nitride thermo-optic phase shifters for visible light. *Optics Express*, 30(5), 7225-7237. <https://doi.org/10.1364/oe.448614>
- Zhang, H., Li, X., Fang, Z., Yao, R., Zhang, X., Deng, Y., Lu, X., Tao, H., Ning, H. & Peng, J. (2018). Highly conductive and transparent AZO films fabricated by PLD as source/drain electrodes for TFTs. *Materials*, 11(12). <https://doi.org/10.3390/ma11122480>