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 SECIHTI (Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación).

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.

CICESE© 2025. Todos los derechos reservados

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



Maestría en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica

Modulador de fase electroóptico basado en guías de onda híbridas de nitruro de silicio y titanato de bario.

Tesis para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Presenta:

Maestro en Ciencias

Guillermo Itzcualt Acosta Armenta

Tesis defendida por

Guillermo Itzcualt Acosta Armenta

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Francisco Antonio Domínguez SernaCodirector de tesis

Dr. Wencel José De La Cruz Hernández

Codirector de tesis

Dra. Karina Garay Palmett

Dr. Raúl Rangel Rojo

Dra. Paulina Segovia Olvera

Dra. Carmen Guadalupe Paniagua Chávez



Dr. Daniel Jáuregui VázquezCoordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Ana Denise Re Araujo Directora de Estudios de Posgrado Resumen de la tesis que presenta **Guillermo Itzcualt Acosta Armenta** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Modulador de fase electroóptico basado en guías de onda híbridas de nitruro de silicio y titanato de bario.

Resumen aprobado por:

Dr. Francisco Antonio Domínguez SernaCodirector de tesis

Dr. Wencel José De La Cruz HernándezCodirector de tesis

Este documento aborda el diseño, análisis y optimización de moduladores electroópticos basados en interferómetros Mach-Zehnder (MZI), desarrollados sobre una plataforma híbrida de nitruro de silicio (SiN) y titanato de bario (BTO). Este apilamiento de materiales da lugar a una guía de onda de naturaleza híbrida, puesto que el núcleo de la guía de onda está formado por SiN y BTO. El diseño se fundamenta en análisis numéricos de guías de onda híbridas, considerando factores importantes como el radio de curvatura y su impacto en la transmitancia. Asimismo, se examinan divisores de potencia 1×2 y acopladores direccionales, evaluando su viabilidad para integrarse en los moduladores electroópticos basados en MZI. El trabajo incluye propuestas específicas para la configuración de moduladores MZI, basado en su desempeño bajo diferentes voltajes y geometrías a una longitud de onda de operación de 1550 nm. Estas simulaciones se realizaron utilizando el software Lumerical. También se estudió la aplicación del interferómetro Mach-Zehnder integrado en la preparación de cúbits de camino óptico, analizando su funcionamiento bajo condiciones experimentales realistas. Por otro lado, para el proceso de fabricación de estos dispositivos, se exploraron estrategias para la optimización de los procesos desarrollados en el Laboratorio Nacional de Nanofabricación, LaNNaFab, del Centro de Nanociencias y Nanotecnología de la Universidad Autónoma de México. Esto incluyó el análisis y ajuste de las condiciones de depósito de películas delgadas de SiN y BTO, así como su caracterización mediante elipsometría. Se determinaron los parámetros óptimos para la fabricación de guías de onda de SiN mediante fotolitografía láser y se exploraron métodos de decapado, tanto en seco como en húmedo, logrando estructuras con anchos superiores a 3 micrómetros. Las guías fabricadas fueron caracterizadas utilizando microscopía de fuerza atómica (AFM) y microscopía electrónica de barrido (SEM), lo que permitió confirmar el diseño estructural de las muestras obtenidas. Estos resultados proporcionan información clave para el desarrollo de procesos de diseño y fabricación con miras a aplicaciones futuras en circuitos fotónicos integrados y tecnologías cuánticas.

Palabras clave: Moduladores electroópticos, guías de onda ópticas, interferómetro, circuitos fotónicos.

Abstract of the thesis presented **by Guillermo Itzcualt Acosta Armenta** as a partial requirement to obtain the Maester of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Phase Electro-Optic Modulator Based on Hybrid Waveguides of Silicon Nitride and Barium Titanate.

Abstract approved by:

Ph D. Francisco Antonio Domínguez Serna Thesis Co-Director Ph D. Wencel José De La Cruz Hernández

Thesis Co-Director

This document addresses the design, analysis, and optimization of electro-optic modulators based on Mach-Zehnder interferometers (MZI), developed on a hybrid platform of silicon nitride (SiN) and barium titanate (BTO). This material stack results in a hybrid waveguide, as the waveguide core is composed of SiN and BTO. The design is based on numerical analyses of hybrid waveguides, considering important factors such as the radius of curvature and its impact on transmittance. Additionally, 1×2 power splitters and directional couplers are examined to assess their feasibility for integration into MZI-based electro-optic modulators. The work includes specific proposals for the configuration of MZI modulators based on their performance under different voltages and geometries at an operating wavelength of 1550 nm. These simulations were carried out using Lumerical software. The study also explores the application of the integrated Mach-Zehnder interferometer for the preparation of path-encoded qubits, analyzing its performance under realistic experimental conditions. Furthermore, for the fabrication process of these devices, strategies were explored to optimize the processes developed in the LaNNaFab laboratory at CNyN-UNAM. This included the analysis and adjustment of the deposition conditions for thin films of SiN and BTO, as well as their characterization via ellipsometry. Optimal parameters were determined for the fabrication of SiN waveguides using laser photolithography and etching methods both dry and wet were explored, achieving structures with widths greater than 3 micrometers. The fabricated waveguides were characterized using atomic force microscopy (AFM) and scanning electron microscopy (SEM), confirming the structural design of the obtained samples. These results provide key insights for the development of design and fabrication processes with a view toward future applications in photonic integrated circuits and quantum technologies.

Dedicatoria

A mis padres y hermanos.

Agradecimientos

A Dios.

A mis padres y hermanos, por su amor incondicional, su confianza y el apoyo que siempre me han brindado en cada etapa de mi vida.

A mis amigos Mario y Lázaro por su compañía y apoyo a lo largo de todo este proceso.

A mis directores de tesis, el Dr. Francisco y el Dr. Wencel, así como a la Dra. Karina, por brindarme la oportunidad de aprender y crecer académicamente bajo su dirección. Les agradezco su paciencia y, especialmente, las enseñanzas y consejos que contribuyen en mi formación tanto personal como profesional.

A los miembros de mi comité de tesis: Dra. Karina, Dr. Raúl, Dra. Paulina y Dra. Carmen. Gracias por su tiempo, por su apoyo y por las valiosas aportaciones que hicieron a este trabajo.

A mis compañeros de laboratorio y amigos: Ferney, José Pablo, Blanca, Ángel y Elías. Su compañía y apoyo en los procesos de fabricación fueron clave para que este proyecto pudiera llevarse a cabo.

A mis compañeros de LINOC y NANODID, quienes me compartieron valiosos consejos y conocimientos a lo largo de todo este camino.

Un agradecimiento al Dr. Wencel De La Cruz, al Dr. Harvi Castillo y a la Dra. Noemí Abundiz por enseñarme y guiarme en las técnicas de fabricación y caracterización en la UNaFab. Sus conocimientos fueron esenciales para desarrollar una parte importante de este trabajo. También agradezco Eduardo Murillo e Israel Gradilla por su apoyo técnico en la obtención de las mediciones de AFM y SEM.

Agradezco al Laboratorio Nacional de Nanofabricación, al proyecto PAPIIT-IT103125, así como a los proyectos CONAHCYT No. 194758 y No. 298971 por el apoyo financiero brindado para la realización de este trabajo de tesis.

Al departamento de óptica del CICESE.

Finalmente agradecer 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 Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI), por proporcionarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

| | | Pagina |
|-------------|---|--------|
| Resumen | en español | ii |
| Resumen | en inglés | iii |
| Dedicator | ia | iv |
| Agradecin | nientos | v |
| Lista de fi | guras | x |
| Lista de ta | ablas | xiv |
| Capítulo 1. | Introducción | 1 |
| 1.1 Anto | ecedentes | 2 |
| 1.2 Obje | etivos | 4 |
| 1.2.1 | Objetivo general | 4 |
| 1.2.2 | Objetivos específicos | 4 |
| Capítulo 2. | Guías de onda ópticas y circuitos fotónicos integrados | 6 |
| 2.1 Guía | as de onda ópticas: Fundamentos teóricos | 6 |
| 2.2 Apr | oximación electromagnética | 8 |
| 2.2.1 | Modos ópticos | 13 |
| 2.2.2 | Guías de onda de canal | 14 |
| 2.2.3 | Guías de ondas híbridas | 15 |
| 2.3 Com | nponentes fotónicos basados en guías de ondas ópticas | 17 |
| 2.3.1 | Divisores de potencia Y | 17 |
| 2.3.2 | Acopladores direccionales | 18 |
| 2.3.3 | Interferómetro Mach-Zehnder (MZI) | 21 |
| 2.3.4 | Interferómetro Mach-Zehnder: Aplicación a la evolución de estados cuánticos | 24 |
| 2.4 Mod | duladores fotónicos integrados | 29 |
| 2.4.1 | Efecto electróptico | 29 |

| 2.4 | .2 | Modulador EO integrado | 31 |
|------------|-------------|--|----|
| 2.5 | Mat | eriales electrópticos | 34 |
| 2.5 | .1 | Titanato de bario (BTO) | 34 |
| 2.5 híb | .2 rida. | Metodología para el cálculo de parámetros teóricos en la simulación de la estructu 36 | ra |
| Capítu | ılo 3. | Diseño de moduladores MZI | 39 |
| 3.1 | Anál | isis numérico | 39 |
| 3.2 | Dise | ño de guías de ondas híbridas para dispositivos electrópticos | 40 |
| 3.2 | .1 | Análisis de convergencia | 41 |
| 3.2 | .2 | Análisis modal de la estructura híbrida propuesta | 44 |
| 3.3 | Dise | ño de guías de onda con curvas en forma de S | 46 |
| 3.3 | .1 | Transmitancia en función del radio de curvatura de las guías de onda | 47 |
| 3.4 | Dise | ño de divisores de potencia 1x2 | 49 |
| 3.5 | Dise | ño de Interferómetros Mach-Zehnder. | 51 |
| 3.6 | Dise | ño de moduladores MZI utilizando divisores de potencia en forma de Y | 52 |
| 3.6 | .1 | Influencia de la separación de los electrodos en las guías de ondas | 53 |
| 3.7 | Dise | ño de acopladores direccionales | 55 |
| 3.7 | .1 | Análisis para determinar la longitud de acoplamiento | 56 |
| 3.8 | Dise | ño de moduladores MZI utilizando acopladores direccionales | 58 |
| Capítu | ılo 4. | Resultados del diseño de dispositivos moduladores MZI | 59 |
| 4.1 | Dise | ño de dispositivos Interferométricos Mach-Zehnder | 59 |
| 4.2 | Prop | ouesta de diseño de un modulador MZI basado en divisores Y | 50 |
| 4.2 | .1 | Descripción del Comportamiento bajo Diferentes Voltajes | 51 |
| 4.3 | Prop | ouesta de diseño de un modulador MZI basado en acopladores direccionales | 56 |
| 4.3 | .1 | Descripción del Comportamiento bajo Diferentes Voltajes | 57 |
| 4.3 | .2 | Rotaciones arbitrarias en la esfera de Bloch | 70 |
| Capítu | ılo 5. | Síntesis y caracterización de películas delgadas de SiN y BTO | 73 |

| 5.1 F | Pulverización catódica RF | 73 |
|----------|--|-------|
| 5.2 E | lipsometría | 75 |
| 5.3 F | Parámetros de depósito y análisis de elipsometría en películas de SiN | 77 |
| 5.4 F | Parámetros de depósito y análisis de elipsometría en películas de BTO | 81 |
| Capítulo | 6. Propuesta para el proceso de fabricación y caracterización de guías de onda | 86 |
| 6.1 F | Propuesta del proceso de fabricación | 86 |
| 6.1.1 | Depósito de fotoresina mediante recubrimiento por rotación | 88 |
| 6.1.2 | Escritura láser | 89 |
| 6.1.3 | Revelado | 91 |
| 6.1.4 | Eliminación de residuos con plasma | 91 |
| 6.1.5 | Depósito de cromo | 92 |
| 6.1.6 | Remoción de la fotoresina | 94 |
| 6.1.7 | Decapado de SiN | 95 |
| 6.1.8 | Remoción del Cromo | 98 |
| 6.2 | Caracterización de las guías de onda por microscopía | 99 |
| Capítulo | 7. Conclusiones | . 104 |
| 7.1 T | rabajo a futuro | . 108 |
| Literatu | ra citada | . 109 |

Lista de figuras

| Figura | Pá _l | gina |
|--------|---|------|
| 1. | Esquema de una propuesta para el procesamiento cuántico de información en un circu fotónico integrado. (tomado de Aguayo Alvarado et al., 2022). | |
| 2. | Tipos de guías de onda ópticas y sus componentes. | 7 |
| 3. | Configuración de una guía de onda plana dieléctrica (adaptada de Saleh & Teich, 2019) | 8 |
| 4. | a) Modos TE y b) TM en una guía de ondas dieléctrica plana | 14 |
| 5. | Guías de onda de canal (2D): a) guía de onda tipo cresta; b) guía de onda incrustada | 15 |
| 6. | Esquema del perfil de transversal de la guía de onda hibrida | 16 |
| 7. | Perfil transversal del modo fundamental TE a una longitud de onda de 1.55 $\mu m.$ | 16 |
| 8. | Esquema de un divisor de potencia 1×2 basado en guías de ondas | 17 |
| 9. | Esquema de un divisor de potencia acoplador direccional basado en guías de ondas | 18 |
| 10. | . Representación esquemática de la teoría de modos en dos guías de onda | 19 |
| 11. | . Interferómetro óptico Mach-Zehnder | 23 |
| 12. | . Esquema de un modulador MZI | 25 |
| 13. | . Rotaciones en la esfera de Bloch generadas por el sistema interferométrico (2.3.4) en funci del desfase generado. | |
| 14. | . Principio de funcionamiento de un modulador EO | 31 |
| 15. | . Esquema simplificado de un modulador de fase | 32 |
| 16. | . Esquema de un modulador de potencia basado en un IMZ | 33 |
| 17. | . a) BTO estructura cristalina y (b) elipsoide índice | 36 |
| 18. | . Esquema de las mallas de análisis a) bidimensionalmente y b) tridimensionalmente | 39 |
| 19. | . a) diseño transversal de la guía de onda, b) dispersión de los materiales | 41 |
| 20. | . Malla externa e interna para el estudio de convergencia | 42 |
| 21. | . Resultados del estudio de convergencia para el modo fundamental TE. a) Índice efectivo función de las resoluciones en los ejes X y Y, b) Gradiente de índices efectivos en función las resoluciones en los ejes X y X | |

| 22. | Perfil transversal del modo fundamental TE a una longitud de onda de 1.55 μ m 44 |
|-----|--|
| 23. | Gráfico del número de modos en función de la altura y el ancho de la guía de onda híbrida. 45 |
| 24. | Gráfico de una curva Bézier, los puntos rojos son las coordenadas de los polos de control 46 |
| 25. | Diagrama esquemático de una curva de guía de onda en forma de S con una longitud de transición <i>Ls</i> |
| 26. | Evolución del radio mínimo de curvatura en función de la longitud (<i>Ls</i>) de la curva en forma de S |
| 27. | Gráfico de transmitancia en función del radio mínimo de curvatura de las guías en forma de S |
| 28. | Diagrama esquemático de un divisor de potencia $1x2$ utilizando guías de onda en forma de S con una longitud de transición Ls |
| 29. | Diagrama esquemático de un divisor de potencia 1x2 para el cálculo del ángulo de ramificación |
| 30. | Gráfico de transmitancia del divisor de haz en función del ángulo de ramificación ($	heta$) del divisor Y51 |
| 31. | Diagrama esquemático de un interferómetro MZ |
| 32. | Esquema de un modulador MZI basado en divisores de potencia en forma de Y 53 |
| 33. | Diseño transversal de la guía de onda con electrodos |
| 34. | Resultados del análisis de las pérdidas de propagación y el cambio en el índice efectivo en función de la distancia entre guía-electrodo |
| 35. | Esquema de un acoplador direccional basado 55 |
| 36. | Diseño transversal para el análisis de los modos par e impar |
| 37. | Perfil transversal del a) modo fundamental TE par y b) modo fundamental TE impar 57 |
| 38. | Diagrama esquemático de un modulador MZI utilizando acopladores direccionales 58 |
| 39. | Propuesta de diseño: Geometrías para un MZI basado en divisores de haz Y 60 |
| 40. | Modos soportados por la estructura transversal propuesta |
| 41. | Función de transferencia en potencia del dispositivo propuesto |
| 42. | Distribución de la potencia a lo largo del eje z sin aplicar voltaje, mostrando una propagación uniforme sin pérdidas significativas |
| 43. | Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura sin aplicar voltaje |

| 44. | Distribución de la potencia a lo largo del eje z aplicando un voltaje de $\pi 2$ 64 |
|-----|--|
| 45. | Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura aplicando un voltaje de $\pi 2$. |
| 46. | Distribución de la potencia a lo largo del eje z aplicando un voltaje de π 65 |
| 47. | Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura aplicando un voltaje de π . 66 |
| 48. | Propuesta de diseño: Geometrías para un MZI basado en acopladores direccionales 66 |
| 49. | Distribución de la potencia a lo largo del eje z aplicando un voltaje de media onda 67 |
| 50. | Distribución de la potencia a lo largo del eje z aplicando un voltaje de media onda 68 |
| 51. | Interferómetro Mach-Zehnder para la evolución de un estado cuántico. La luz pasa por un divisor de haz, una sección de modulación con desfase, y se recombina en un segundo divisor de haz para obtener el estado de salida |
| 52. | Rotación generada por el dispositivo sin desfase aplicado, el dispositivo comporta como una compuerta cuántica ox |
| 53. | Rotaciones generadas por el dispositivo aplicando un voltaje de media onda, el dispositivo no actúa sobre el estado |
| 54. | Evolución de las probabilidades de los estados cuánticos 0 y 1 en un sistema interferométrico. Las probabilidades oscilan a medida que el sistema evoluciona, con un punto de equilibrio donde ambos estados tienen igual probabilidad |
| 55. | Equipo de pulverización catódica a) esquema simplificado de una cámara, b) fotografía del equipo utilizado para el depósito de películas delgadas |
| 56. | Análisis de elipsometría a) Esquema del principio básico de funcionamiento, b) fotografía del elipsómetro usado para la caracterización de las películas delgadas |
| 57. | Gráfica del índice de refracción en función del porcentaje del flujo de nitrógeno presente en el depósito |
| 58. | Gráfica del índice de refracción en función de la potencia |
| 59. | Variación del índice de refracción en función del tiempo de depósito |
| 60. | Variación del espesor de SiN en función del tiempo de depósito |
| 61. | Gráfico de dispersión del SiN de una de las muestras depositadas en este trabajo comparado con el SiN del grupo de trabajo (Ana Luisa Aguayo Alvarado, 2022b) |
| 62. | Gráfico de dispersión de las películas delgadas de BTO comparados con los de la literatura (Palik, 1998) |
| 63. | Gráfico de la dispersión óptica del BTO en función de diferentes tipos de horneados3 83 |

| 64. | Esquema de la metodología de fabricación utilizada en este trabajo para las de guías de onda de SiN |
|------------|--|
| 65. | Esquema del principio básico de la técnica de recubrimiento por rotación |
| 66. | Fotografía del equipo de recubrimiento por rotación MIDAS Spin-3000TD 89 |
| 67. | Fotografía de la escritora laser MicroWriter ML3. b) diseño de un divisor de haz 1x2 dibujado empleando el programa conocido como CleWin 5 |
| 68. | Imágenes obtenidas con microscopio óptico del proceso de revelado, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas |
| 69. | Fotografía del equipo P-50 utilizado en el proceso de decapado |
| 70. | Fotografía del sistema de evaporación por haz de electrones |
| 71. | Imágenes obtenidas con microscopio óptico que muestran los resultados del proceso de depósito de Cr, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas. |
| 72. | Imágenes obtenidas con microscopio óptico que muestran los resultados del proceso de remoción de fotoresina, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas |
| 73. | Fotografía del equipo P-100 utilizado en el proceso de decapado de SiN |
| 74. | Relación entre el espesor y la rugosidad de SiN en función del tiempo durante el proceso de decapado con CF4 |
| 75. | |
| | Relación entre el espesor y la rugosidad de SiN en función del tiempo durante el proceso de decapado vía húmeda utilizando BOE |
| 76. | · · · · · · · · · · · · · · · · · · · |
| | decapado vía húmeda utilizando BOE |
| 77. | decapado vía húmeda utilizando BOE |
| 77. 78. | decapado vía húmeda utilizando BOE |

Lista de tablas

| Tabla | Página |
|-------|--|
| 1. | Coeficientes tensoriales electroópticos del BTO, tomado y editado de Karvounis et al., 2020. |
| 2. | Parámetros utilizados para el análisis de convergencia: |
| 3. | Parámetros utilizados en el análisis modal |
| 4. | Parámetros utilizados para el análisis modal en función de la distancia de electrodos-guía (d) |
| 5. | Para metros de simulación para determinar la longitud de acoplamiento |
| 6. | Parámetros utilizados para el depósito de Si₃N₄ |
| 7. | Parámetros utilizados para el depósito de BTO |
| 8. | Parámetros geométricos del divisor de potencia 1x2 |
| 9. | Parámetros del proceso de rababa |
| 10 | . Resultados del proceso de decapado de SiN: Espesor, rugosidad y MSE |

Capítulo 1. Introducción

La creciente demanda de ancho de banda, impulsada por tecnologías emergentes como el internet de las cosas y la realidad aumentada, ha resaltado las limitaciones de las infraestructuras actuales de transmisión de datos. A pesar de los avances en fibras ópticas, estas no han podido mantenerse al ritmo de las mejoras en la capacidad de procesamiento electrónico, lo que ha motivado la búsqueda de soluciones innovadoras. Los circuitos fotónicos integrados (PICs, por sus siglas en inglés de Photonic Integrated Chips) y la fotónica cuántica se posicionan como tecnologías clave para enfrentar estos retos, ofreciendo velocidades de transmisión superiores, mayor eficiencia energética y nuevas capacidades para el procesamiento de información avanzada. Entre las herramientas más relevantes en estos desarrollos se encuentran los moduladores electroópticos, particularmente los basados en interferómetros Mach-Zehnder (MZI), que combinan diseño simple y versatilidad en aplicaciones tanto clásicas como cuánticas (Giordani et al., 2023). El efecto Pockels, utilizado en materiales como el titanato de bario (BTO), destaca entre las técnicas de modulación por su eficiencia y rapidez. La integración de BTO con nitruro de silicio (SiN) en arquitecturas híbridas representa una oportunidad prometedora para desarrollar dispositivos electroópticos avanzados, con posibles aplicaciones en comunicación óptica y computación cuántica.

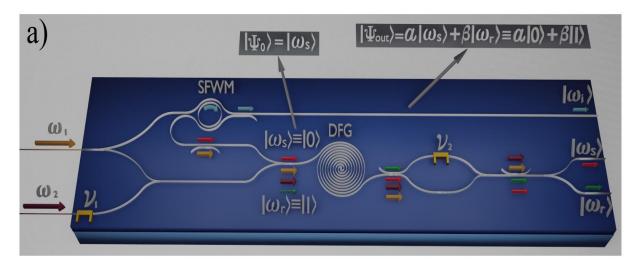


Figura 1. Esquema de una propuesta para el procesamiento cuántico de información en un circuito fotónico integrado. (tomado de Aguayo Alvarado et al., 2022).

Este trabajo forma parte de un proyecto colaborativo entre el Laboratorio de Interacciones No Lineales y Óptica Cuántica (LINOC) y el grupo de Nanociencias para el diseño e Implementación de Dispositivos (NANODID), cuyo objetivo es desarrollar una propuesta para el procesamiento cuántico de información en circuitos fotónicos integrados (ver figura 1). El trabajo parte de investigaciones previas sobre el diseño y aplicación de guías de onda de SiN y el desarrollo de dispositivos moduladores con estructuras híbridas de SiN y BTO.

1.1 Antecedentes

La comunicación digital es una de las actividades más recurrentes y esenciales en el mundo moderno. Desde llamadas telefónicas y reuniones virtuales hasta el streaming de video y las interacciones en las redes sociales, el flujo constante de datos se ha convertido en un componente fundamental de nuestra vida cotidiana. Sin embargo, el rápido crecimiento de servicios digitales, como el internet de las cosas, el aprendizaje automático y la realidad aumentada, ha incrementado exponencialmente la demanda de ancho de banda, generando una presión significativa sobre la infraestructura de transmisión de datos (Chovan & Uherek, 2018; Vallo & Mukish, 2021).

Las redes ópticas de telecomunicaciones y los centros de datos son los responsables en llevar a cabo el procesamiento y transmisión eficiente de enormes volúmenes de datos. No obstante, a medida que la demanda de ancho de banda continúa creciendo exponencialmente surge una necesidad apremiante de nuevas tecnologías que puedan mejorar tanto la capacidad como la eficiencia en la transmisión de datos (Zhang et al., 2021). En el pasado, las fibras ópticas fueron líderes en la capacidad de transporte de datos, pero con los avances en la tecnología electrónica y el cumplimiento de la ley de Moore, la capacidad de procesamiento de datos electrónicos ha superado la capacidad de transporte de datos por fibras ópticas (Winzer et al., 2018).

Para abordar estos desafíos, han surgido tecnologías avanzadas que ofrecen mejoras significativas tanto en la capacidad de transmisión como en la eficiencia energética. Entre estas innovaciones destacan los circuitos fotónicos integrados (PICs, por sus siglas en inglés), dispositivos que combinan elementos ópticos y electrónicos en un solo sistema (Shaker et al., 2023). Los PICs no solo permiten velocidades de transmisión muy superiores a las de las soluciones tradicionales, sino que también ofrecen un consumo energético más bajo, lo cual resulta fundamental para mantener la sostenibilidad de la infraestructura tecnológica actual. Estos dispositivos representan un avance significativo, pues permiten una transmisión y un procesamiento de datos de alta capacidad y eficiencia, esenciales para satisfacer las demandas actuales y futuras de las tecnologías emergentes (Bamiedakis et al., 2013; Chovan & Uherek, 2018).

Además de la fotónica clásica, el desarrollo de la fotónica cuántica ha abierto nuevas fronteras en el procesamiento y transmisión de información, superando las limitaciones de las tecnologías ópticas convencionales (Politi et al., 2009). En esta área de la física cuántica, los fotones actúan como portadores de información cuántica, aprovechando propiedades como la superposición y el entrelazamiento para realizar tareas que trascienden las capacidades de la tecnología en óptica clásica. La fotónica cuántica resulta especialmente relevante en aplicaciones de alta complejidad, como la comunicación segura y la computación cuántica (Browne et al., 2017).

Dentro de estas tecnologías, la modulación electroóptica es una herramienta crucial, con aplicaciones en una amplia gama de áreas, desde la comunicación óptica hasta la fotónica de microondas, la informática y la emergente fotónica cuántica (M. Li et al., 2020; Zhang et al., 2021).

Entre los dispositivos de óptica integrada más importantes, el interferómetro Mach-Zehnder (MZI, por sus siglas en inglés) ha ganado popularidad como modulador electroóptico debido a su diseño sencillo y su capacidad para manipular la fase de la luz. La combinación de moduladores electroópticos con dispositivos MZI ha creado nuevas oportunidades para la fotónica cuántica, facilitando el control y procesamiento de información cuántica. En contraste con los bits clásicos, la unidad básica de información cuántica o bit cuántico denominado qubit o cúbit, ofrecen la posibilidad de realizar cálculos y procesamientos complejos, aprovechando la superposición y otras propiedades cuánticas. Un cúbit se puede obtener con cualquier sistema de dos niveles, como fotones polarizados, partículas de espín 1/2, átomos excitados y átomos en estado fundamental (Wittek, 2014). Dentro de los cuales, con relación a las aplicaciones con luz, destaca el cúbit de camino óptico. En este caso, un fotón puede propagarse simultáneamente por dos caminos ópticos diferentes gracias a la superposición cuántica. Un MZI permite combinar y manipular estos caminos, lo cual posibilita modular el cúbit de manera óptica. Este avance abre posibilidades significativas para el desarrollo de aplicaciones de computación cuántica y procesamiento de información avanzada (Sinatkas et al., 2021).

Existen varios enfoques para la modulación electroóptica, como la dispersión de plasma portador, la electroabsorción y el efecto Pockels. De todos ellos, el efecto Pockels destaca por su capacidad para proporcionar una modulación de índice de refracción lineal ultrarrápida en un espectro óptico amplio, sin introducir pérdidas adicionales (Ortmann et al., 2019).

Entre los materiales más utilizados para estos moduladores se encuentra el niobato de litio (LiNbO₃), ampliamente empleado debido a su alto coeficiente electroóptico (30 pm/V) y bajas pérdidas ópticas. Los

avances recientes han permitido desarrollar moduladores integrados de niobato de litio en película delgada, alcanzando anchos de banda superiores a 100 GHz. Además, se ha explorado el uso de otros materiales ferroeléctricos como el titanato de lantano (LaTiO₃) y el titanato de circonato de plomo (PZT), que presentan coeficientes electroópticos aún más elevados y permiten modulación eficiente a bajos voltajes (Y. Li et al., 2024).

Sin embargo, la búsqueda de mayor eficiencia y menor consumo energético ha impulsado el desarrollo de nuevos materiales ferroeléctricos con coeficientes electroópticos más elevados. Entre ellos destacan el titanato de bario (BaTiO₃, BTO) (Karvounis et al., 2020). El BTO ofrece coeficientes electroópticos significativamente superiores a los del niobato de litio, lo que permite una modulación eficiente a bajos voltajes. Gracias a estas propiedades, el BTO se posiciona como un material prometedor para sistemas fotónicos integrados y aplicaciones de comunicación óptica de alta velocidad. (Ortmann et al., 2019).

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo general

El objetivo general del proyecto es diseñar un modulador electroóptico basado en guías de onda híbridas de titanato de bario y nitruro de silicio para procesamiento de información con interferómetros Mach-Zehnder (IMZ).

1.2.2 Objetivos específicos

Para alcanzar el objetivo general, será necesario llevar a cabo los siguientes objetivos particulares:

- 1. Identificar los parámetros óptimos para la síntesis de nitruro de silicio con índice de refracción adecuado para el desarrollo de dispositivos fotónicos.
- 2. Identificar las condiciones que permitan crecer el titanato de bario (BTO) en forma policristalina mediante la técnica de erosión iónica y tratamientos térmicos adecuados.
- 3. Hacer un estudio de las propiedades ópticas del BTO en función de las temperaturas de recocido del material.

- 4. Fabricar guías de onda de SiN siguiendo la metodología desarrollada en el grupo de trabajo.
- 5. Realizar simulaciones numéricas del efecto electroóptico en cristales de titanato de bario (BTO) en diferentes configuraciones, incluyendo una guía de onda rectangular de nitruro de silicio (SiN) sobre BTO y dióxido de silicio (SiO₂) sobre sustrato de silicio (Si).
- 6. Proponer un diseño de un interferómetro Mach-Zehnder basado en guías de onda híbridas de titanato de bario y nitruro de silicio.
- 7. Simular la aplicación del interferómetro Mach-Zehnder integrado para la preparación de qubits de camino óptico en condiciones realistas.

Capítulo 2. Guías de onda ópticas y circuitos fotónicos integrados.

A medida que la era digital avanza, la necesidad de mayores velocidades de procesamiento y transmisión de datos también crece. La fotónica integrada, también conocida como óptica integrada, surge como una solución disruptiva que aprovecha los grados de libertad de la luz para procesar y transmitir información. Esta tecnología combina en un solo chip varios dispositivos y componentes ópticos que permiten generar, combinar, acoplar y modular estados clásicos y/o cuánticos, entre muchas otras funciones. Las guías de onda ópticas proporcionan los enlaces entre estos componentes.

El Capítulo 2 de la tesis aborda los fundamentos esenciales de las guías de onda ópticas y su papel crucial en los circuitos fotónicos integrados. Se exploran los principios teóricos de las guías de onda, las diferentes aproximaciones electromagnéticas involucradas y los distintos tipos de guías de onda, como las planas, de canal e híbridas. También se incluyen los principales componentes fotónicos basados en estas guías, tales como los divisores de potencia Y, los acopladores direccionales (con su teoría de modos acoplados) y el interferómetro Mach-Zehnder (MZI).

En la sección de moduladores fotónicos integrados, se analiza el efecto Pockels (EP) y los moduladores EO, incluyendo los moduladores de intensidad. El capítulo concluye con una discusión sobre los materiales EO, enfocándose en el BTO, y la metodología utilizada para calcular los parámetros teóricos en la simulación de estructuras híbridas.

2.1 Guías de onda ópticas: Fundamentos teóricos

Las guías de onda ópticas son la base de los dispositivos de fotónica integrada. Son estructuras capaces de confinar y transmitir señales electromagnéticas entre dos o más puntos de interés. Esta tecnología tiene muchas aplicaciones importantes, que van desde la transmisión continua de datos en telecomunicaciones (Puttnam et al., 2021; Saleh & Teich, 2019) hasta el uso de sensores ópticos (Butt et al., 2022; Peng et al., 2023) y dispositivos cuánticos (Elshaari et al., 2020).

Además, las guías de onda ópticas han permitido miniaturizar los circuitos ópticos al confinar la luz en dimensiones muy pequeñas, lo que aumenta su eficiencia y reduce el tamaño del dispositivo. Estas

estructuras pueden confinar la luz en una dimensión (1D) o en dos dimensiones (2D). Dependiendo del caso, se clasifican en guías de onda planas (1D) y guías de onda de canal (2D).

Las guías de ondas planas y de canal están compuestas de dos o más materiales, como se puede ver en la Figura 2. El índice de refracción de los materiales debe cumplir la siguiente condición: $n_n > n_s \ge n_c$, donde el índice de refracción mayor debe de estar en el núcleo (n_n) , el índice de refracción del sustrato (n_s) debe de ser menor al del núcleo y el índice de refracción de la cubierta (n_c) debe de ser menor o igual a la del sustrato.

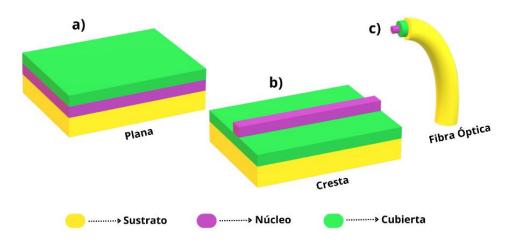


Figura 2. Tipos de guías de onda ópticas y sus componentes.

La óptica geométrica, permite comprender de manera sencilla el funcionamiento básico de una guía de onda. Este enfoque se basa en la ley de Snell y en el fenómeno de reflexión interna total, lo que permite realizar una descripción macroscópica del comportamiento de la luz. Aunque esta aproximación ofrece información útil para analizar guías de onda cuyos espesores son considerablemente mayores que la longitud de onda de la luz utilizada resulta insuficiente para describir con precisión los fenómenos que ocurren en estructuras cuyas dimensiones son del mismo orden o menores que la longitud de onda.

En la Figura 3, se puede observar la configuración de una guía de onda plana (1D). Una película de un material dieléctrico con espesor **d**, denominada núcleo, que está rodeada por materiales con menor índice de refracción. Con estas características, un rayo de luz puede ser confinado dentro de núcleo por reflexión total interna, generando reflexiones sucesivas dentro del núcleo, describiendo una trayectoria inclinada respecto al eje de propagación z, siempre y cuando se satisfaga la Ec. 1:

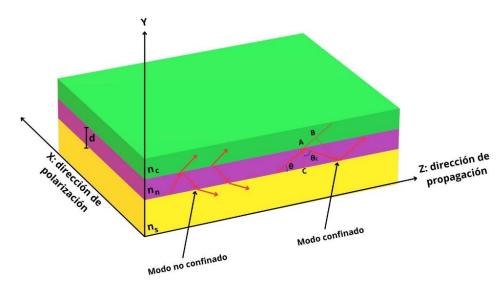


Figura 3. Configuración de una guía de onda plana dieléctrica (adaptada de (Saleh & Teich, 2019)).

$$\theta < \theta c = \frac{\pi}{2} - sen^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) = cos^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right).$$
 (1)

En el caso de que θ sea menor al ángulo crítico θ c, ángulo mínimo de incidencia en el cual se produce la reflexión, no se cumplirá el principio de reflexión total interna, por lo tanto, los rayos se refractarán y se perderá su intensidad en cada interacción con las interfaces de las superficies.

En las guías 2D, el confinamiento ocurre en dos dimensiones espaciales, lo que modifica las condiciones de propagación en comparación con las guías 1D. En este caso, la luz también está confinada transversalmente (ejes x e y), lo que genera una interacción más compleja con la estructura. Debido a que estas guías tienen dimensiones comparables a la longitud de onda de operación (<1550 nm), la aproximación geométrica de rayos resulta insuficiente, por lo que su análisis requiere el uso de la teoría electromagnética.

2.2 Aproximación electromagnética

La luz es, según la teoría clásica, el flujo de radiación electromagnética a través del espacio libre o a través de un medio en forma de campos eléctricos y magnéticos. La radiación electromagnética se propaga en forma de dos ondas vectoriales mutuamente perpendiculares y acopladas: el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ y el campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$. Estas dos magnitudes vectoriales dependen de la posición (\mathbf{r}) y del tiempo (t).

Por lo tanto, para describir correctamente la propagación de la luz en un medio, ya sea el vacío o un material, es necesario conocer cómo varían los campos eléctricos y magnéticos en el espacio y en el tiempo. Estos campos deben cumplir un conjunto de ecuaciones acopladas, conocidas como ecuaciones de Maxwell, que describen cómo interactúan y se propagan (Lifante, 2003).

Las ecuaciones de Maxwell forman un conjunto de cuatro ecuaciones acopladas que involucran el vector del campo eléctrico y magnético de la luz. En su forma diferencial, las ecuaciones de Maxwell para la luz que se propaga en espacio libre son:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \tag{3}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},\tag{4}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$
 (5)

Donde las constantes ε_0 y μ_0 representan la permitividad dieléctrica y la permeabilidad magnética en el vació, respectivamente. Para describir el campo electromagnético en un material es necesario definir dos magnitudes vectoriales adicionales: el vector de desplazamiento eléctrico $\mathbf{D}(\mathbf{r},t)$ y el vector de densidad de flujo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$. Las ecuaciones de Maxwell para un medio que involucran estas dos magnitudes y los campos eléctrico y magnético se expresan como:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \tag{6}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{7}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},\tag{8}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t},\tag{9}$$

donde $\rho(\mathbf{r},t)$ y $J(\mathbf{r},t)$ denotan la densidad de carga y el vector de densidad de corriente, respectivamente. El escenario más común en óptica es un medio sin cargas eléctricas libres, por lo que la Ec. (6) se reescribiría como:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \tag{10}$$

Para resolver estas ecuaciones diferenciales acopladas es necesario establecer relaciones entre los vectores **D** y **E**, **J** y **E**, y los vectores **H** y **B**. Estas relaciones se denominan relaciones constitutivas, y dependen de las características de cada medio de propagación. Para un medio lineal, homogéneo e isótropo, las relaciones constitutivas se escriben como:

$$D = \varepsilon E, \tag{11}$$

$$B = \mu H, \tag{12}$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}.\tag{13}$$

Aquí ε es la permitividad dieléctrica, μ es la permeabilidad magnética y σ es la conductividad del medio. El hecho de suponer un medio homogéneo implica que las constantes ópticas del medio ε , μ y σ no son dependientes del vector de posición \mathbf{r} . Finalmente, en un medio isótropo estas constantes ópticas son magnitudes escalares e independientes de la dirección de los vectores \mathbf{E} y \mathbf{H} , lo que implica que los vectores \mathbf{D} y \mathbf{J} son paralelos al campo eléctrico \mathbf{E} , y el vector \mathbf{B} es paralelo al campo magnético \mathbf{H} . Mediante el uso de las relaciones constitutivas para un medio lineal, homogéneo e isótropo, las ecuaciones de Maxwell se pueden escribir como:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \tag{14}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \tag{15}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \tau},\tag{16}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$
 (17)

Al combinar adecuadamente estas cuatro ecuaciones diferenciales, se pueden derivar dos ecuaciones en derivadas parciales, una que describe el comportamiento del campo eléctrico y otra para el campo magnético:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \tau} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \tau^2},\tag{18}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}.$$
 (19)

Estas dos ecuaciones diferenciales se conocen como ecuaciones de onda para un medio material.

En el caso de un medio dieléctrico perfecto, donde se incluyen la mayoría de los materiales de sustrato utilizados para los dispositivos ópticos integrados, como vidrios, cristales ferroeléctricos o polímeros, las ecuaciones de Maxwell se simplifican. Dado que en un medio dieléctrico la conductividad es $\sigma=0$, las Ec (18) y (19) se simplifican en las formas:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \tau^2},\tag{20}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}.$$
 (21)

Cada una de estas ecuaciones de onda vectorial puede descomponerse en tres ecuaciones escalares de onda, formuladas de la siguiente manera:

$$\nabla^2 \xi = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2},\tag{22}$$

Donde la variable escalar $\xi({\pmb r},t)$ representa cualquiera de las seis componentes cartesianas de los campos eléctrico y magnético. La solución de esta ecuación corresponde a una onda en propagación, cuya velocidad de fase v está dada por:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}. (23)$$

Por lo general, es útil expresar la velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas en un medio v en términos de la velocidad de la luz en el vacío c, mediante la relación:

$$v = \frac{c}{n'} \tag{24}$$

Donde n es el índice de refracción del medio dieléctrico. El índice de refracción se relaciona con la constante óptica del material, así como con la permitividad dieléctrica y la permeabilidad magnética del vacío, mediante la expresión:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}}. (25)$$

Una forma de resolver las ecuaciones de onda, Ec. (22), es asumir como solución ondas monocromáticas, las cuales exhiben un comportamiento sinusoidal a lo largo del tiempo. Empleando notación compleja, estas pueden expresarse mediante la siguiente forma:

$$E(r,t) = Re[E(r)e^{+iwt}], (26)$$

$$H(r,t) = Re[H(r)e^{+iwt}], (27)$$

donde E(r) y H(r) denotan las amplitudes complejas de los campos eléctrico y magnético, respectivamente. La frecuencia angular ω que caracteriza a la onda monocromática está relacionada con la frecuencia v y el periodo T:

$$\omega = 2\pi \nu = 2\pi/T. \tag{28}$$

Al sustituir las soluciones en forma de ondas monocromáticas dadas en las ecuaciones (26) y (27) dentro de la ecuación de onda (22), se obtiene una ecuación reformulada, aplicable exclusivamente a ondas monocromáticas, la cual es conocida como la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}) + k^2 U(\mathbf{r}) = 0, \tag{29}$$

donde ahora U(r) representa cada una de las seis componentes cartesianas de los vectores E(r) y H(r) definidos en Ec. (22) (Lifante, 2003).

2.2.1 Modos ópticos

Los modos ópticos representan campos electromagnéticos confinados dentro de estructuras dieléctricas, como las guías de ondas. Estos campos electromagnéticos se propagan manteniendo una distribución transversal y polarización constante a lo largo del eje de propagación (Saleh & Teich, 2019). Los modos son las soluciones de la ecuación de onda bajo las condiciones de contorno específicas de la guía, esto quiere decir que para diferentes geometrías, tamaños y formas se tendrán distintos modos. Cada modo está caracterizado por su propia estructura espacial y distribución de energía, y solo ciertos modos cumplen con las condiciones necesarias para mantenerse confinados. Cada modo se propaga con un índice de refracción efectivo n_{eff} , definido como (Yariv & Yeh, 2007):

$$n_{eff}(\omega) = \frac{c\beta(\omega)}{\omega}.$$
 (30)

La constante de propagación β determina si el campo varió sinusoidal o exponencialmente. Para garantizar el confinamiento en guías de onda, debe cumplirse:

$$\frac{n_n \omega}{c} < \beta < \frac{n_c \omega}{c}.\tag{31}$$

Donde n_n y n_c son los índices de refracción del núcleo y cubierta, respectivamente (ver Figura 4).

En las guías de onda planas, los modos transversales que se propagan corresponden a las polarizaciones TE y TM. Esto significa que las propiedades del modo, como su perfil de intensidad y polarización, son uniformes en cada punto a lo largo de la dirección de propagación de la guía de ondas. Los modos transversal eléctrico, TE, tienen su campo eléctrico perpendicular al plano de incidencia, con componentes E_y , H_x , H_z , mientras que los modos transversal magnético, TM, tienen su campo magnético perpendicular al plano de incidencia, con componentes H_y , E_x , E_z .

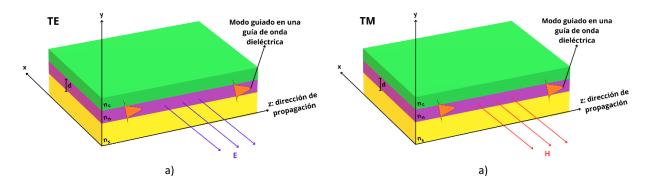


Figura 4. a) Modos TE y b) TM en una guía de ondas dieléctrica plana.

2.2.2 Guías de onda de canal

A diferencia de las guías de onda planas, las guías de onda de canal confinan la luz en dos direcciones transversales (ejes x y y). Aunque el principio de funcionamiento en las guías de onda bidimensionales es básicamente el mismo al de las guías de onda planas, el análisis teórico de las soluciones es más extenso. Este se puede consultar en las referencias (Lifante, 2003; Okamoto, 2000; Yariv & Yeh, 2007).

Las geometrías más comunes utilizadas para la definición de guías de onda de canal en los dispositivos de fotónica integrada son las guías de onda tipo cresta y las guías de onda incrustada (Figura 5). Este trabajo se enfoca en el estudio de una estructura tipo cresta, las cuales tienden a tener pérdidas de propagación relativamente altas (1 dB/cm) debido a la rugosidad de las paredes superior y laterales que definen el canal óptico. Una forma de reducir las pérdidas de este tipo de guías de onda es depositar un material sobre la estructura que sirva como revestimiento cubriendo los canales ópticos.

En las guías de onda de canal no existen modos TE y TM puros, en su lugar, se consideran dos familias de modos electromagnéticos transversales híbridos (TEM). Estos modos están fuertemente polarizados a lo largo de la dirección x o y (siendo z la dirección de propagación). Por lo tanto, se pueden clasificar según el componente principal del campo eléctrico asociado con la radiación electromagnética.

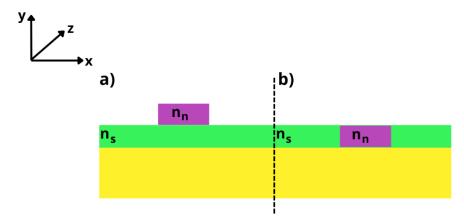


Figura 5. Guías de onda de canal (2D): a) guía de onda tipo cresta; b) guía de onda incrustada.

Los modos cuyo campo eléctrico principal está alineado con el eje x se denominan modos E_{pq}^{x} , y su comportamiento es similar a los modos TM en una guía de onda plana, lo que lleva a llamarlos cuasi-TM. Aquí, los subíndices p y q denotan el número de nodos del campo eléctrico E_{x} , en las direcciones x, y, respectivamente. De manera similar, los modos E_{pq}^{y} tienen E_{y} como componente principal del campo eléctrico y están relacionados con los modos TE en una guía de onda plana, por lo que se consideran como modos cuasi-TE. Dado que un análisis modal exacto para guías de onda 2D es complicado, incluso para una estructura rectangular simétrica simple, es necesario recurrir a aproximaciones. Existen diversos métodos numéricos que brindan buenos resultados en este tipo de análisis (Okamoto, 2000).

2.2.3 Guías de ondas híbridas

La nanotecnología ha proporcionado una riqueza en la manipulación de las propiedades ópticas a escala nanométrica, generando nuevas posibilidades en el diseño de dispositivos fotónicos. Uno de los enfoques en esta área es la posibilidad del diseño de nuevas estructuras para ser utilizadas como guías de ondas. En particular, las guías de ondas híbridas, formadas al apilar dos o más materiales para formar el núcleo de las guías de ondas, permiten aprovechar las ventajas de las propiedades ópticas, mecánicas, eléctricas, entre otras, de cada material. Esto ofrece una gran versatilidad en aplicaciones de fotónica integrada. Estas guías de onda híbridas, por ejemplo, pueden mejorar la eficiencia de moduladores, interferómetros y otros dispositivos que son fundamentales en aplicaciones como las telecomunicaciones, en el procesamiento de señales y la computación cuántica. Su integración en chips fotónicos abre el camino hacia sistemas ópticos más compactos y de alto rendimiento. Entre los materiales comúnmente utilizados en guías de onda híbridas destacan el silicio, niobato de litio, el óxido de zinc, algunos polímeros, el nitruro de silicio, el

titanato de bario, entre otros. Estos dos últimos son particularmente relevantes para el trabajo presentado en este documento.

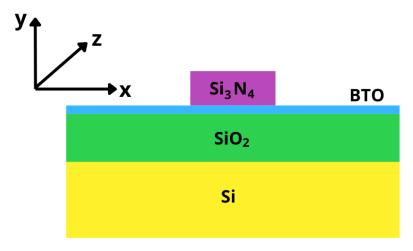


Figura 6. Esquema del perfil de transversal de la guía de onda híbrida.

Este trabajo se centra en el diseño de un modulador óptico basado en guías de onda híbridas tipo cresta de BTO y SiN, ver Figura 6. Al tener un núcleo compuesto por dos materiales se genera un modo híbrido que viaja en la interfaz de los dos materiales.

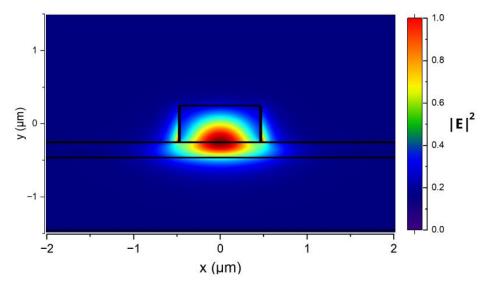


Figura 7. Perfil transversal del modo fundamental TE a una longitud de onda de $1.55~\mu m$.

La Figura 7 presenta la sección transversal de una guía de onda híbrida de canal tipo cresta, con la misma configuración de materiales de la Figura 6, en donde se tiene el modo fundamental cuasi-TE, confinado en la interfaz del SiN y el BTO. A partir de esta configuración transversal es posible diseñar guías de onda en

forma de S, divisores Y, acopladores direccionales e interferómetros Mach-Zehnder. Estos componentes son fundamentales para el control y la manipulación de la luz en sistemas fotónicos integrados.

2.3 Componentes fotónicos basados en guías de ondas ópticas

Como se ha descrito en las secciones anteriores, las guías de onda permiten fabricar una variedad de dispositivos con diferentes configuraciones, como guías con curvaturas, rejillas de acoplamiento, acopladores direccionales, moduladores, entre otros. En este trabajo, nos centramos en 3 diseños principales: los divisores de potencia Y, los acopladores direccionales e interferómetros Mach-Zehnder, que son la clave en la implementación de los dispositivos propuestos.

2.3.1 Divisores de potencia Y

Los divisores de potencia 1x2 son componentes capaces de distribuir de manera equitativa la potencia de la luz que viaja en una guía de onda recta entre dos guías de salida, ver Figura 8.

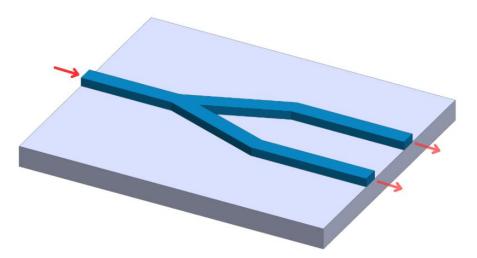


Figura 8. Esquema de un divisor de potencia 1×2 basado en guías de ondas.

Para asegurar una división eficiente, es necesario diseñar cuidadosamente los radios de curvatura entre las ramas y la conexión entre ellas, ya que cualquier deficiencia en este aspecto, puede provocar pérdidas de potencia. Existen dos formas de separar las ramas, utilizando guías de onda completamente rectas o guías de onda con curvatura, estas últimas presentan ventajas, dado que tienen menos pérdidas por propagación. En el caso de los divisores simétricos la potencia de entrada se reparte al 50% entre las guías

de salida. No obstante, también se pueden diseñar divisores asimétricos para dividir la potencia en diferentes proporciones, estos se conocen como divisores 1 x N. de guías ópticas.

2.3.2 Acopladores direccionales

Un acoplador direccional es un dispositivo óptico conformado por dos guías de onda dispuestas en paralelo y lo suficientemente cercanas, cuenta con dos puertos de entrada y dos puertos de salida, ver Figura 9. El principio de funcionamiento de estos dispositivos se basa en el intercambio periódico de energía óptica entre dos guías de onda adyacentes, inducido por la superposición de las ondas evanescentes de los modos de propagación. Este efecto se puede describe mediante la teoría de modos acoplados, la cual se detalla en 2.3.2.1. Al diseñar el acoplador, factores como el espacio entre las guías y la longitud del acoplador son parámetros críticos que permiten controlar la relación de potencia transmitida entre los puertos de salida, la cual se puede establecer con cualquier valor entre 0 y 1.

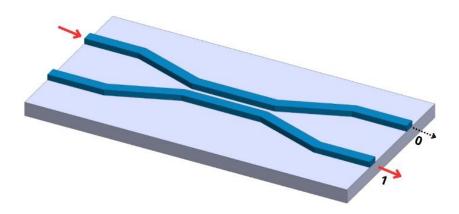


Figura 9. Esquema de un acoplador direccional que funciona como un divisor de potencia basado en guías de ondas.

2.3.2.1 Teoría de modos acoplados

Como hemos visto en las secciones anteriores, en guías de onda axiales uniformes, los modos de propagación propios de las guías de onda satisfacen las condiciones de ortogonalidad entre sí. Sin embargo, cuando dos guías de onda se acercan lo suficiente, como se observa en la Figura 10, los modos ópticos de cada guía de onda pueden interferir entre sí.

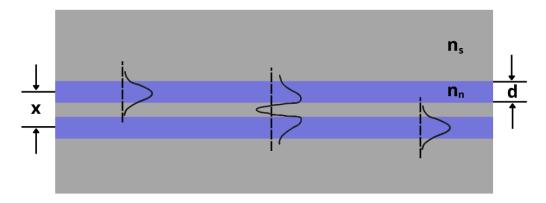


Figura 10. Representación esquemática de la teoría de modos en dos guías de onda.

Los modos propios de cada guía de onda antes del acoplamiento satisfacen las siguientes ecuaciones de Maxwell (Lifante, 2003; Okamoto, 2000):

$$\nabla \times \boldsymbol{E}_{p} = -j\omega \mu_{0} \boldsymbol{H}_{p,} \qquad (p = 1,2)$$
 (32a)

$$\nabla \times \boldsymbol{H}_p = -j\omega \varepsilon_0 N_p^2. \qquad (p = 1,2)$$
 (32b)

Aquí $N_p^2(x,y)$ representa la distribución del índice de refracción de cada guía de onda. Suponemos que los campos electromagnéticos de la guía de onda acoplada pueden ser expresados como la suma de los modos propios de cada guía de onda:

$$\boldsymbol{E} = A(z)\boldsymbol{E}_1 + B(z)\boldsymbol{E}_2,\tag{33a}$$

$$\mathbf{H} = A(z)\mathbf{H}_1 + B(z)\mathbf{H}_2. \tag{33b}$$

La suma de los modos propios de cada guía de onda ${\it E}$ y ${\it H}$ deberían de satisfacer las ecuaciones de Maxwell.

En los acopladores direccionales, los modos acoplados en un sistema direccional se pueden describir utilizando las soluciones de las amplitudes de los campos en cada una de las guías de onda A(z) y B(z):

$$A(z) = [a_1 e^{jqz} + a_2 e^{-jqz}] \times e^{-j\delta z},$$
 (34a)

$$A(z) = [b_1 e^{jqz} + b_2 e^{-jqz}] \times e^{j\delta z},$$
 (34b)

Aquí, δ se expresa como la diferencia de las contantes de propagación entre la guía 1 y 2, como $\delta=\frac{(\beta_2-\beta_1)}{2}$, con $(\beta_1>0,\beta_2>0)$, q es un parámetro desconocido que se debe determinar y a_1,a_2,b_1,b_2 son constantes que dependen de las condiciones iniciales. Estas soluciones deben de satisfacer:

$$a_1 + a_2 = A(0),$$
 (35a)

$$b_1 + b_2 = B(0),$$
 (35b)

Sustituyendo las soluciones anteriores en las ecuaciones de modos acoplados y aplicando condiciones iniciales, obtenemos las expresiones finales para las amplitudes A(z) y B(z):

$$A(z) = \left\{ \left[\cos(qz) + j\frac{\delta}{q}\sin(qz) \right] A(0) - j\frac{k}{q}\sin(qz) B(0) \right\} e^{-j\delta z}, \tag{36a}$$

$$B(z) = \left\{ -j\frac{k}{q}\sin(qz)A(0) + \left[\cos(qz) - j\frac{\delta}{q}\sin(qz)\right]B(0) \right\} e^{j\delta z},\tag{36b}$$

donde q está dado por:

$$q = \sqrt{k^2 + \delta^2},\tag{37}$$

y k es el coeficiente de acoplamiento.

En un caso práctico donde la luz se acopla solo en una guía de onda $(A(0) = A_0, B(0) = 0)$, la potencia óptica en la dirección de propagación z en las guías se expresa como:

$$P_a(z) = |A(z)|^2 |A_0|^2 = 1 - F \sin^2(qz), \tag{38a}$$

$$P_b(z) = |B(z)|^2 |A_0|^2 = F \sin^2(qz),$$
 (38b)

donde F es la eficiencia máxima de acoplamiento de potencia, dada por:

$$F = \left(\frac{k}{q}\right)^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta}{k}\right)^2}.$$
 (39)

Otro concepto importante en el diseño de estos dispositivos es el parámetro conocido como longitud de acoplamiento (L_c) , que corresponde a la distancia en la dirección de propagación donde ocurre el primer máximo completo de acoplamiento de potencia entre las las guías de onda, dado por:

$$L_c = \frac{\pi}{2q} = \frac{\pi}{2\sqrt{k^2 + \delta^2}}. (40)$$

Las estructuras diseñadas en este documento tienen constantes de propagación iguales ($\beta_1 = \beta_2$, por lo tanto $\delta_0 = 0$), la longitud para el 100% de acoplamiento de potencia es:

$$L_c = \frac{\pi}{2k} = \frac{\lambda}{2\Delta n}.\tag{41}$$

Aquí Δn es la diferencia de los índices efectivos de los modos par e impar para cada modo en específico.

2.3.3 Interferómetro Mach-Zehnder (MZI)

En el contexto de los dispositivos fotónicos, los MZI son dispositivos que dividen la señal óptica en dos caminos, manipulan la fase de la luz, y luego la recombinan. La diferencia de fase entre los dos caminos al recombinar la luz genera interferencia constructiva o destructiva en la salida del dispositivo, permitiendo medir cambios en el entorno.

Es posible fabricar un MZI utilizando dos acopladores direccionales. Considerando el caso donde la luz se acopla en la guía de onda superior de un MZI. En este caso los acopladores direccionales que conforman el MZI tienen la misma estructura, los parámetros $\delta=0$ y q=k son iguales. Considerando que la potencia se inyecta por A_0 , las ecuaciones 42a y 42b permiten calcular las amplitudes de las salidas de un acoplador direccional (Saleh & Teich, 2019):

$$A_1 = A_0 \cos(k\iota),\tag{42a}$$

$$B_1 = -jA_0 \sin(k\iota), \tag{42b}$$

Aquí, ι representa la longitud de acoplamiento, Este parámetro indica hasta qué punto los modos ópticos se transfieren de una guía de onda a otra. Aunque es similar al concepto de longitud de acoplamiento L_c , se diferencia en que considera la transferencia de energía no solo en las secciones rectas del acoplador, sino también en las zonas donde las guías de onda presentan curvaturas, ver Figura 11.

Si tenemos un acoplador de 3~dB (el dispositivo funciona como un divisor de haz óptico 50/50), con $k\iota=\frac{\pi}{4}$, los valores de las amplitudes a la salida serian $A_1=\frac{A_0}{\sqrt{2}}$ y $B_1=-\frac{jA_0}{\sqrt{2}}$, lo que garantiza una división de energía equitativa.

Después de que la luz haya pasado por los dos brazos rectos del interferómetro, las amplitudes de los campos en las dos guías se ven afectadas por un término de propagación (L describe la longitud recta que forman los dos acopladores direccionales, y β es la contante de propagación). Las expresiones son:

$$A_2 = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-j\beta L},$$
 (43a)

$$B_2 = -j\frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-j(\beta L + \phi)}.$$
 (43b)

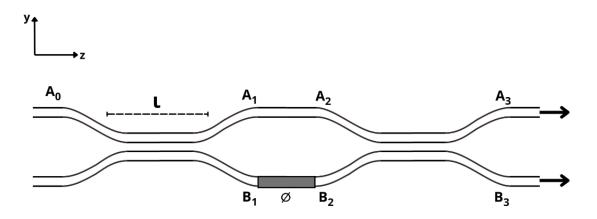


Figura 11. Interferómetro óptico Mach-Zehnder.

donde ϕ es la diferencia de fase que puede añadirse en las secciones rectas del dispositivo, lo que influye en cómo se combinan las dos ondas de la luz cuando se vuelven a recombinar. Las salidas del interferómetro se obtienen sustituyendo las Ecs. (43) en las Ecs. (36):

$$A_3 = -jA_0 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) e^{-j\beta L + \frac{j\phi}{2}},\tag{44a}$$

$$B_3 = -jA_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) e^{-j\beta L + \frac{j\phi}{2}},\tag{44b}$$

Asumiendo que el segundo acoplador también es un acoplador de 3 dB con $k\iota=\frac{\pi}{4}$. La intensidad óptica en cada puerto de salida está dada por:

$$|A_3| = |A_0|^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right),$$
 (45a)

$$|B_3| = |A_0|^2 \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right).$$
 (45b)

A partir de estas ecuaciones, se observa que la luz puede cambiarse del puerto A al B o viceversa cambiando la fase ϕ entre π y cero.

2.3.4 Interferómetro Mach-Zehnder: Aplicación a la evolución de estados cuánticos

El MZI es un dispositivo que manipula el camino de un fotón utilizando divisores de haz y desfasadores. Se usa en óptica cuántica y computación cuántica para estudiar interferencia y superposición. Para el desarrollo de la aplicación de los MZI en aplicaciones en la evolución de estados cuánticos es importante iniciar con los conceptos que integran su funcionamiento, en primer lugar, se compone de dos divisores de haz y una sección de modulación, que genera un desfase controlado en las trayectorias de los modos ópticos. Los elementos del dispositivo y sus correspondientes operadores pueden representarse utilizando notación matricial (Ekert, 1998):

Divisor de haz ($\hat{\mu}_{BS}$): es un componente óptico que divide un haz de luz en dos caminos con una probabilidad específica. En términos generales, un divisor de haz modela con coeficientes de transmisión (T) y reflexión (R), que cumplen la relación de conservación de energía Ec. (46). Este elemento describe cómo se divide la intensidad de la luz incidente entre los puertos de salida del dispositivo.

$$|T|^2 + |R|^2 = 1. (46)$$

La matriz respectiva para un divisor de haz viene dada como:

$$\hat{\mu}_{BS} = \begin{bmatrix} \sqrt{T} & \sqrt{R} \\ \sqrt{R} & -\sqrt{T} \end{bmatrix},\tag{47}$$

Retardador de fase (M_ϕ) : Los retardadores de fase se utilizan para controlar la fase relativa entre las componentes de una onda. En los MZI, un retardador de fase puede ser utilizado para ajustar la interferencia entre dos caminos de luz, permitiendo la manipulación de las señales ópticas con precisión. Para fines prácticos la matriz M_ϕ , será específica para la aplicación del desfasamiento aplicado en MZI con dos secciones de desfase.

$$M_{\phi} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_0} & 0\\ 0 & e^{i\phi_1} \end{bmatrix}. \tag{48}$$

Una vez descrito los componentes que conforman un dispositivo MZI, podemos desarrollar la evolución de un estado dado, que interactúa con el dispositivo. En la Figura 12, se presenta un ejemplo de la evolución de un fotón en un MZI (Ekert, 1998):

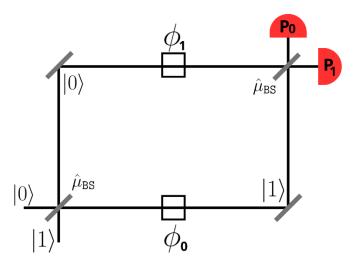


Figura 12. Esquema de un modulador MZI

Aquí $|0\rangle$ y $|1\rangle$ representan una base de caminos ópticos. Es decir, el puerto por el cual se inyecta la luz que en la base canónica se escriben como $|0\rangle = (1\ 0)^T$ y $|1\rangle = (0\ 1)^T$, donde T es la transpuesta.

La evolución completa del sistema está dada por las tres matrices que interactúan con el estado de entrada. Supongamos que el estado inicial es $|\psi_i\rangle=\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}$, la evolución completa del sistema en orden seria:

$$|\psi_f\rangle = \hat{\mu}_{BS} M_{\phi} \hat{\mu}_{BS} |\psi_i\rangle, \tag{49}$$

Al aplicar el primer $\hat{\mu}_{BS}$ al estado de entrada tenemos:

$$\hat{\mu}_{BS}|\psi_i\rangle = \begin{bmatrix} \sqrt{0.5} & \sqrt{0.5} \\ \sqrt{0.5} & -\sqrt{0.5} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \tag{50}$$

Por lo tanto:

$$|\psi_1\rangle = \hat{\mu}_{BS}|\psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle + |1\rangle), \tag{51}$$

Al aplicar M_ϕ en el estado $|\psi_1
angle$ tenemos que:

$$M_{\phi}|\psi_{1}\rangle = \begin{bmatrix} e^{i\phi_{0}} & 0\\ 0 & e^{i\phi_{1}} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1\\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i\phi_{0}}\\ e^{i\phi_{1}} \end{bmatrix}, \tag{52}$$

Por lo tanto:

$$|\psi_2\rangle = M_{\phi}|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\phi_0}|0\rangle + e^{i\phi_1}|1\rangle \right),\tag{53}$$

Finalmente, al aplicar el segundo $\hat{\mu}_{BS}$ al estado tenemos que:

$$\hat{\mu}_{BS}|\psi_{2}\rangle = \begin{bmatrix} \sqrt{0.5} & \sqrt{0.5} \\ \sqrt{0.5} & -\sqrt{0.5} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i\phi_{0}} \\ e^{i\phi_{1}} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\phi_{0}} + e^{i\phi_{1}} \\ e^{i\phi_{0}} - e^{i\phi_{1}} \end{bmatrix}, \tag{54}$$

Por lo que el estado de evolución final del sistema es:

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\phi_0} + e^{i\phi_1} \\ e^{i\phi_1} - e^{i\phi_1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} [(e^{i\phi_0} + e^{i\phi_1})|0\rangle + (e^{i\phi_0} - e^{i\phi_1})|1\rangle], \tag{55}$$

La probabilidad de detectar el fotón en $|0\rangle$ (correspondiente al primer detector) es:

$$P_0 = \left| \frac{e^{i\phi_0} + e^{i\phi_1}}{2} \right|^2 = \cos^2\left(\frac{\phi_0 - \phi_1}{2}\right),\tag{56}$$

La probabilidad de detectar el fotón en $|1\rangle$ (correspondiente al segundo detector) es:

$$P_1 = \left| \frac{e^{i\phi_0} + e^{i\phi_1}}{2} \right|^2 = \sin^2\left(\frac{\phi_0 - \phi_1}{2}\right). \tag{57}$$

Esto muestra que la diferencia de fase $\phi=\phi_0-\phi_1$ controla la interferencia, afectando a que detector llega el fotón.

2.3.4.1 Rotaciones en la esfera de Bloch generadas por la evolución de estados cuánticos en un Modulador MZI.

Para generar una representación visual clara de cómo evolucionan los cúbits bajo diferentes transformaciones en función del desfase generado por el modulador MZI, es posible representarlos en la esfera de Bloch. Dado que la cantidad de desfase que podemos generar en el sistema del MZI es amplio, podemos ejemplificar con un estado especifico, partiendo del arreglo interferométrico de la Figura 12. con T=R=0.5 y un desfasamiento total de $\phi=\frac{\pi}{2}$.

Generamos el estado final $|\psi_f\rangle=\frac{1+i}{2}|0\rangle+\frac{1-i}{2}|1\rangle$, esto siguiendo la metodología descrita en la sección anterior (2.3.4). Cualquier estado cuántico de un cúbit se puede escribir en términos de el ángulo polar $(0\leq\theta\leq\pi)$ y el ángulo azimutal $(0\leq\varphi\leq2\pi)$:

$$|\psi_x\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle,$$
 (58)

Calculando la magnitud de α y β con las que podemos obtener el ángulo polar (θ) :

$$|\alpha|^2 = |\frac{1+i}{2}|^2 = \frac{1}{2},$$
 $|\beta|^2 = |\frac{1-i}{2}|^2 = \frac{1}{2},$ (59)

Como $|\alpha|^2 = \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ y $|\beta|^2 = \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$, se obtiene:

$$\theta = \frac{\pi}{2},\tag{60}$$

Para el cálculo del ángulo polar (φ) se obtiene de la fase relativa entre α y β :

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_0 = \arg(\beta) - \arg(\beta) = -\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} = -\frac{\pi}{2},$$
 (61)

Este estado puede representarse en coordenadas cartesianas en la esfera de Bloch como un vector tridimensional (x, y, z) donde:

$$x = \sin\theta\cos\varphi,\tag{62}$$

$$y = \sin \theta \sin \varphi, \tag{63}$$

$$z = \cos \theta. \tag{64}$$

Por lo tanto, las coordenadas correspondientes a los ángulos obtenidos son: (x, y, z) = (0, -1, 0).

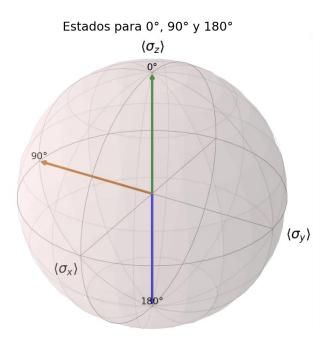


Figura 13. Rotaciones en la esfera de Bloch generadas por el sistema interferométrico (2.3.4) en función del desfase generado.

En la Figura 13 se muestra la representación del vector correspondiente a las coordenadas cartesianas calculadas en la esfera Bloch. En este punto existe una superposición entre los estados $|0\rangle$ y $|1\rangle$. Al generar un desfase de $\phi=\pi$, el estado cuántico experimenta una rotación de 180° sobre el eje Z en la esfera de Bloch. Específicamente cuando se aplica un desfase de π , el estado $|0\rangle$ (representado como (0,0,1) en la esfera de Bloch) se convierte en el estado $|1\rangle$ (representado como (0,0,-1)). Este comportamiento corresponde a la aplicación de una compuerta σ_x , que invierte el signo de la componente Z del estado cuántico. Es equivalente a una compuerta NOT, que intercambia los estados base (Fano & Blinder, 2019):

$$X|0\rangle = |1\rangle, \qquad X|1\rangle = |0\rangle.$$
 (65)

2.4 Moduladores fotónicos integrados

Existen varios enfoques para la modulación electroóptica, como la dispersión de plasma portador, la electroabsorción y la electro-refracción. Esta última destaca por su capacidad para proporcionar una modulación de índice de refracción ultrarrápida y pura en un espectro óptico amplio, sin introducir pérdidas adicionales (Ortmann et al., 2019).

Los moduladores ópticos son esenciales en las tecnologías de la fotónica y las telecomunicaciones, ya que permiten codificar información en ondas ópticas, que transportan datos a través de fibras o sistemas ópticos integrados. Los moduladores ópticos pueden modificar propiedades fundamentales de la luz, como lo son la amplitud, fase, frecuencia y polarización, permitiendo un amplio rango de aplicaciones en la transmisión de datos, procesamiento de señales ópticas, sensores, entre otras. Este trabajo se centra en los moduladores de fase electroópticos (Sinatkas et al., 2021).

2.4.1 Efecto electróptico

La electro-refracción es la capacidad que tienen ciertos materiales para cambiar sus propiedades ópticas en respuesta de un campo eléctrico aplicado. Existen principalmente dos tipos de efectos EO (Jiang et al., 2020):

- Efecto EO lineal (efecto Pockels): donde el cambio en el índice de refracción es proporcional al campo eléctrico aplicado. Este efecto solo se presenta en materiales no centrosimétricos, es decir, aquellos que carecen de un centro de simetría en su estructura cristalina y que poseen un coeficiente de susceptibilidad de segundo orden elevado.
- Efecto EO no lineal (efecto Kerr): donde el cambio en el índice de refracción es proporcional al cuadrado del campo eléctrico aplicado. A diferencia del efecto Pockels, el efecto Kerr puede ocurrir en cualquier material, ya sea centrosimétrico o no centrosimétrico. Se manifiesta en materiales con un coeficiente de susceptibilidad de tercer orden elevado y es generalmente más débil que el efecto Pockels.

El índice de refracción n de un medio electroóptico depende del campo eléctrico externo E, es decir, n = n(E). Nos enfocamos en el caso donde E es paralelo a uno de los ejes ópticos del cristal, de modo que la modificación del índice de refracción ocurre en la misma dirección. En esta situación, la dependencia con el campo puede expresarse mediante los coeficientes electroópticos del material (Saleh & Teich, 2019):

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \cdots,$$
 (66)

donde r se conoce como el coeficiente electroóptico lineal, y s es el coeficiente electroóptico no lineal.

Debido a las ventajas en cuanto a linealidad, velocidad de respuesta y eficiencia, en el presente trabajo estudiaremos moduladores EO de fase basados en el efecto Pockels (Sinatkas et al., 2021).

2.4.1.1 Efecto Pockels (EP)

El EP es un fenómeno electroóptico lineal que tiene un papel fundamental en la manipulación de la luz mediante campos eléctricos. En esencia, este efecto se manifiesta como una modificación del índice de refracción de un material en función de la intensidad del campo eléctrico aplicado. Sin embargo, es importante destacar que este efecto solo ocurre en materiales no centrosimétricos, lo que significa que deben carecer de un centro de inversión en su estructura cristalina (Chmielak et al., 2011). El cambio en el índice de refracción del material resultante de la aplicación de un campo eléctrico viene dado por:

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E, (67)$$

donde n es el índice de refracción del material EO, E es el campo eléctrico aplicado y r es el coeficiente EO. El principio de funcionamiento de un modulador de fase se puede entender observando la Figura 14. Imaginemos un cristal EO con dos electrodos colocados en la parte superior e inferior del material. Cuando el modulador está apagado, es decir, sin voltaje aplicado, la luz que pasa a través del cristal no sufre ningún cambio en su fase; continúa propagándose con su fase inicial.

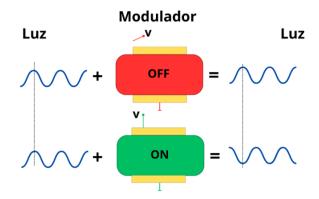


Figura 14. Principio de funcionamiento de un modulador EO.

Sin embargo, al aplicar un voltaje entre los electrodos, se genera un campo eléctrico que modifica las propiedades del material EO. Esta alteración provoca un cambio en el índice de refracción del cristal, lo que resulta en un cambio en la fase de la luz que lo atraviesa. La cantidad de cambio en la fase de la luz dependerá directamente del voltaje aplicado al modulador. Cuanto mayor sea el voltaje, mayor será el desfase introducido en la onda óptica.

2.4.2 Modulador EO integrado

El funcionamiento de un modulador de fase se puede explicar a partir de la relación entre el voltaje aplicado y el cambio de fase que experimenta la luz cuando atraviesa una guía de onda óptica de longitud L, Figura 15.

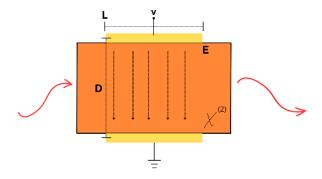


Figura 15. Esquema simplificado de un modulador de fase.

Al aplicar un campo eléctrico E a través de la guía de onda, la luz experimenta un desplazamiento de fase $\Delta \phi$, que está dado por:

$$\Delta \phi = -\frac{\pi r n^3 E L}{\lambda}.\tag{68}$$

donde r es el coeficiente EO, n es el índice de refracción, L es la longitud de la guía de onda y λ es la longitud de onda de la luz.

El campo eléctrico E se puede producir aplicando un voltaje V a través de la guía de onda con ancho d, lo que permite relacionar el campo eléctrico con el voltaje como $E=\frac{V}{d}$. Por lo tanto, es posible modular la fase de la luz variando el voltaje V aplicado al material.

En estas estructuras, se habla mucho de los voltajes de media onda V_{π} que son importantes en configuraciones más complejas, como los moduladores interferométricos. El voltaje de media onda V_{π} es el valor del voltaje que asegura un desplazamiento de fase total de 180°, o π radianes, y está dado por la siguiente ecuación:

$$V_{\pi} = \frac{\lambda d}{n^3 r L}.$$
 (69)

2.4.2.1 Modulador de intensidad

La modulación de intensidad de la luz se puede lograr colocando un modulador de fase en uno de los brazos de un IMZ. Como se discutió en la sección 2.3.3, un IMZ tiene dos brazos por los que viaja la luz. La luz que sale por los dos brazos se suma y produce interferencias constructivas y destructivas, dependiendo de cuál sea al grado de interferencia podemos modular la luz entre 0 y 1, ver Figura 16.

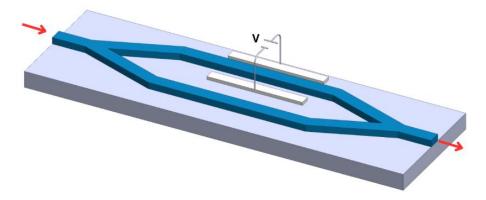


Figura 16. Esquema de un modulador de potencia basado en un IMZ.

La función de transferencia de modulación del dispositivo viene dada por:

$$P_{salida} = \frac{1}{2} P_{entrada} [1 + \cos(\Delta \phi)], \tag{70}$$

donde $\Delta\phi$ es la diferencia de fase que encuentra la luz a medida que viaja a través de los dos brazos del IMZ. Cuando la diferencia de fase es cero, la interferencia es constructiva y la potencia de salida es máxima. A medida que aumenta $\Delta\phi$, se produce interferencia destructiva, disminuyendo la potencia de salida (Minasian, 2004).

El comportamiento del modulador varía según el voltaje aplicado, ya que este modifica la diferencia de fase entre los dos brazos del interferómetro, afectando la interferencia de la luz a la salida. En función del voltaje aplicado, el funcionamiento del dispositivo se puede dividir en tres zonas clave:

• **Sin voltaje**: La diferencia de fase $(\Delta \phi)$ es nula, lo que genera interferencia constructiva y permite la transmisión máxima de luz $(P_{salida} = P_{entrada})$.

- En el punto de cuadratura: Se aplica un voltaje que induce un desfase $\Delta \phi = \frac{\pi}{2}$, situando al modulador en una región lineal, donde pequeños cambios en el voltaje generan variaciones proporcionales en la intensidad de salida.
- En el punto de extinción: Cuando $\Delta \phi = \pi$, la interferencia es completamente destructiva, minimizando la potencia de salida ($P_{salida} \approx 0$).

2.5 Materiales electrópticos

Muchos materiales inorgánicos han mostrado tener coeficientes electroópticos elevados. Hasta ahora, los más utilizados han sido el fosfato dihidrógeno de potasio (KDP) y sus isomorfos, junto con el niobato de litio (LiNbO₃). El KDP se utiliza mayormente en forma de material a granel, mientras que el niobato de litio se emplea en guías de onda. Ambos son materiales ferroeléctricos, cuyos altos coeficientes electroópticos se deben a la capacidad de los átomos ferroeléctricos de cambiar sus posiciones ante la aplicación de un campo eléctrico, lo que altera la distribución electrónica del material. Actualmente, son los materiales más utilizados en aplicaciones de modulación electroóptica. Sin embargo, en los últimos años, se ha comenzado a estudiar el titanato de bario (BTO) debido a sus características físicas y químicas sobresalientes (Miller & Mullin, 1991).

El titanato de bario (BTO) en estado a granel posee el mayor coeficiente de Pockels reportado hasta la fecha, lo que lo convierte en un material excepcionalmente prometedor para aplicaciones electroópticas avanzadas. Por esta razón, en este trabajo nos centraremos en el estudio del BTO, dada su notable potencial en este campo (Karvounis et al., 2020).

2.5.1 Titanato de bario (BTO)

El BTO es un dieléctrico óptico con una energía de banda prohibida de aproximadamente $3.2 \, \mathrm{eV}$, lo que impide la formación de excitones de baja energía y lo hace altamente transparente en el visible e infrarrojo cercano, con bajas pérdidas ópticas. Su índice de refracción moderado (~ 2.5) y su alto contraste con sustratos como el cuarzo lo hacen adecuado para guías de onda y nanoestructuras ópticas (Karvounis et al., 2020).

| Coeficiente EO | Sin restricción $\left(\frac{pm}{V}\right)$ | Con restricción $\left(\frac{pm}{V}\right)$ |
|-------------------|---|---|
| $r_{13} = r_{23}$ | 10.2 ± 0.6 | 8 ± 2 |
| r_{33} | 105 ± 10 | 40.6 ± 2.5 |
| n – n | 1200 ± 100 | 720 ± 100 |

Tabla 1. Coeficientes tensoriales electroópticos del BTO, tomado y editado de Karvounis et al., 2020.

Es un material prometedor para las aplicaciones electroópticas porque responde muy bien a los campos eléctricos. Tiene uno de los coeficientes de Pockels más grandes que se ha medido, lo que significa que es muy efectivo para cambiar su índice de refracción cuando se le aplica un campo eléctrico. Sus coeficientes electrópticos varían según la forma en que este a granel o incrustado en algún sustrato, como se puede observar en la Tabla 1.

Cuando se aplica un campo eléctrico E a un cristal como BTO, el comportamiento del índice de refracción se expresa a través del elipsoide de índices de la siguiente manera:

$$\left[\frac{1}{n_x^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_1\right] x^2 + \left[\frac{1}{n_y^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_2\right] y^2 + \left[\frac{1}{n_z^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_3\right] z^2 + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1$$
(71)

$$\Delta(\frac{1}{n^2})_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_k = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$
(72)

aquí el coeficiente EO puede describirse mediante el tensor r, cuyos elementos r_{ij} representan los coeficientes electroópticos. En presencia de simetría cristalina, como en el caso del BTO, varios elementos del tensor pueden ser iguales, opuestos o nulos. Debido a las características específicas de simetría de BTO, el tensor electroóptico presenta la siguiente forma:

$$r_{BTO} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
 (73)

En la Tabla 1 se muestran los componentes del tensor EO de BTO para cristales con y sin restricciones mecánicas. Las limitaciones mecánicas en el cristal afectan considerablemente la respuesta electroóptica. Si el BTO no tiene restricciones, un campo eléctrico inducirá una deformación debido al efecto piezoeléctrico inverso. Esto, a su vez, modifica el índice de refracción por el efecto fotoelástico. El BTO es un material ferroeléctrico que tiene una estructura cristalina tetragonal a temperatura ambiente, que se muestra en la Figura 17a, siendo la polarización espontánea paralela al eje c cristalográfico. El efecto EO se puede modelar utilizando el elipsoide de índice, que se presenta en la Figura 17b. Este tiene un rendimiento anisotrópico uniaxial negativo y, por lo tanto, el índice ordinario es mayor que el índice extraordinario.

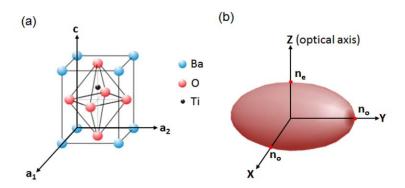


Figura 17. a) BTO estructura cristalina y (b) elipsoide de índice.

El elipsoide de índice en presencia de un campo eléctrico (Ex, Ey, Ez) viene dado por:

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z\right]x^2 + \left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z\right]y^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right]z^2 + (r_{33}E_y)yz + (r_{51}E_x)2xz = 1$$
 (74)

El rendimiento de EO de la estructura dependerá de las características estructurales del BTO, es decir en función de los coeficientes tensoriales EO del material que se emplee (Castera et al., 2015).

2.5.2 Metodología para el cálculo de parámetros teóricos en la simulación de la estructura híbrida.

Dado que la guía de onda es del tipo híbrida, el cálculo de parámetros no puede ser directo. Es necesario considerar tanto el material de la guía de onda como el material electroóptico, ya que sus propiedades

ópticas combinadas definen el índice efectivo y el comportamiento del dispositivo. En particular, el material electroóptico impacta directamente en los ajustes de fase y la respuesta al voltaje aplicado, lo que requiere una evaluación detallada de ambas estructuras en conjunto.

A. Cálculo del índice efectivo de la estructura híbrida: Utilizando un simulador de modos ópticos como Ansys Lumerical, se determina el índice efectivo del modo híbrido ($n_{eff-hib-0}$). Este cálculo es esencial para analizar el comportamiento óptico de la guía de onda bajo diferentes geometrías y formas.

B. Resolución del índice efectivo que genera un desfase de 180°: A partir de la ecuación 33 del cambio de desfase en una guía de onda, se calcula el índice efectivo necesario para producir un desfase de 180°:

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{eff} L = \pi \tag{75}$$

aquí $\Delta n_{eff-hib}$, es la diferencia de los índices efectivos con y sin voltaje de media onda. Esto conduce a la siguiente relación:

$$n_{eff-hib-\pi} = n_{eff-hib-0} - \frac{\lambda}{2L} \tag{76}$$

donde $n_{eff-hib-\pi}$ es el índice efectivo necesario para producir el desfasamiento de 180°.

- C. Cálculo del cambio en el índice de refracción del material electroóptico: Se determina el cambio necesario en el índice de refracción del material electoóptico para alcanzar el índice efectivo de media onda en la estructura híbrida, utilizando un simulador de modos ópticos. Esto permite ajustar el comportamiento óptico de la estructura según los requisitos de la aplicación.
- D. Cálculo del voltaje de media onda utilizando el efecto Pockels: Utilizando la ecuación 32 correspondiente al efecto Pockels, se calcula el voltaje de media onda (V_{π}) necesario para generar un desfase de 180° en el MEO.

$$V_{\pi} = \frac{2D \times (n_{MEO-\pi} - n_{MEO-0})}{r \times (n_{MEO-0})^3}$$
 (77)

aquí n_{MEO} es el índice de refracción del material electroóptico con $(n_{MEO-\pi})$ y sin (n_{MEO-0}) voltaje.

E. Determinación del coeficiente electróptico efectivo de la estructura: Con los parámetros calculados en los pasos anteriores, se determina el coeficiente EO efectivo de la estructura. Esté cálculo se realiza utilizando la misma ecuación del efecto Pockels y aplicando los valores obtenidos en los puntos 1, 2 y 4.

Capítulo 3. Diseño de moduladores MZI

Este capítulo se centra en el diseño y análisis de componentes clave para dispositivos electroópticos basados en guías de onda híbridas. Comienza con una introducción a los fundamentos teóricos y el análisis numérico, estableciendo las bases para el desarrollo de las estructuras propuestas. Se detalla el diseño de guías de onda híbridas, incluyendo un análisis modal y un estudio de convergencia para validar su comportamiento. Además, se analizan guías de onda con curvas en forma de "S", estudiando la transmitancia en función del radio de curvatura. El capítulo también aborda el diseño de dispositivos específicos, como divisores de potencia 1x2, interferómetros de Mach-Zehnder y moduladores basados en interferómetros MZI, evaluando factores como la separación de electrodos y el uso de divisores en forma de "Y". Finalmente, se estudian acopladores direccionales, determinando su longitud de acoplamiento, y su integración en moduladores MZI.

3.1 Análisis numérico

Como se discutió en la sección 2.3.3, el análisis teórico de las guías de onda de canal suele ser complejo y tedioso. Por ello, es común emplear técnicas computacionales para resolver las ecuaciones de Maxwell. En este trabajo se utilizaron dos métodos distintos: un solucionador de modos propios por diferencias finitas (FDE, por sus siglas en inglés) para analizar la distribución transversal de los modos en función del eje de propagación, y la técnica de diferencias finitas en el dominio del tiempo variacional (var-FDTD, por sus siglas en inglés) para el análisis de propagación a lo largo del dispositivo.

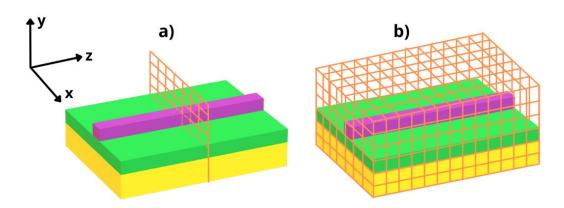


Figura 18. Esquema de las mallas de análisis a) bidimensionalmente y b) tridimensionalmente.

La Figura 18 muestra un esquema de las mallas de análisis correspondientes a cada técnica. Con FDE, es posible determinar el perfil de los modos, los índices efectivos, las pérdidas de propagación y el área modal, mientras que con var-FDTD simula la propagación de los modos electromagnéticos a lo largo de las estructuras, permitiendo identificar pérdidas de propagación por curvaturas o inserciones, entre otros resultados.

Modos propios por diferencias finitas: El solucionador FDE determina los perfiles espaciales y la dependencia en frecuencia de los modos al resolver las ecuaciones de Maxwell en una malla transversal de la guía de ondas. Este solucionador calcula los perfiles de campo de los modos, el índice efectivo y las pérdidas, para más detalles, consulte MODE, Finite Difference Eigenmode (FDE) solver introduction, Ansys Optics).

Diferencias finitas en el dominio del tiempo variacional: La técnica varFDTD 2.5D es una herramienta eficaz para simular la propagación de luz en sistemas ópticos integrados planos. Permite modelar una amplia variedad de estructuras, desde guías de onda de cresta hasta cristales fotónicos, sin necesidad de suponer un eje óptico específico. El varFDTD es eficiente para simular dispositivos a escala micrométrica, ya que colapsa la geometría 3D en un conjunto 2D de índices efectivos, lo que facilita su resolución con FDTD 2D. Para más información, consulte MODE, 2.5D varFDTD solver introduction, Ansys Optics.

3.2 Diseño de guías de ondas híbridas para dispositivos electrópticos

La estructura propuesta como guía de onda para dispositivos EO parte de investigaciones previas realizadas por el grupo de trabajo. En el caso de las guías de onda de Si_3N_4 , estas han sido estudiadas para la generación y manipulación de estados de fotón individual por medio de procesos no-lineales (Aguayo Alvarado A., 2022) , así como en el diseño y fabricación de acopladores ópticos integrados para aplicaciones de procesamiento de información (Castro Simanca F., 2021). Por otro lado, las guías de ondas híbridas de Si_3N_4 y BTO se han estudiado para moduladores de fase electroópticos en aplicaciones de fotónica integrada (Blanca Ivonne Uribe Arias, 2024).

Como se discutió en la Sección 2.3.4, el empleo de una guía de onda híbrida ofrece ventajas significativas en el diseño y fabricación de estos dispositivos EO. La Figura 19a muestra el diseño transversal de la guía de onda en cuestión. Se trata de una guía de onda tipo cresta que incluye: un sustrato de Si, seguido de una película delgada de SiO_2 , después una película EO de BTO y, finalmente un núcleo de guía de onda de Si_3N_4 , cabe resaltar que la dispersión de los materiales que emplean las simulaciones, ver Figura 19b,

son materiales sintetizados y caracterizados internamente en el grupo de trabajo (Ana Luisa Aguayo Alvarado, 2022; Blanca Ivonne Uribe Arias, 2024; Ferney Castro Simanca, 2021).

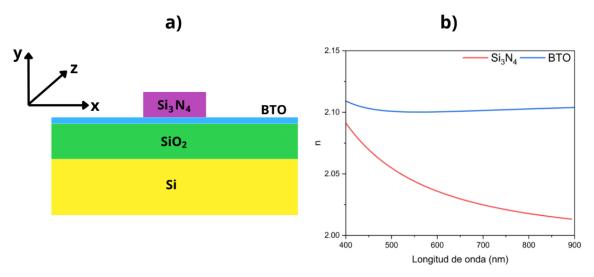


Figura 19. a) diseño transversal de la guía de onda, b) dispersión de los materiales.

El objetivo de estas estructuras es guiar modos electromagnéticos de manera controlada. Sin embargo, un criterio importante es determinar las dimensiones óptimas para que solo se exciten los modos transversales fundamentales, tanto TE y TM, dado que la presencia de modos adicionales (de orden mayor) podrían generar pérdidas adicionales y/o batimiento modal por las curvaturas e inserciones de las estructuras, afectando el control y desempeño del dispositivo.

3.2.1 Análisis de convergencia

Una vez identificados los modos fundamentales, se realizó un análisis de convergencia utilizando FDE para asegurar la precisión y consistencia de los resultados en la caracterización de los modos soportados en una guía de onda. Este análisis, enfocado en el modo fundamental TE, se basa en la sección transversal de la estructura, la cual contiene la información necesaria para calcular las distribuciones de campo electromagnético y los índices efectivos de los modos. Debido al contraste dieléctrico generado por las interfaces en la estructura, el campo electromagnético se concentra mayormente en el núcleo de Si_3N_4 y sus alrededores, por ello, se discretizó esta región en el plano XY, como se muestra en la Figura 20, se emplearon dos mallas: una malla externa (ME) con una resolución uniforme en las direcciones XY, y una malla interna (MI) con una resolución más simplificada y variable en las mismas direcciones.

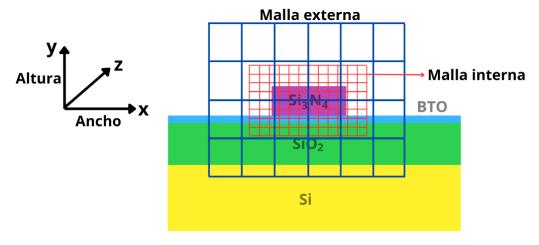


Figura 20. Malla externa e interna para el estudio de convergencia.

Los parámetros geométricos de la estructura y las mallas se presentan en la tabla 2:

Tabla 2. Parámetros utilizados para el análisis de convergencia:

| Parámetros | Longitud (μm) |
|---------------------------------|---------------|
| Longitud de onda | 1.55 |
| Ancho- Si_3N_4 | 0.8 |
| Altura- Si_3N_4 | 0.5 |
| Ancho- BTO | N/A |
| Altura- BTO | 0.2 |
| Ancho- SiO ₂ | N/A |
| Altura- <i>SiO</i> ₂ | 1.5 |
| Ancho- ME | 6 |
| Altura- ME | 3.6 |
| Ancho- MI | 3.5 |
| Altura- MI | 1.6 |

La convergencia se realiza en función de la densidad de celdas por micra $(\frac{\text{cel}}{\mu m})$. En este caso, la resolución de la malla externa se fijó en 24 $\frac{\text{cel}}{\mu m}$ en el eje X, y 20 $\frac{\text{cel}}{\mu m}$ en el eje Y. Para la malla interna, la resolución varió entre 5 a 250 $\frac{\text{cel}}{\mu m}$ para el eje X, y entre 5 a y 350 $\frac{\text{cel}}{\mu m}$ para el eje Y. Los resultados de la convergencia

se generaron caracterizando el valor del índice efectivo del modo fundamental TE para una longitud de onda de 1.55 μm , los resultados obtenidos se presentan en la Figura 21.

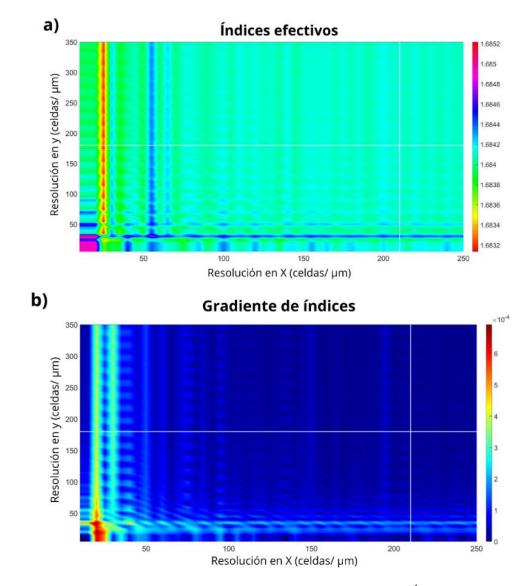


Figura 21. Resultados del estudio de convergencia para el modo fundamental TE. a) Índice efectivo en función de las resoluciones en los ejes X e Y, b) Gradiente de índices efectivos en función de las resoluciones en los ejes X y Y.

Para las resoluciones de la malla interna, se seleccionaron $220 \frac{\text{cel}}{\mu m}$ en el eje X, y $180 \frac{\text{cel}}{\mu m}$ en el eje Y, dado que los valores del índice efectivo alcanzan una estabilidad numérica adecuada, verificando que al menos las primeras tres cifras decimales del índice efectivo permanecieran constantes frente a variaciones adicionales en la resolución, ver Figura $21^{\frac{a}{2}}$. Este criterio asegura que los resultados son independientes de la malla y proporciona una convergencia confiable del índice efectivo para el modo fundamental TE.

Además, en la Figura 21b se grafica el gradiente de índices efectivos en función de la resolución de la malla interna. Se observa que, para estas resoluciones de la malla interna, el gradiente de índices efectivos tiende a cero, lo que quiere decir que hay convergencia a un mismo valor.

Se simuló la distribución del perfil modal en intensidad del modo fundamental TE. En el gráfico de la Figura 22, se observa la intensidad del campo eléctrico $|E|^2$ para el modo en función de las coordenadas XY. Se observa cómo el campo eléctrico se concentra en la región del núcleo de la guía. El modo fundamental presenta un $n_{eff}=1.728$, con pérdidas de $12.752\ dB/cm$, así como un área efectiva de $0.816\ \mu m^2$.

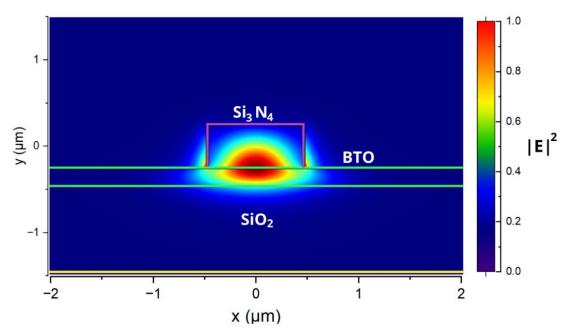


Figura 22. Perfil transversal del modo fundamental TE a una longitud de onda de 1.55 μm.

3.2.2 Análisis modal de la estructura híbrida propuesta

Para identificar y caracterizar los modos que pueden propagarse en la guía de onda, es necesario realizar un análisis modal. Este análisis permite determinar el régimen monomodal y conocer las características de los modos fundamentales TE y TM, así como su interacción con la estructura propuesta. La cantidad de modos soportados por la guía depende de varios factores clave, como la longitud de onda, las dimensiones de la guía (ancho y altura), la dispersión de los materiales entre otros factores, la Tabla 2 muestra los parámetros utilizados para el análisis modal:

Tabla 3. Parámetros utilizados en el análisis modal.

| Parámetros | Longitud (μm) |
|---------------------------------|---------------|
| Longitud de onda | 1.55 |
| Ancho- Si_3N_4 | 0.5 – 1 |
| Altura- Si_3N_4 | 0.5 – 1 |
| Ancho- BTO | N/A |
| Altura- BTO | 0.2 |
| Ancho- SiO ₂ | N/A |
| Altura- <i>SiO</i> ₂ | 1.5 |

Teniendo en cuenta lo anterior, la Figura 23 muestra los resultados obtenidos en función del ancho y la altura de la guía de onda a una longitud de onda de 1550 nm. La región roja representa las dimensiones en las que la estructura se mantiene monomodal, permitiendo la propagación de solo los modos fundamentales TE y TM. Las diferencias entre cada geometría en esta sección están relacionadas con el área modal y las pérdidas de propagación.

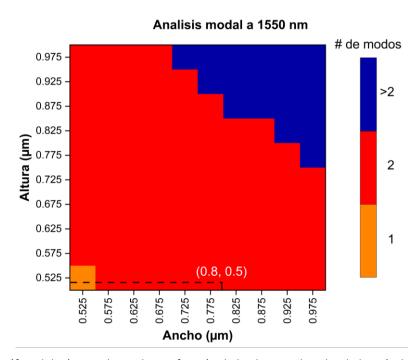


Figura 23. Gráfico del número de modos en función de la altura y el ancho de la guía de onda híbrida.

Para este diseño, se eligieron de manera conceptual las coordenadas (0.8,0.5) correspondientes al ancho y altura, debido a que cumplen con el criterio monomodal. Aunque esta elección fue realizada de manera

trivial, estas dimensiones también ofrecen un área modal adecuada y ayudan a minimizar las pérdidas de propagación.

3.3 Diseño de guías de onda con curvas en forma de S

Las guías de onda que se utilizan en la simulación de los dispositivos EO son guías conocidas como guías de onda en forma de S, estas siguen una curvatura Bézier cuadrática. Es una curvatura paramétrica (B(t)) definida por 3 polos de control discretos $(P_0, P_1 \ y \ P_3)$, que siguen la siguiente ecuación:

$$B(t) = (1-t)[(1-t)P_0 + tP_1] + t[(1-t)P_1 + tP_2], 0 \le t \le 1,$$
(78)

generando curvaturas como la que se muestra en la figura 24.

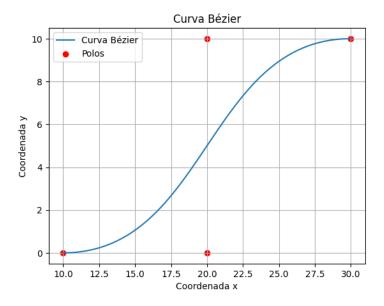


Figura 24. Gráfico de una curva Bézier, los puntos rojos son las coordenadas de los polos de control.

Antes de analizar cómo la curvatura afecta la transmitancia, se desarrolló un programa numérico para calcular los radios de curvatura de las curvas Bézier en función de los cambios en los polos de control.

Para facilitar la integración con la interfaz de simulación, se estableció una metodología en la que los puntos de control se representan mediante coordenadas ajustables.

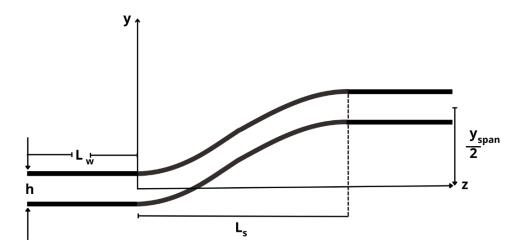


Figura 25. Diagrama esquemático de una curva de guía de onda en forma de S con una longitud de transición L_s .

Esto significa que los polos de control se adaptan automáticamente cuando cambian las geometrías en la estructura, como se muestra en la Figura 25. Aquí, h representa el ancho de la guía de onda, L_w es la longitud de una guía de onda recta, la cual termina justo donde empieza la curva Bézier de longitud L_s , finalmente, $\frac{y_{span}}{2}$ que es la separación entre los centros de las dos guías de onda rectas.

3.3.1 Transmitancia en función del radio de curvatura de las guías de onda

Para el análisis, se dejó L_w como un parámetro fijo, ya que no influye en el radio de curvatura de la curva con forma de S. En cuando a y_{span} , se seleccionaron tres distancias especificas (20, 40 y 60 μ m), en función de los criterios de diseño y fabricación de los dispositivos. Estas distancias se discuten con más detalle en una sección posterior. Por otro lado, la longitud de L_s se varió en $10~a~60~\mu m$, con incrementos de $5~\mu m$. Se calculó numéricamente el radio mínimo que garantiza una transmitancia $T \geq 0.95$ para cada estructura a medida que varía L_s y se representó gráficamente en función del radio. En la figura 26, se presentan los resultados obtenidos.

Podemos observar que cuando L_s es pequeño, los radios de curvatura mínimos para los tres casos también lo son reducidos, ya que los puntos de control están más próximos entre sí, lo cual hace que la curva Bézier se ajuste de manera más abrupta. En cambio, al aumentar L_s , los radios mínimos también aumentan, dado que la curva se estira y se vuelve más suave. Cabe mencionar que, en el caso de las guías de onda, las pérdidas por curvatura están principalmente asociadas a radios de curvatura pequeños y no óptimos.

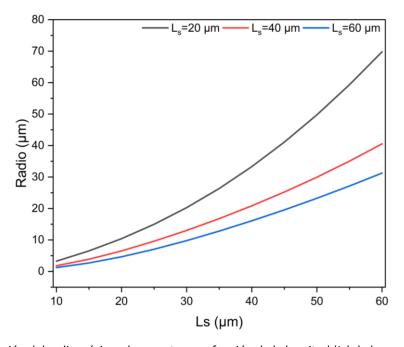


Figura 26. Evolución del radio mínimo de curvatura en función de la longitud (Ls) de la curva en forma de S.

La Figura 27 muestra los resultados obtenidos para el análisis de la transmitancia. A medida que el radio de curvatura aumenta, la transmitancia se acerca a 1, lo que indica una reducción en las pérdidas debido a la curvatura. Esto es coherente con el hecho de que mayores radios de curvatura minimizan la pérdida de energía, ya que la guía de onda se curva de manera más gradual.

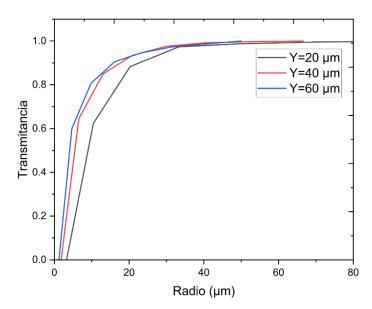


Figura 27. Gráfico de transmitancia en función del radio mínimo de curvatura de las guías en forma de S.

Otro punto importante es que para valores más pequeños en el y_{span} se necesita un radio mayor para lograr una transmitancia cercana a 1 en comparación con valores más altos, Esto puede interpretarse como que, en configuraciones más estrechas (con menor y_{span}), la curvatura debe ser más suave (mayor radio) para mantener la eficiencia de transmisión. Finalmente, las 3 configuraciones muestran una transmitancia cercana a 1 para radios mínimos superiores a 25 μ m.

3.4 Diseño de divisores de potencia 1x2

Utilizando guías de onda con curvatura en forma de S, es posible diseñar divisores de potencia 1x2, como el que se discutió en la Sección 2.3.1.

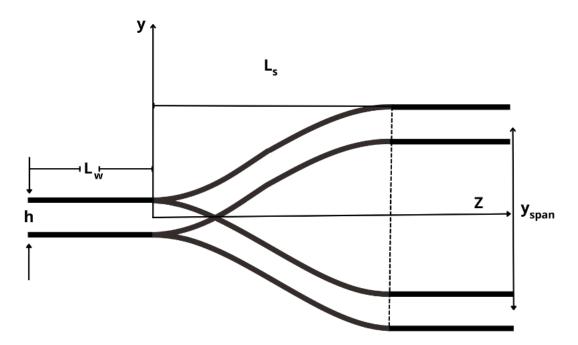


Figura 28. Diagrama esquemático de un divisor de potencia 1x2 utilizando guías de onda en forma de S con una longitud de transición L_s.

La Figura 28 presenta un diagrama esquemático de un divisor de potencia 1x2, así como los parámetros ajustables en la interfaz de simulación. En la sección anterior se había discutido sobre los radios mínimos de curvatura y como estos influían en la transmitancia de las curvas, sin embargo, en el caso de los divisores de haz en forma de Y, se debe de cumplir otro criterio, dado que estas estructuras forman un ángulo de ramificación (θ) en la región de curvatura de las guías de onda en forma de S, el cual permite que la señal óptica se divida en dos caminos de salida. Existen varios métodos analíticos para calcular dicho

ángulo, la metodología utilizada se puede entender con ayuda del siguiente diagrama (Reshak et al., 2016), ver Figura 29.

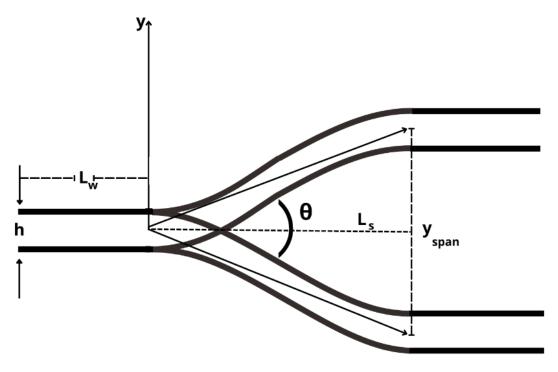


Figura 29. Diagrama esquemático de un divisor de potencia 1x2 para el cálculo del ángulo de ramificación.

Este ángulo (θ) depende de varios parámetros de diseño. La longitud L_s controla la suavidad de la separación entre las guías de salida; a mayor L_s , la separación es más gradual, lo que reduce θ y genera una curva más suave. Por su parte, y_{span} , que define la distancia final entre las dos guías de salida, afecta directamente el ángulo de ramificación: a medida que y_{span} aumenta, también lo hace θ .

$$\theta = 2 \times tan^{-1} \left(\frac{y_{span}}{2L_s} \right). \tag{79}$$

Se calculó el ángulo de ramificación utilizando la ecuación 43. Posteriormente de manera análoga a la metodología empleada en la sección 3.5.2., se dejó L_w como un parámetro fijo, para el y_{span} , se seleccionaron las mismas distancias (20,40 y 60 μ m). Finalmente, la longitud de L_s se varió de $10~a~60~\mu m$, con incrementos de $5~\mu m$. Se calculó numéricamente el ángulo de ramificación para cada estructura y se representó gráficamente en función de la transmitancia simulada, ver Figura 30.

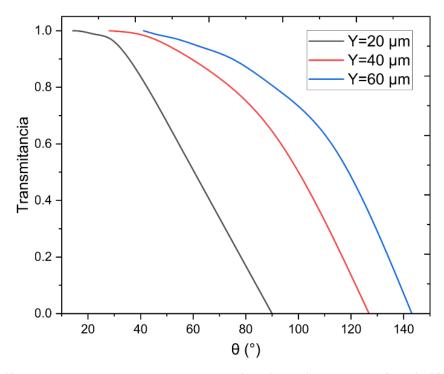


Figura 30. Gráfico de transmitancia del divisor de haz en función del ángulo de ramificación (θ) del divisor Y.

El grafico muestra que, a medida que el ángulo de ramificación θ aumenta, la transmitancia disminuye de manera notable en los tres casos. Para valores pequeños de θ , la transmitancia es cercana a 1, lo que sugiere bajas pérdidas por curvatura. Sin embargo, cuando θ se incrementa, la curva de la guía de onda se vuelve más abrupta, lo cual provoca un aumento en las pérdidas y una reducción en la eficiencia de transmisión. Un ángulo de ramificación adecuado resulta crucial para minimizar estas pérdidas. Un ángulo muy pronunciado, que implica una separación abrupta de las guías de onda, puede ocasionar mayores pérdidas debido a la curvatura cerrada de la trayectoria óptica.

En este caso, las pérdidas de inserción se vuelven más significativas, ya que una mayor cantidad de luz se dispersa o se pierde por radiación en la transición. Por el contrario, un ángulo menor permite que la ramificación sea más suave, lo que mejora la eficiencia de transmisión en ambas salidas del divisor.

3.5 Diseño de Interferómetros Mach-Zehnder.

Con divisores de potencia 1x2 monomodales es posible construir interferómetros Mach-Zehnder, ya que estos pueden formarse utilizando dos divisores de potencia, uno de ellos rotado 180° con respecto al otro.

La característica de ser monomodales asegura que, al combinar los haces en el segundo divisor, no se producirán pérdidas por batimiento modal. Esto se debe a que ambos brazos del interferómetro mantienen el mismo modo fundamental, evitando así la interferencia entre diferentes modos que podrían generar pérdidas y reducir la eficiencia del dispositivo.

La Figura 31 muestra el diagrama esquemático de un MZI basado en divisores de potencia en forma Y. En este diseño se introducen dos nuevos parámetros: L_{total} , que corresponde a la longitud total del dispositivo y L, que representa la distancia de la sección recta del interferómetro. La transmitancia de cada divisor Y, observada de forma individual, se mantiene sin cambios en el MZI.

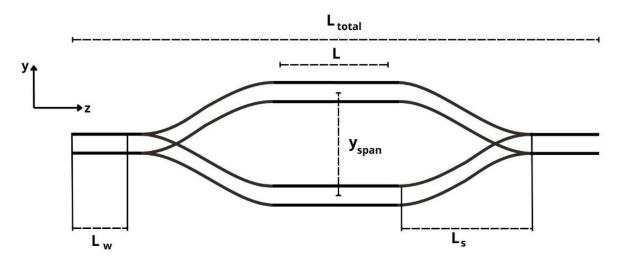


Figura 31. Diagrama esquemático de un MZI.

3.6 Diseño de moduladores MZI utilizando divisores de potencia en forma de Y.

Un modulador interferométrico basado en un esquema MZI puede construirse añadiendo electrodos a los costados de las secciones rectas del interferómetro, sobre una película con propiedades electroópticas.

Estos electrodos permiten aplicar un campo eléctrico que modula la fase de los haces de luz en los brazos del interferómetro, lo que a su vez permite la modulación de la señal de salida. Sin embargo, dado que los electrodos están fabricados con materiales conductores, la separación y la distancia entre ellos son factores críticos, ya que afectan significativamente las pérdidas de propagación en la guía de onda. Una separación demasiado estrecha puede aumentar las pérdidas debido a la absorción en el metal, afectando la eficiencia del dispositivo.

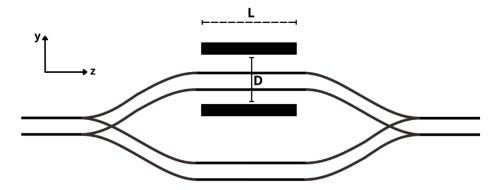


Figura 32. Esquema de un modulador MZI basado en divisores de potencia en forma de Y.

La Figura 32 presenta el diseño final del modulador interferométrico MZI, especificando la disposición de los electrodos y su relación con la guía de onda. En este diseño, la longitud de los electrodos (L) y la separación entre ellos (D) juegan un papel fundamental en la eficiencia de modulación del dispositivo. Estos parámetros afectan directamente la cantidad de voltaje necesario para que el modulador MZI funcione correctamente. Este equilibrio entre L y D permite optimizar el desempeño del modulador.

3.6.1 Influencia de la separación de los electrodos en las guías de ondas.

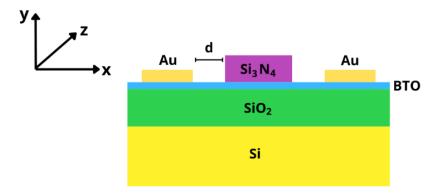


Figura 33. Diseño transversal de la guía de onda con electrodos.

Se realizó un análisis utilizando FDE para evaluar cómo la distancia entre los dos electrodos afecta el desempeño de las guías de onda. Este estudio se centró en dos parámetros clave: el índice efectivo y las pérdidas por propagación. Para ello, se colocaron dos electrodos de oro a ambos lados de la guía de onda, variando la distancia entre ellos, d, como se muestra en la Figura 33.

El ancho de cada electrodo se fijó en 0.8 μm y la altura en 0.2 μm. Estos valores fueron seleccionados tomando en cuenta las capacidades previas de fabricación (Castro Simanca, 2021), dado que la optimización de la geometría de los electrodos requiere un análisis más detallado que se llevará a cabo en futuras etapas de la investigación. Como el objetivo principal de este trabajo se centra en el análisis EO, los estudios eléctricos preliminares no se incluyeron aquí. No obstante, es importante considerar que tanto la geometría como la disposición de los electrodos pueden influir significativamente en el rendimiento final del dispositivo. Los parámetros del análisis transversal de las estructuras se presentan en la Tabla 4.

Tabla 4. Parámetros utilizados para el análisis modal en función de la distancia de electrodos-guía (d).

| Parámetros | Longitud (µm) |
|---------------------------------|---------------|
| Longitud de onda | 1.55 |
| Ancho- Si_3N_4 | 0.8 |
| Altura- Si_3N_4 | 0.5 |
| Ancho- BTO | N/A |
| Altura- BTO | 0.2 |
| Ancho- SiO ₂ | N/A |
| Altura- <i>SiO</i> ₂ | 1.5 |
| Ancho- Au | 0.8 |
| Altura- Au | 0.2 |
| d | 0.2 – 1.2 |

Los resultados del análisis FDE se presentan en la Figura 34. Podemos observar que, a medida que la distancia entre la guía de onda y el electrodo aumenta, las pérdidas por propagación disminuyen de manera significativa en distancias menores a 400 nm, como se observa en los puntos a y b. Posteriormente, las pérdidas se estabilizan en valores bajos cercanos a 0.1 dB/cm, representados por los puntos c y d.

Por otro lado, el índice efectivo $\left(n_{eff}\right)$ se mantiene cercano a 1.70, el cual se aproxima al índice efectivo de la estructura sin electrodos. Para fines prácticos de simulación se determinó que la distancia guía-electrodo (d) sería de 800 nm, Esta separación fue seleccionada tras un análisis de simulación que mostró que, a esta distancia, las pérdidas de propagación se mantienen en un nivel bajo, mientras que el índice efectivo conserva una estabilidad comparable a la de una estructura sin electrodos.

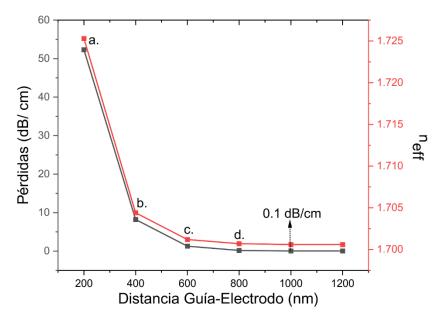


Figura 34. Resultados del análisis de las pérdidas de propagación y el cambio en el índice efectivo en función de la distancia entre guía-electrodo.

3.7 Diseño de acopladores direccionales

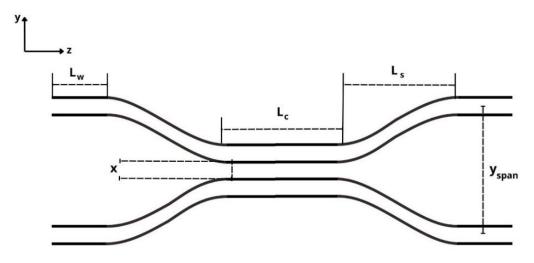


Figura 35. Esquema de un acoplador direccional.

El diseño de un acoplador direccional, basado en guías de onda con curvaturas en forma de S, se presenta en la Figura 35. Este diseño se asemeja a un divisor de potencia 1x2, pero incorpora una segunda entrada con una separación inicial (x), que corresponde a la longitud de acoplamiento necesaria para el fenómeno de transferencia de energía entre las guías. En la región central, donde las guías son paralelas y tienen una longitud definida (L_c) , se produce el fenómeno descrito por la teoría de modos acoplados, permitiendo

el intercambio controlado de energía. Finalmente, L_s y L_w siguen siendo las longitudes de las guías rectas y en forma de S, respectivamente.

3.7.1 Análisis para determinar la longitud de acoplamiento

La longitud de acoplamiento (L_c) de un acoplador direccional depende de varios factores clave como se discutió en la sección 2.4.2.1, Ec (41). En particular, L_c está determinada por la diferencia de constante de propagación (β_j) entre los modos acoplados de las guías, conocida como la constante de acoplamiento (κ) . Una menor separación entre las guías aumenta la constante de acoplamiento, lo que reduce L_c .

Por el contrario, una mayor separación disminuye la interacción entre los modos, incrementando L_c . Para determinar L_c , se utilizó FDE para calcular los índices efectivos de los modos par e impar soportados por la estructura que se muestra en la Figura 36. En este análisis, la variable x, representa la separación entre los núcleos de las guías de onda.

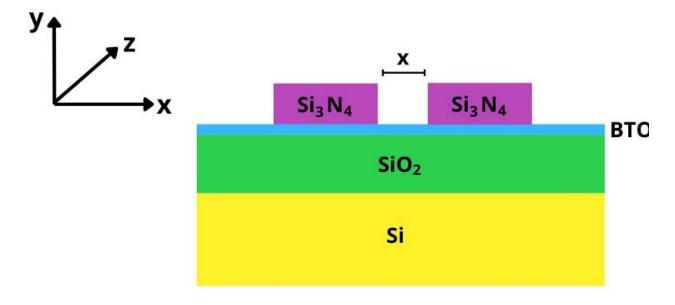


Figura 36. Diseño transversal para el análisis de los modos par e impar.

Considerando los criterios de fabricación y las limitaciones impuestas por la miniaturización en la infraestructura disponible, se seleccionó un valor fijo de $0.5\,\mu m$. Las geometrías y dimensiones utilizadas en el análisis se presentan en la Tabla 5.

Tabla 5. Parámetros de simulación para determinar la longitud de acoplamiento.

| Parámetros | Longitud (μm) |
|---------------------------------|---------------|
| Longitud de onda | 1.55 |
| Ancho- Si_3N_4 | 0.8 |
| Altura- Si_3N_4 | 0.5 |
| Ancho- BTO | N/A |
| Altura- BTO | 0.2 |
| Ancho- SiO ₂ | N/A |
| Altura- <i>SiO</i> ₂ | 1.5 |
| x | 0.5 |

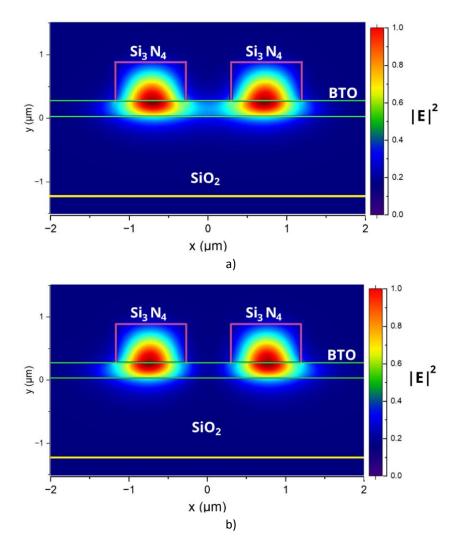


Figura 37. Perfil transversal del a) modo fundamental TE par y b) modo fundamental TE impar.

En la Figura 37 se presentan los resultados obtenidos para el análisis de los modos fundamentales TE-par y TE-impar. Las gráficas muestran la distribución de la intensidad del campo eléctrico ($|E|^2$), que corresponde al módulo cuadrado del vector campo eléctrico E, en el plano transversal (xy). Las características de los modos fundamentales obtenidos se presentan en la tabla 5. Una vez identificados los modos fundamentales TE-par y TE-impar soportados por la estructura, es posible determinar la longitud de acoplamiento (L_c) utilizando la Ec. (41). Esta longitud depende directamente de la diferencia entre los índices efectivos y es crucial para diseñar dispositivos interferométricos, ya que permite controlar la transferencia de potencia entre las guías acopladas y optimizar el rendimiento del sistema.

| Resultados | TE-par | TE-impar |
|--------------------------|--------------------|--------------------|
| n_{eff} | 1.74 | 1.72 |
| Pérdidas por propagación | 11.75 <i>dB/cm</i> | 8.76 <i>dB/cm</i> |
| Área modal | 1.62 μm² | $1.5162 \ \mu m^2$ |

Tabla 6. Resultados del análisis modal para los modos par e impar de la estructura propuesta.

3.8 Diseño de moduladores MZI utilizando acopladores direccionales.

En la Figura 38 se presenta un esquema de un modulador MZI diseñado con acopladores direccionales, donde L representa la longitud de los electrodos y D la separación entre ellos. Este diseño utiliza la misma metodología que los moduladores MZI basados en divisores en Y, pero con la ventaja de los acopladores direccionales, que permiten un mejor control del acoplamiento de potencia. Las geometrías y parámetros necesarios para la construcción de este dispositivo, como la longitud de acoplamiento y las dimensiones de los electrodos, se discutieron previamente en el capítulo anterior, estableciendo las bases para optimizar el diseño de estos dispositivos.

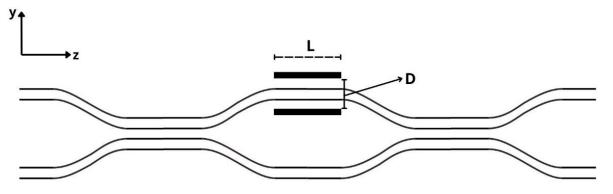


Figura 38. Diagrama esquemático de un modulador MZI utilizando acopladores direccionales.

Capítulo 4. Resultados del diseño de dispositivos moduladores MZI

Se presentan dos dispositivos interferométricos Mach-Zehnder, uno con divisores de haz en forma de Y y otro con acopladores direccionales, diseñados para operar a una longitud de onda de $\lambda=1550~nm$. La optimización de dimensiones asegura una propagación monomodal eficiente del modo fundamental. La función de transferencia de potencia muestra una periodicidad en la transmitancia, reflejando la interferencia constructiva y destructiva, esencial para la modulación óptica de estos dispositivos.

Por otro lado, la propuesta de diseño de un modulador Mach-Zehnder basado en acopladores direccionales mantiene una estructura similar a la del MZI con divisores Y, donde se incluyen guías de onda rectas separadas por $0.5~\mu m$ y guías curvas en forma de S, con una longitud de acoplamiento de $43.4~\mu m$. Se simuló el dispositivo bajo dos condiciones: sin voltaje, donde la luz se transfiere del puerto A al B sin pérdidas significativas, y en la región de extinción, donde se genera interferencia destructiva que mantiene la luz en el puerto A.

El diseño permite un control preciso de la trayectoria de la luz y es aplicable en la preparación de cúbits de camino óptico. La evolución del estado cuántico se describe mediante un primer divisor de haz que genera una superposición cuántica, seguido de una modulación electroóptica que induce un desfase controlado, y un segundo divisor que combina nuevamente las trayectorias. El dispositivo puede operar como una compuerta cuántica sigma X al intercambiar los estados $|0\rangle$ y $|1\rangle$.

4.1 Diseño de dispositivos Interferométricos Mach-Zehnder

Se presentan dos dispositivos interferométricos Mach-Zehnder: uno utilizando divisores de haz en forma de Y y otro que emplea acopladores direccionales. A partir de los resultados previos, se evaluó la viabilidad de los diseños basados en factores como la longitud de onda de operación ($\lambda=1550~nm$), las dimensiones de las guías de onda, la separación entre guías en los acopladores direccionales, así como las pérdidas ópticas originadas por los electrodos y los radios de curvatura en los brazos del interferómetro.

Para asegurar una propagación monomodal eficiente del modo fundamental en el modulador, se seleccionaron las dimensiones óptimas tanto de las guías de onda como de los radios de curvatura. Estas

consideraciones, combinadas con la teoría desarrollada previamente, permiten el diseño de dispositivos interferométricos eficientes para la modulación óptica, esenciales en aplicaciones como las comunicaciones ópticas y los circuitos fotónicos integrados. La validación de estos dispositivos se lleva a cabo mediante simulaciones de la propagación de luz en las estructuras utilizando el software VarFDTD, lo que posibilita un análisis detallado de la eficiencia de la modulación y las pérdidas ópticas en los distintos componentes del interferómetro Mach-Zehnder.

4.2 Propuesta de diseño de un modulador MZI basado en divisores Y

Los MZI basados en divisores Y, son una herramienta versátil y bien establecida en óptica y fotónica. Dada su simplicidad de diseño, estabilidad y precisión, son ideales para una amplia gama de aplicaciones, especialmente en comunicaciones ópticas y sensores. Aunque presenta algunas pérdidas, dadas por el ángulo de ramificación, y menor flexibilidad en la división de luz, sigue siendo una opción robusta y ampliamente utilizada en dispositivos fotónicos integrados.

Con base en resultados previos, las geometrías del dispositivo fueron las siguientes, ver Figura 39, la distancia de las curvas tipo S (Ls) fue de $60~\mu m$, con una separación entre brazos de $20~\mu m$, lo cual da como resultado que el radio menor de la curva tipo S sea de $69.78~\mu m$. De igual forma, para este diseño el dispositivo se tiene una longitud de $60~\mu m$ en la longitud de modulación (L). Finalmente, cuenta con guías de onda rectas (Lw) al inicio y al final de $40~\mu m$.

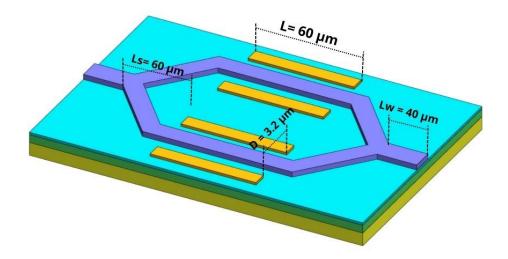


Figura 39. Propuesta de diseño: Geometrías para un MZI basado en divisores de haz Y.

La estructura propuesta admite varios modos de propagación, en la Figura 40 se muestra cada uno con características distintas. No obstante, el modo de interés en este estudio es el modo Re(E₂), correspondiente al modo fundamental TE. Como se observa en la figura, los diferentes modos presentan variaciones en la distribución espacial del campo eléctrico. Mientras que el modo fundamental exhibe un perfil bien confinado con un solo lóbulo central, los modos de orden superior muestran múltiples máximos y mínimos en la distribución transversal, lo que indica una mayor dispersión del campo. Esta diferencia es crucial, ya que los modos de orden superior pueden experimentar mayores pérdidas y menor eficiencia en la transmisión. Dado que en la mayoría de los dispositivos fotónicos se busca una transmisión eficiente con menores pérdidas, el análisis posterior se centra en el modo fundamental como entrada a la guía.

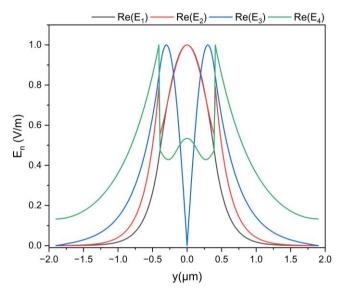


Figura 40. Modos soportados por la estructura transversal propuesta.

4.2.1 Descripción del Comportamiento bajo Diferentes Voltajes

Una vez identificado el modo de interés Re(E₂), se simuló la inyección del modo a la estructura propuesta (ver Figura 39), y se aplicó un voltaje que varió entre los 0 a 50 Volts. Finalmente, mediante un monitor de simulación, se recopilaron las transmitancias del modo al final de la estructura, lo que permitió caracterizar el dispositivo MZI en distintas regiones de operación determinadas por el voltaje.

La Figura 31 muestra la función de transferencia del dispositivo, donde se pueden observar las transmitancias para tres valores característicos de voltaje. Como se aprecia, los moduladores interferométricos basados en divisores de haz presentan una función periódica, en la que la transmitancia varía de manera repetitiva, lo que refleja la interferencia constructiva y destructiva provocada por la

diferencia de fase. Esta periodicidad es clave para comprender cómo el dispositivo modula la señal óptica en respuesta al voltaje aplicado.

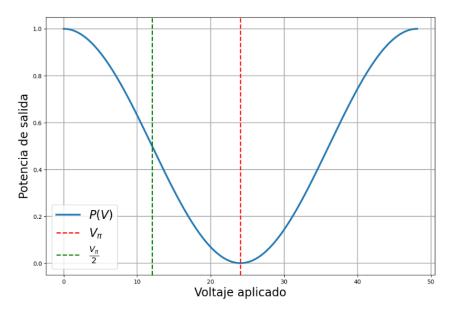


Figura 41. Función de transferencia en potencia del dispositivo propuesto.

4.2.1.1 Resultados de simulación del comportamiento del dispositivo

Región sin voltaje aplicado: En ausencia de voltaje, no se observa diferencia en los caminos ópticos, lo que implica que no hay variación en los índices de refracción efectivos de los materiales.

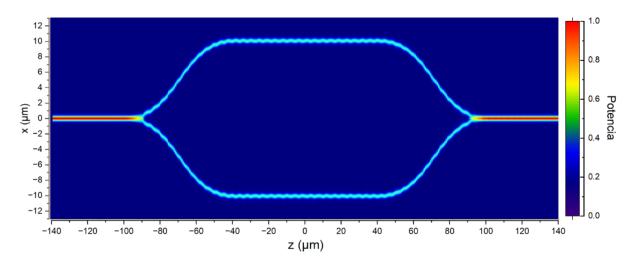


Figura 42. Distribución de la potencia normalizada a lo largo del eje z sin aplicar voltaje, mostrando una propagación uniforme sin pérdidas significativas.

En esta condición, la interferencia generada es constructiva, lo que asegura que la potencia de salida sea similar a la del modo fundamental al inicio de la estructura. En la figura 41, se presentan los resultados de simulación correspondientes a este caso, donde se aprecia la potencia expandida a lo largo del eje de propagación, el dispositivo presenta una transmitancia a la salida del 98.2%.

Así mismo, se identificó el modo resultante al final de la estructura y corresponde al modo inyectado (Re(E₂)) al inicio de esta. La Figura 43 muestra que la transmitancia del modo fundamental es cercana 1. Esto confirma que, en ausencia de voltaje, el dispositivo permite una propagación eficiente sin pérdidas significativas.

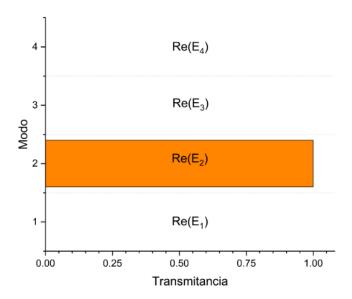


Figura 43. Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura sin aplicar voltaje.

Región de cuadratura $(\frac{\pi}{2})$: Se aplica un voltaje que introduce una diferencia de fase de 90°. Para este diseño, el voltaje aplicado fue de **6.01 V**, lo cual permite ajustar el punto de trabajo del dispositivo en esta región. En la figura 34 se presentan los resultados de simulación correspondientes a este caso, donde se aprecia la potencia expandida a lo largo del eje de propagación.

El dispositivo muestra una transmitancia a la salida del **48.4%**, lo cual es característico cuando opera en el punto de cuadratura, dado que la amplitud de la señal de salida es la mitad de la amplitud máxima. Esto significa que las señales se combinan de manera equilibrada, presentando interferencia parcialmente constructiva tanto para el modo fundamental como para el modo no guiado.

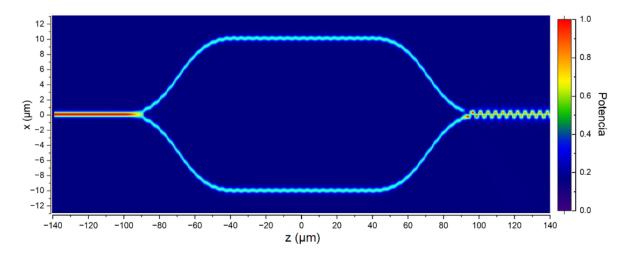


Figura 44. Distribución de la potencia normalizada a lo largo del eje z aplicando un voltaje de $\frac{\pi}{2}$.

En la Figura 45 se presentan los resultados de transmitancia de los modos al final de la estructura, podemos observar que el modo fundamental ($Re(E_2)$) mantiene una transmitancia cercana al 0.5. Así mismo, se identifica que el desfase generado en el punto de cuadratura da lugar a la aparición de otro modo al final de la estructura, correspondiente al modo $Re(E_4)$, que se muestra en la Figura 40.

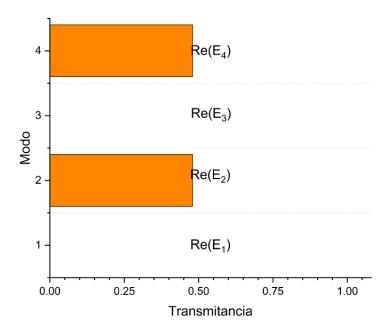


Figura 45. Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura aplicando un voltaje de $\frac{\pi}{2}$.

Región de extinción (π o 180°): Esta es la región más destacada, donde se genera una interferencia destructiva cuando se aplica un voltaje de media onda de 12.03 V.

En este caso, el dispositivo opera para generar una potencia nula en la salida. En la figura 46 se presentan los resultados de simulación correspondientes a este caso, donde se aprecia la potencia expandida a lo largo del eje de propagación. El dispositivo presenta una transmitancia a la salida de **0.012**% para el modo fundamental TE.

Como se puede observar, la potencia al final de la estructura se irradia desde la guía de onda, lo cual es característico de este tipo de dispositivos. Esto significa que el modo fundamental (guiado) presenta interferencia destructiva, mientras que el modo de orden superior, con alto campo evanescente, experimenta interferencia constructiva.

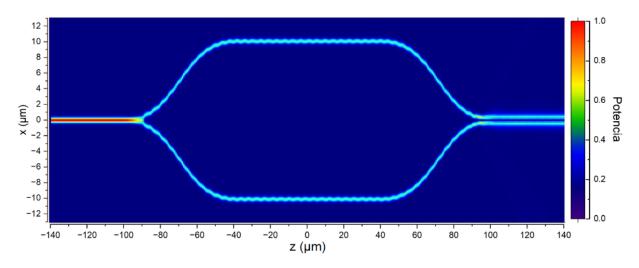


Figura 46. Distribución de la potencia normalizada a lo largo del eje z aplicando un voltaje de π .

En la Figura 47 se presentan los resultados de transmitancia de los modos al final de la estructura. Se puede observar que el modo fundamental ($Re(E_2)$) presenta una transmitancia cercana a 0.

Así mismo, se identifica que el desfase generado en el punto de extinción da lugar a que el modo Re(E₄), identificado en la Figura 40, tenga una transmitancia cercana a 1.

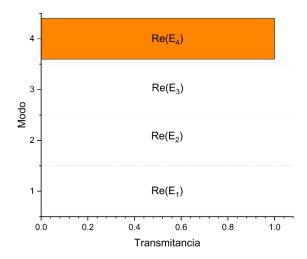


Figura 47. Transmitancia de los modos soportados al final de la estructura aplicando un voltaje de π .

4.3 Propuesta de diseño de un modulador MZI basado en acopladores direccionales

Los interferómetros Mach-Zehnder basados en acopladores direccionales son componentes cruciales en óptica y fotónica. Estos dispositivos destacan por su capacidad para dividir y combinar la luz de manera eficiente, lo que les permite controlar con precisión la amplitud de las señales ópticas. Su diseño compacto y la posibilidad de integrarse fácilmente en plataformas fotónicas los hacen ideales para aplicaciones en comunicaciones ópticas, detección y procesamiento de señales.

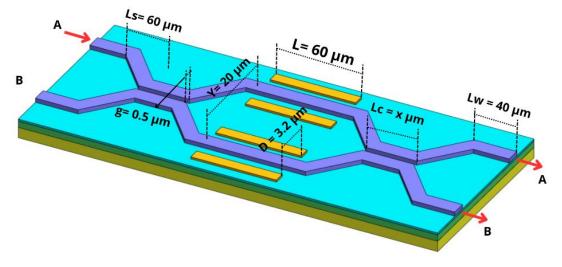


Figura 48. Propuesta de diseño: Geometrías para un MZI basado en acopladores direccionales.

El dispositivo basado en acopladores direccionales (ver Figura 48) utiliza geometrías similares a las del dispositivo con divisores Y. La principal diferencia radica, en que los brazos de inserción del dispositivo están separados por dos guías de onda rectas L_c , las cuales están distanciadas $0.5 \, \mu m$. La longitud de acoplamiento (L_c) determina la distancia en la que se produce la interacción de intercambio de energía total entre las dos guías de onda Ec. (41); en este caso, Lc es de 43.4 μm .

Dado que la estructura propuesta conserva la misma sección transversal a lo largo del eje de propagación, los modos soportados siguen siendo los mismos que se presentan en la Figura 39. Es importante señalar que la simulación del dispositivo se realizó utilizando el modo fundamental TE como modo de entrada.

4.3.1 Descripción del Comportamiento bajo Diferentes Voltajes

En este estudio, se ha rediseñado el dispositivo interferométrico utilizando acopladores direccionales. Se caracterizó el comportamiento del sistema en dos condiciones: sin voltaje aplicado y con voltaje de media onda.

Región sin voltaje aplicado: En ausencia de voltaje, la luz que ingresa por el puerto A se acopla al puerto B. Esto ocurre debido al acoplamiento entre las guías de onda dentro del acoplador direccional, donde la proximidad entre las guías permite que la luz se transfiera de una a otra. En la Figura 49 se presentan los resultados de simulación correspondientes a este caso, donde se aprecia la potencia expandida a lo largo del eje de propagación, la potencia de la señal se mantiene sin pérdidas significativas y la trayectoria de la luz cambia del puerto A al B.

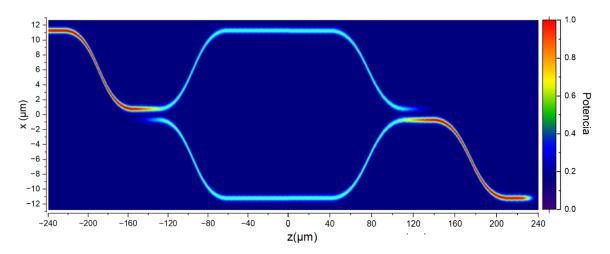


Figura 49. Distribución de la potencia normalizada a lo largo del eje z sin aplicar voltaje.

Región de extinción (π o 180°): Al aplicar un voltaje que introduce un desfase de 180° , se modifica el índice de refracción efectivo de una de las guías de onda. Esto genera una interferencia destructiva en el acoplamiento, lo que provoca que la luz permanezca en el mismo puerto A en lugar de transferirse al puerto B, ver figura 50.

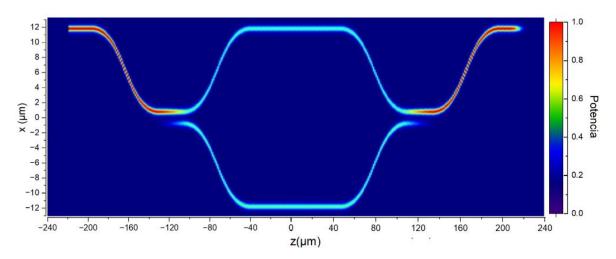


Figura 50. Distribución de la potencia normalizada a lo largo del eje z aplicando un voltaje de media onda.

Este control sobre la trayectoria de la luz se logra sin pérdidas de potencia significativas, lo que es una característica importante en dispositivos ópticos, donde el objetivo es redirigir la señal entre diferentes caminos sin afectar la potencia. En ambos casos la potencia óptica se conserva, pero la trayectoria de la luz es controlada de manera precisa mediante la modulación del voltaje aplicado. Este diseño es esencial en aplicaciones donde es necesario redirigir y controlar el flujo de luz de manera eficiente. Un ejemplo de aplicación es la preparación de cúbits de camino óptico en condiciones realistas.

En la Figura 51 se muestra un interferómetro Mach-Zehnder modificado con un circuito que permite la evolución de un estado cuántico de entrada al atravesar diferentes elementos clave: un divisor de haz (representado como $\hat{\mu}_{BS}$), seguido de una sección de modulación que induce un desfase en los brazos del interferómetro (ϕ), y finalmente otro divisor de haz.

Cabe mencionar que los resultados obtenidos son para el caso ideal en el que la luz es monocromática en 1550 nm. De igual forma, el coeficiente de transmitancia (T) del divisor de haz es de 0.563 y el coeficiente de reflexión (R) es de 0.434.

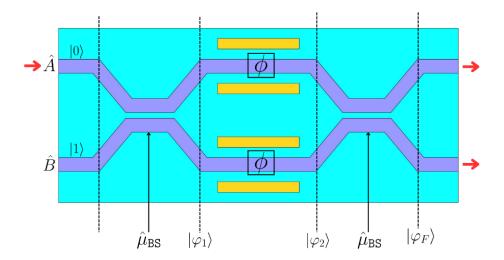


Figura 51. Interferómetro Mach-Zehnder para la evolución de un estado cuántico. La luz pasa por un divisor de haz, una sección de modulación con desfase, y se recombina en un segundo divisor de haz para obtener el estado de salida.

Proceso de evolución del estado cuántico con $\phi = \pi$:

1. Primer divisor de haz: El estado de entrada $|\psi_i\rangle=\hat{A}|0\rangle+\hat{B}|1\rangle$ se envía al primer divisor de haz, que actúa como una superposición cuántica, dividiendo la amplitud de probabilidad entre dos trayectorias posibles. Matemáticamente, esto genera una combinación lineal de estados que evolucionarán a lo largo del dispositivo. El resultado de la operación del estado al pasar por el $\hat{\mu}_{bs}$ es:

$$|\varphi_1\rangle = 0.669|0\rangle + 0.750|1\rangle$$

Este resultado puede obtenerse aplicando la Ec. (47) con los valores correspondientes de T y R, que son los coeficientes de transmisión y reflexión del divisor de haz, respectivamente.

2. Sección de modulación: Una vez que la luz se ha dividido, los brazos del interferómetro experimentan un desfase controlado por la modulación electroóptica. El voltaje aplicado en los electrodos modula el índice de refracción en los brazos de la guía de onda, induciendo un cambio de fase (ϕ) , que es esencial para modificar el estado cuántico. Este desfase puede utilizarse para generar rotaciones cuánticas, lo que permite que el sistema funcione como una compuerta cuántica. El resultado de la operación del estado $|\psi_1\rangle$ al pasar por un desfase (ϕ) , generado por los electrodos, se puede calcular con la Ec. (49):

$$|\varphi_2\rangle=0.659|0\rangle-0.750|1\rangle$$

Segundo divisor de haz: Después de la modulación, las dos trayectorias de luz vuelven a combinarse en el segundo divisor de haz, donde la interferencia constructiva o destructiva entre los caminos determina el estado final del sistema. Dependiendo del desfase aplicado, se puede obtener una salida que represente los cúbits procesados por el interferómetro. Finalmente, la evolución del estado se puede calcular con la Ec. (51), donde el resultado del estado $|\psi_2\rangle$ al pasar por el $\hat{\mu}_{BS}$ es:

$$|\varphi_f\rangle = -0.129|0\rangle + 0.989|1\rangle$$

Este resultado indica que, después de la modulación y recombinación de las trayectorias de luz en el segundo divisor de haz, casi toda la potencia se ha transferido al brazo correspondiente al estado |1⟩, mientras que el estado |0⟩ presenta una amplitud más pequeña. En términos de probabilidades, esto sugiere que el sistema ha experimentado una interferencia que favorece la trayectoria del estado |1⟩. Las partes negativas se atribuyen a que los acopladores direccionales simulados no eran completamente 50/50.

4.3.2 Rotaciones arbitrarias en la esfera de Bloch

Para graficar la evolución del estado y observar las rotaciones arbitrarias, se llevó a cabo un análisis teórico de la evolución del estado cuántico. Se calculó su norma y se transformó a coordenadas esféricas, lo que permite representarlo en la esfera de Bloch, visualizando así las rotaciones inducidas en el espacio de cúbits. Este enfoque es clave para entender cómo las operaciones cuánticas afectan los estados de cúbits a lo largo del proceso.

1. Región sin voltaje aplicado: El dispositivo opera como una compuerta cuántica sigma X (o compuerta de Pauli-X), dado que genera una operación que intercambia los estados |0⟩ y |1⟩, ver Figura 49. Esto se puede visualizar en la esfera de Bloch como una rotación de 180° alrededor del eje X, lo que cambia el estado de un puerto al otro. Esto lo podemos visualizar en la figura 52, la luz entra por el puerto A y sale por el puerto B como se describe en la Ec. 62.

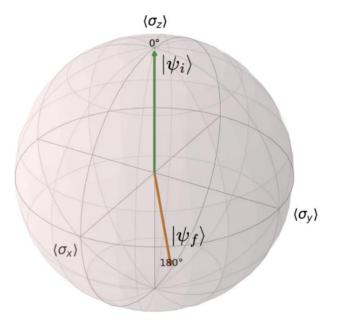


Figura 52. Rotación generada por el dispositivo sin desfase aplicado, el dispositivo se comporta como una compuerta cuántica σx.

2. Región extinción: Cuando se genera un desfasamiento de 180°, la luz se mantiene en el mismo puerto, ver Figura 50. El dispositivo se mantiene en su estado fundamental, es decir no se genera un cambio de puertos.

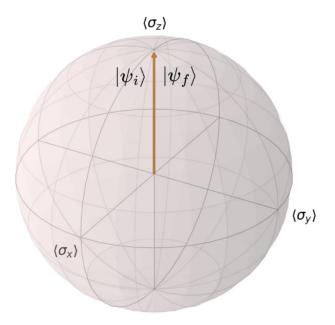


Figura 53. Rotaciones generadas por el dispositivo aplicando un voltaje de media onda, el dispositivo no actúa sobre el estado.

Desde la perspectiva de la esfera de Bloch, esto significa que no hay rotación observable, ya que el estado cuántico permanece inalterado. Matemáticamente, este caso puede asociarse a la matriz identidad, ver figura 53. Lo que indica que el sistema no experimenta una rotación significativa y se mantiene en su estado original.

Para conocer la evolución de las probabilidades de los estados cuánticos $|0\rangle$ y $|1\rangle$ a medida que el sistema experimenta diferentes desfases, provocados por la aplicación de distintos voltajes, el dispositivo muestra la siguiente tendencia, ver Figura 54. A medida que el desfase total generado por el dispositivo aumenta, la probabilidad de encontrar el sistema en el estado $|0\rangle$ (línea azul) disminuye mientras que la probabilidad de estar en el estado $|1\rangle$ (línea naranja) aumenta, y viceversa.

Las curvas se cruzan en el punto medio, lo que indica que en ese instante ambos estados tienen la misma probabilidad de ocurrir, reflejando una superposición cuántica. Las probabilidades de cada estado se pueden calcular con las ecuaciones (54) y (55), dependiendo en que brazo del interferómetro se realice la medición.

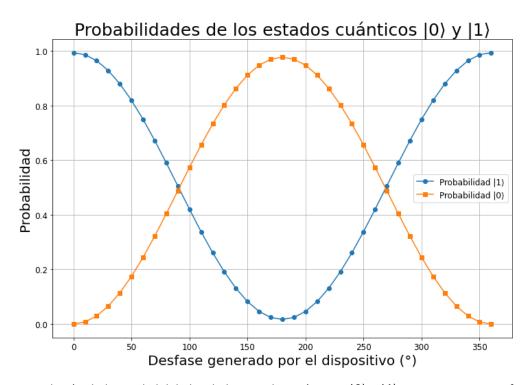


Figura 54. Evolución de las probabilidades de los estados cuánticos $|0\rangle$ y $|1\rangle$ en un sistema interferométrico. Las probabilidades oscilan a medida que el sistema evoluciona, con un punto de equilibrio donde ambos estados tienen igual probabilidad.

Capítulo 5. Síntesis y caracterización de películas delgadas de SiN y BTO

Una de las partes importantes en el desarrollo de dispositivos fotónicos son los materiales base con los cuales se parte para su diseño, ya que las características de su funcionamiento dependen de sus propiedades físicas y químicas. Por ello, el diseño de películas delgadas es esencial en estos dispositivos. Una película delgada es una capa del material con un espesor que varía desde unos pocos nanómetros hasta varios micrómetros. Para los dispositivos basados en películas delgadas, la tecnología ha brindado una gran variedad de técnicas para su síntesis, que van desde métodos físicos, como evaporación térmica, pulverización catódica y ablación láser, hasta métodos químicos, como el depósito químico de vapor o procesos sol-gel.

Estas técnicas permiten obtener películas con propiedades específicas dependiendo de los requerimientos del dispositivo (Abu-Thabit & Makhlouf, 2020). En el caso las películas delgadas de SiN y BTO, se trabajó con una técnica física de depósito conocida como pulverización catódica. Esta técnica ofrece varias ventajas, como alta adherencia, espesor uniforme de la capa y proceso a baja temperatura, lo que la hace viable para aplicaciones en el diseño y fabricación de dispositivos basados en guías de ondas.

5.1 Pulverización catódica RF

La pulverización catódica es una técnica de depósito físico de vapor que permite fabricar películas delgadas mediante la transferencia de material desde un objetivo sólido hacia una superficie (sustrato). Este proceso se basa en el bombardeo del objetivo (blanco) por iones energéticos generados por un plasma, lo que desprende átomos del objetivo que luego se depositan en la superficie del sustrato.

En este trabajo se utilizó una variante que utiliza un magnetrón, el cual forma un campo magnético alrededor del objetivo para confinar los electrones cerca de su superficie, prolongando su trayectoria en el plasma. El uso de un campo magnético permite atrapar electrones en el campo magnético creado alrededor del objetivo, lo que mejora el plasma. Esto hace que más átomos del gas inerte se ionicen lo que da como resultado una mayor tasa de bombardeo que aumenta la tasa de depósito (Mattox, 2010; Paul et al., 2024).

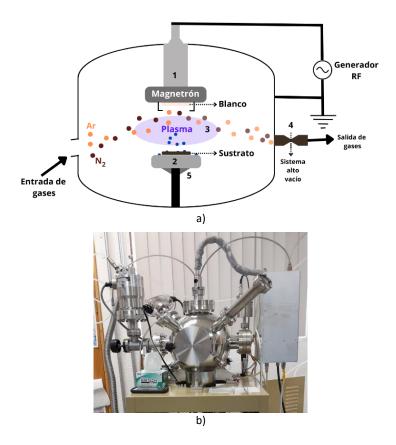


Figura 55. Equipo de pulverización catódica a) esquema simplificado de una cámara, b) fotografía del equipo utilizado para el depósito de películas delgadas.

El sistema de pulverización catódica utilizado en este trabajo se muestra en la fotografía de la Figura 55b, estos sistemas típicamente están conformados por varios componentes esenciales (ver Figura 55a), los cuales detallaremos a continuación:

- 1. Blanco (cátodo): es el material fuente, conectado a un generador de potencia, generalmente de corriente continua (DC) o radiofrecuencia (RF). Es el que liberara átomos o moléculas que serán depositados sobre la superficie del sustrato.
- 2. Portasustrato (ánodo): sostiene al sustrato donde se depositará la película. Este componente también actúa como el ánodo del sistema.
- 3. Sistema de entrada de gases: introducción de un gas inerte como gas portador e ionizante, y en ocasiones un gas reactivo, a través de líneas controladas por flujómetros y válvulas. Estos gases son importantes en la formación del plasma, que es fundamental para el proceso.

- 4. Sistema de vacío: compuesto por bombas mecánicas y turbomoleculares, permite alcanzar presiones base típicamente en el rango de $1 \times 10^{-6} \, Torr$. A demás, permite regular la presión de trabajo en el proceso de depósito.
- 5. Magnetrón: son imanes ubicados detrás del blanco y portasustrato, diseñados para confinar el plasma.

El proceso de depósito comienza con la introducción de una mezcla de gases, un gas inerte como gas portador y ionizante, y un gas reactivo, a través de líneas controladas por flujómetros y válvulas. Una vez que la cámara alcanza condiciones de alto vacío, se genera un plasma frente al blanco mediante la ionización del gas inerte, efectuada por el generador de radiofrecuencia. Este plasma permite que los iones del gas inerte bombardeen el blanco, liberando átomos y moléculas que reaccionan con el gas reactivo para formar el compuesto deseado, el cual se deposita sobre el sustrato. Como se mencionó anteriormente, el sistema incluye un magnetrón, compuesto por imanes detrás del blanco, que confina el plasma mediante un campo magnético. Esto mejora la eficiencia del bombardeo y optimiza la uniformidad del depósito. Entre los parámetros críticos que influyen en las características físicas y químicas de las películas depositadas se encuentran la presión de trabajo, el flujo y la concentración de los gases, así como la potencia aplicada al sistema.

En este trabajo, se usó la técnica de elipsometría para caracterizar las películas delgadas depositadas. Esta técnica fue útil porque permite obtener información detallada sobre la dispersión óptica de las películas delgadas, además de medir su espesor. El objetivo principal fue conocer algunas características de las películas según las condiciones y parámetros específicos del proceso de depósito, lo que ayuda a analizar su comportamiento en las condiciones de fabricación que se emplearon.

5.2 Elipsometría

Es una técnica no destructiva que mide el cambio en la polarización a medida que la luz se refleja en un material o multicapa. El cambio de polarización se representa como una relación de amplitud en las componentes del campo eléctrico, Ψ , y una diferencia de su fase, Δ . La respuesta medida depende de las propiedades ópticas, las cuales se ven afectadas por la composición, el espesor, la conductividad y la porosidad del material. Por lo tanto, la elipsometría se utiliza principalmente para determinar el grosor de la película y la dispersión óptica. Sin embargo, también se aplica a la caracterización de la composición,

la rugosidad y otras propiedades del material asociadas con un cambio en la respuesta óptica (Hilfiker & Woollam, 2005; Ohtsuka & Fushimi, 2018).

En esta técnica, una fuente de luz es polarizada linealmente por un polarizador, la luz irradia la muestra a analizar. Posteriormente, se genera un fenómeno de reflexión donde hay un cambio de polarización, la radiación electromagnética pasa un compensador y un segundo polarizador y finalmente, se detecta. En la Figura 56a se puede observar un esquema representativo, donde interactúan los haces incidentes y reflectados con los componentes del elipsómetro.

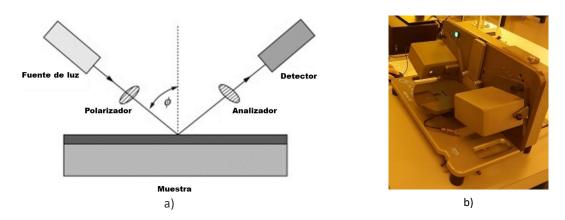


Figura 56. Análisis de elipsometría a) Esquema del principio básico de funcionamiento, b) fotografía del elipsómetro usado para la caracterización de las películas delgadas.

El estado de polarización de la luz incidente sobre la muestra puede descomponerse en las componentes s y p (la componente s oscila perpendicular al plano de incidencia y paralela a la superficie de la muestra y la componente p oscila paralela al plano de incidencia). Las amplitudes de las componentes s y p, después de la reflexión y normalizadas a su valor inicial, se denotan por r_s y r_p , y se utilizan para calcular la relación de reflectancia compleja (ρ) mediante la siguiente ecuación:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan(\Psi)e^{i\Delta},\tag{80}$$

donde $tan(\Psi)$ es la relación de amplitud tras la reflexión, y Δ es el cambio de fase (Jellison, 1999; H. Wang & Chu, 2013). En el presente trabajo las mediciones se hicieron en películas delgadas de SiN y BTO, utilizando el equipo Woollam Alpha SE (ver Figura 56b). Se obtuvieron las constantes elipsométricas incidiendo la luz sobre la muestra a un ángulo de 75° desde 400 nm hasta 1000 nm. Posteriormente se propusieron modelos de función dieléctrica basados en osciladores de Tauc-Lorentz y Cauchy, y mediante

el software CompleteEASE se calcularon las constantes elipsométricas al ajustar por mínimos cuadrados el espesor de las películas delgadas y los parámetros de los modelos. Finalmente, una vez que los ajustes arrojaron errores cuadráticos medios adecuados para nuestros propósitos, se calcularon las constantes ópticas a partir de los modelos de función dieléctrica.

5.3 Parámetros de depósito y análisis de elipsometría en películas de SiN

El objetivo principal de este trabajo fue determinar los parámetros adecuados para el depósito de películas delgadas de SiN. Para ello, se partió de estudios previos realizados por el grupo de trabajo (Aguayo Alvarado, 2022b; Uribe Arias, 2024) utilizando un equipo de pulverización catódica con magnetrón (ver Figura 56b), un blanco de SiN con pureza del 99%, y utilizado Ar como gas inerte y N₂ como gas reactivo. El proceso para identificar las condiciones óptimas de depósito se llevó a cabo variando diversos parámetros de depósito, tales como la potencia, el flujo de gases y la presión de trabajo. Estos cambios se realizaron con el objetivo de observar el comportamiento en la dispersión óptica y el espesor del material depositado. Posteriormente, se compararon los resultados obtenidos, evaluando cómo cada parámetro influye en las características del depósito.

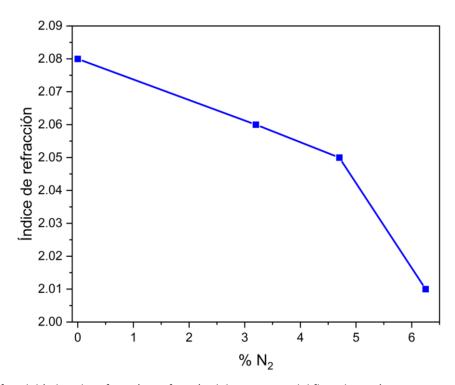


Figura 57. Gráfica del índice de refracción en función del porcentaje del flujo de nitrógeno presente en el depósito.

Para el primer análisis se realizaron cuatro depósitos con los siguientes parámetros: potencia de 125 Watts, la presión de trabajo se estableció en 3.5 mTorr, el flujo de Ar también se mantuvo constante en 2.9 sccm, mientras que el N_2 se varió entre 0 y 0.2 sccm (ver Figura 57). Los resultados muestran una tendencia en la que a medida que se aumenta el flujo de N_2 en el depósito el índice de refracción disminuye, el hecho de que el gráfico no exhiba un comportamiento lineal se puede atribuir al bajo flujo de N_2 , lo que podría haber afectado la medición del flujómetro, ya que se está usando en su límite de operación.

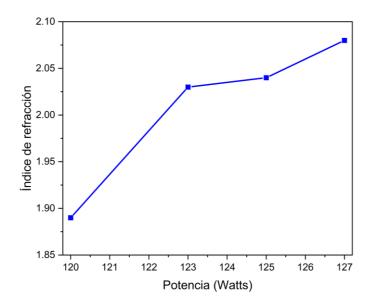


Figura 58. Gráfica del índice de refracción en función de la potencia.

Otro análisis consistió en realizar cuatro depósitos con los siguientes parámetros: la presión de trabajo se estableció en 3.5 mTorr, mientras que los flujos de Ar y N_2 se mantuvieron constantes en 2.9 sccm y 0.17 sccm, respectivamente. Variando la potencia entre 120 y 127 Watts. Los resultados muestran una tendencia en la que a medida que se aumenta la potencia en el depósito, el índice de refracción también se incrementa (Ver Figura 58), este comportamiento se atribuye a una mayor cantidad de silicio desprendido del blanco, el cual termina presente en las películas en forma de silicio amorfo. Esto se observó del análisis de elipsometría utilizando el modelo del medio efectivo (EMA).

Se identificó la tendencia del índice de refracción en función de los parámetros de potencia y la proporción de Ar y N_2 . A través de este análisis, se buscaron los parámetros óptimos para que el índice de refracción del material fuera cercano a 2.032 a 632 nm de longitud de onda. Este valor coincide con el índice de refracción aproximado del Si_3N_4 estequiométrico.

Tabla 7. Parámetros utilizados para el depósito de SiN.

| Parámetros | Valor |
|----------------------|----------------------------|
| Potencia | 123 Watts |
| Flujo de <i>Ar</i> | 2.9 Sccm |
| Flujo de N 2 | 0.17 Sccm |
| Presión de trabajo | 4.3 mTorr |
| Distancia de trabajo | ≈ 4 cm |
| Presión base | $< 10 \times 10^{-7}$ Torr |

Para identificar qué tan estables eran los depósitos de SiN, se realizaron cinco experimentos variando únicamente los tiempos de depósito (ver Figura 59), mientras se mantenían constantes los parámetros de la tabla 6. Los resultados presentan una media de aproximadamente 2.036 en el índice de refracción, con una desviación estándar de 0.0187, lo cual indica que los valores del índice de refracción no se dispersan significativamente respecto a la media, lo que es un buen indicio de estabilidad en los depósitos de SiN.

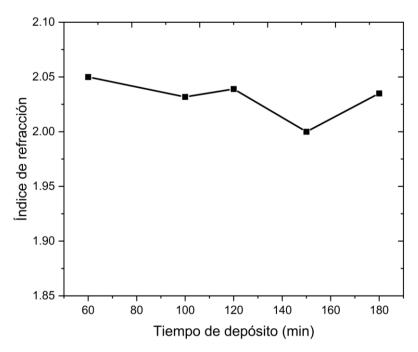


Figura 59. Variación del índice de refracción en función del tiempo de depósito.

Finalmente, la correlación entre el índice de refracción y el tiempo de depósito arrojó una correlación de -0.097, lo que sugiere que no hay una relación significativa entre el índice de refracción y el tiempo de

depósito. De hecho, el que sea cercana a 0 indica que las variables no están relacionadas de manera lineal, lo cual era lo esperado, ya que el tiempo de depósito no debería influir de forma importante en las características ópticas del material.

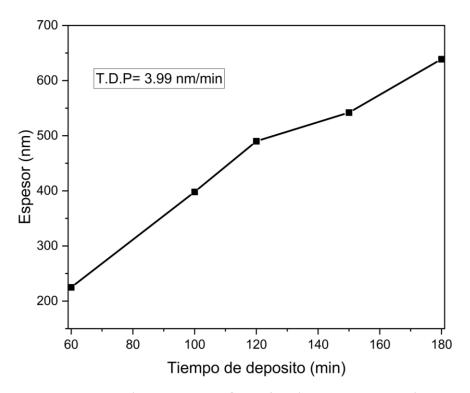


Figura 60. Variación del espesor de SiN en función del tiempo de depósito.

Otro resultado obtenido de los experimentos descritos en el párrafo anterior es el estudio del grosor del depósito en función del tiempo, véase Figura 60, el cual muestra un comportamiento cercano al lineal. Este comportamiento indica que el espesor aumenta de manera proporcional al tiempo de depósito. Además, se puede calcular una tasa de depósito promedio (Mostrado en la figura como T.D.P.).

Con la intención de mostrar que el material no corresponde a un SiN con estequiometría exacta, se graficaron las constantes ópticas (índice de refracción, n, y el coeficiente de extinción, k) en función de la longitud de onda, obtenidas para un depósito según los parámetros de la Tabla 6, junto a las reportadas por Aguayo Alvarado, (2022), ver Figura 61. La principal diferencia observada radica en el comportamiento de la n, además, la película sintetizada presenta valores muy pequeños de k en longitudes de onda del visible, a diferencia del SiN estequiométrico que es transparente a estas longitudes de onda. Sin embargo,

el valor de absorción es considerablemente bajo (valores de k inferiores a 0.025), lo que sugiere que las pérdidas asociadas no son significativas para su aplicación en el desarrollo de dispositivos fotónicos.

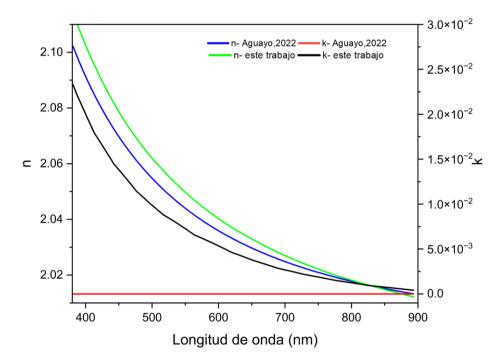


Figura 61. Gráfico de dispersión del SiN de una de las muestras depositadas en este trabajo comparado con el SiN del grupo de trabajo (Ana Luisa Aguayo Alvarado, 2022).

5.4 Parámetros de depósito y análisis de elipsometría en películas de BTO

Los parámetros utilizados para los depósitos de las películas delgadas de BTO no se basaron en un análisis riguroso de las variables del proceso, como el realizado para el estudio del SiN. En este estudio, se tomó como referencia la investigación de Márquez-Herrera et al., (2013), en la que se depositaron películas delgadas de BTO mediante pulverización catódica y se estudió el efecto de la temperatura en la cristalinidad de la película delgada. La principal diferencia en el desarrollo de este proceso fue que no se realizaron variaciones de temperatura in situ, sino que se optó por un horneado posterior al depósito de las películas delgadas.

Uno de los factores importantes en los depósitos de películas delgadas de BTO es la proporción de los gases Ar y O₂, dado que influyen directamente en las propiedades físicas y químicas del material. Por ello,

se trabajó con la proporción de gases reportada por Márquez-Herrera et al., (2013), utilizando una relación Ar:O₂ de 90:10.

Se realizaron siete depósitos de películas delgadas de BTO (muestras: M1, M2, ... hasta M6) usando los mismos parámetros de depósito. Posteriormente, se les realizó un análisis por elipsometría para evaluar la reproducibilidad de los depósitos. Los parámetros utilizados se presentan en la Tabla 7.

| Parámetros | Valor |
|-------------------------------|---------------------------|
| Potencia | 75 Watts |
| Flujo de <i>Ar</i> | 19.8 Sccm |
| Flujo de $oldsymbol{	heta}_2$ | 2.2 Sccm |
| Presión de trabajo | 10 mTorr |
| Distancia de trabajo | ≈ 5 <i>cm</i> |
| Presión base | $< 1 \times 10^{-6}$ Torr |

Tabla 8. Parámetros utilizados para el depósito de BTO.

Para el análisis elipsométrico, se utilizó un ajuste basado en el modelo del oscilador de Cauchy (Azzam & Bashara, 1977), ya que es adecuado para materiales con baja absorción en el rango visible y el infrarrojo cercano.

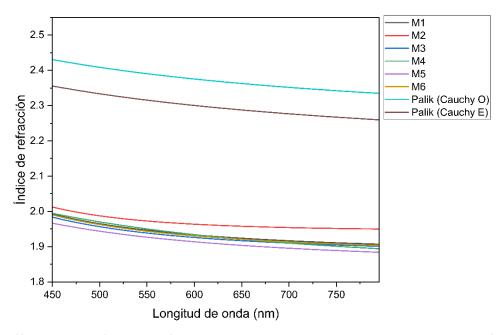


Figura 62. Gráfico de dispersión de las películas delgadas de BTO comparados con los de la literatura (Palik, 1998).

Una vez identificadas las características ópticas de los materiales depositados, se comparó su dispersión óptica con los valores reportados en la literatura para el BTO, tomando como referencia el índice de refracción ordinario y extraordinario. Los resultados obtenidos se presentan en la Figura 62.

A pesar de haber utilizado los mismos parámetros de depósito, los resultados de las muestras exhiben variaciones en el índice de refracción, lo que demuestra que no se logró un control o estabilidad en los depósitos de películas delgadas de BTO.

Estas diferencias pueden atribuirse a factores como la presión base, la estabilidad del plasma y la temperatura del sustrato durante el proceso de depósito, ya que estos son factores que afectan a las películas depositadas por la técnica de pulverización catódica.

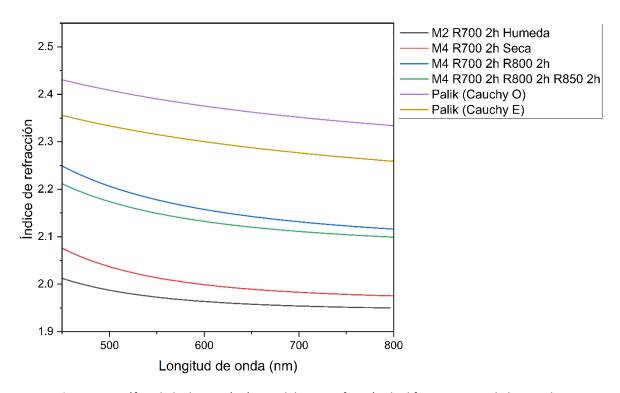


Figura 63. Gráfico de la dispersión óptica del BTO en función de diferentes tipos de horneados.

Como se observa en la figura, las muestras M2 y M4 exhibieron un índice de refracción más alto en comparación con las demás, lo cual es un aspecto favorable para este trabajo, ya que se requiere que las películas delgadas tengan un índice de refracción semejante al reportado en la literatura. Esto resulta importante, ya que un índice de refracción adecuado mejora el diseño y el funcionamiento de los dispo_{si}tivos EO basados en BTO.

Por esta razón, se seleccionaron las muestras M2 y M4 para someterlas a un proceso de horneado en un horno tubular, con el objetivo de optimizar sus propiedades estructurales y ópticas, ver Figura 63. Se realizaron dos horneados distintos:

El análisis del estudio de las propiedades ópticas consistió en realizar dos horneados distintos:

- Muestra M2: Fue horneada en un ambiente húmedo a una temperatura de 700°C durante dos horas, representada en el gráfico con una línea de color rojo.
- Muestra M4: Fue horneada en un ambiente seco, también a 700°C durante dos horas, representada en el gráfico con una línea de color verde.

Al comparar los resultados, se identificó que el horneado en ambiente seco mostró mejoras significativas en el índice de refracción del material, superando al obtenido en la muestra M2.

Posteriormente, la muestra M4 fue sometida a un segundo horneado en ambiente seco a 800°C, representada en el gráfico con una línea de color azul marino. Los resultados indicaron un aumento significativo en el índice de refracción con el tratamiento a 700°C.

Finalmente, se realizó un último horneado a la muestra M4 (que ya estaba tratada a 800°C) en ambiente seco a 850°C, representada en el gráfico con una línea de color azul celeste. En este caso, el índice de refracción disminuyó significativamente, rompiendo la tendencia observada en los tratamientos anteriores, lo que indica un deterioro en la muestra M4.

Este análisis demuestra que existe una limitante en el horneado de las muestras de BTO, lo que sugiere la necesidad de un estudio más exhaustivo sobre las propiedades estructurales y ópticas del BTO en función de la temperatura de recocido por vía seca. Esto permitirá determinar con mayor precisión los parámetros óptimos para obtener películas delgadas con índices de refracción adecuados para aplicaciones en dispositivos EO.

Por otro lado, para los parámetros de dispersión utilizados en la simulación de los dispositivos, se optó por emplear los datos de dispersión de la muestra etiquetada como M4 R700 2h R800 2h, ya que presentó un índice de refracción más acorde con los valores reportados en la literatura.

Las constantes obtenidas a partir del ajuste con el modelo de Cauchy (Azzam & Bashara, 1977), que describen el comportamiento óptimo del índice de refracción y fueron utilizadas en la simulación de los dispositivos presentados en este trabajo, se expresan mediante la Ec. 79:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \tag{81}$$

Donde A=2.11, B=-0.00613, y C=0.00075 son las constantes óptimas obtenidas del ajuste. Esta expresión permite modelar adecuadamente el comportamiento del índice de refracción en función de la longitud de onda.

Capítulo 6. Propuesta para el proceso de fabricación y caracterización de guías de onda

El Capítulo 6 aborda la propuesta para la fabricación y caracterización de guías de onda ópticas, un paso esencial para implementar circuitos fotónicos integrados basados en películas delgadas de SiN. Se detallan las etapas específicas de la fabricación, desde la preparación inicial hasta la caracterización final de las estructuras. Se describen los procedimientos involucrados, que incluyen el depósito de fotoresina mediante recubrimiento por rotación, la escritura del patrón mediante irradiación láser, el revelado del diseño, la eliminación de remanentes, el depósito de una capa de cromo, y los procesos subsecuentes para remover la fotoresina y realizar el decapado del SiN. Finalmente, se detalla cómo se eliminan las capas de cromo y se realiza la caracterización de las guías de onda utilizando técnicas avanzadas como microscopía de fuerza atómica (AFM) y microscopía electrónica de barrido (SEM).

6.1 Propuesta del proceso de fabricación

La Figura 64 muestra los pasos de la metodología utilizada en este trabajo para la fabricación de estructuras de guías de onda de SiN. Este proceso utiliza fotolitografía asistida por láser, seguida de un levantamiento de la fotoresina (lift-off) y un decapado combinado, que integra técnicas de decapado vía seca y húmeda. El decapado por vía seca se realiza mediante la aplicación de plasma con iones reactivos, mientras que el decapado por vía húmeda consiste en la inmersión de la muestra en una solución ácida o básica tal que remueve el material.



Figura 64. Esquema de la metodología de fabricación utilizada en este trabajo para las de guías de onda de SiN.

Mediante esta metodología, se combina la precisión de la fotolitografía con la capacidad de escritura láser para transferir los patrones, mientras que el levantamiento y el decapado garantizan la eliminación selectiva del SiN, permitiendo la formación de las estructuras de guías de onda deseadas.

Descripción de cada paso de la metodología de fabricación de las guías de onda de SiN.

1. Depósito de película de SiN:

El proceso comienza con el depósito de una película delgada de SiN sobre sustratos de SiO_2/Si mediante la técnica de pulverización catódica (sputtering), cuyos detalles se encuentran en el capítulo 5. El óxido de silicio (SiO_2) se obtiene mediante oxidación térmica en una oblea de silicio con orientación < 100 >, un método estandarizado en la Unidad de Nanofabricación del CNyN.

2. Aplicación de fotoresina:

Posteriormente, se deposita una fotoresina positiva sobre la película de SiN utilizando la técnica de recubrimiento por rotación (conocida en inglés con el nombre de spin coating). Este método permite obtener una capa uniforme al hacer girar la muestra a altas revoluciones mientras la fotoresina líquida se distribuye sobre la superficie.

3. Exposición con láser:

La muestra se coloca dentro de una escritora láser, donde se graba directamente el diseño deseado. La incidencia del láser modifica químicamente las zonas expuestas de la fotoresina, haciéndolas solubles y permitiendo su posterior revelado.

4. Revelado de la fotoresina:

Una vez irradiada, la fotoresina se revela en una solución específica. Dado que pueden quedar residuos de fotoresina tras este paso, se realiza una limpieza adicional usando plasma.

5. Eliminación de residuos con plasma:

Para garantizar la eliminación completa de los remanentes de fotoresina irradiada por el láser de la escritora, se emplea un plasma de oxígeno molecular (O₂).

6. Depósito de cromo:

A continuación, se deposita una película delgada de cromo mediante la técnica de evaporación por haz de electrones (conocida por su nombre en inglés como e-beam evaporation), la cual actúa como máscara protectora en las etapas de grabado.

7. Eliminación de la fotoresina:

La muestra se sumerge en solventes adecuados dentro de un baño ultrasónico para remover los restos de fotoresina en la muestra, incluso si está cubierta de Cr.

8. Decapado del SiN:

El proceso continúa con un decapado por vía seca utilizando un plasma de CF₄ para eliminar las capas expuestas de SiN. Seguidamente, se realiza un decapado por vía húmeda con una solución que es una mezcla de ácidos que atacan óxidos, la cual es conocida como BOE (por sus siglas en inglés de Buffered Oxide Etch) para completar el grabado del patrón en la película delgada.

9. Retiro de la máscara de cromo:

Finalmente, la máscara de cromo se retira mediante un decapado vía húmeda, dejando expuestas las estructuras definidas en la película de SiN.

6.1.1 Depósito de fotoresina mediante recubrimiento por rotación

La técnica de recubrimiento por rotación se utiliza comúnmente para aplicar fotoresina. El principio de funcionamiento consiste en colocar una pequeña gota del material sobre un sustrato, ver Figura 65. Luego se hace girar a revoluciones controladas. El sustrato se monta sobre un portasustrato que, rota sobre su propio eje, de manera perpendicular al área de recubrimiento. A medida que el sustrato gira, el material se extiende y cubre la superficie. Las características de la película depositada, como su espesor, dependen tanto de la naturaleza del material como de los parámetros del proceso, como la velocidad de rotación (Makhlouf, 2011; Paul et al., 2024).

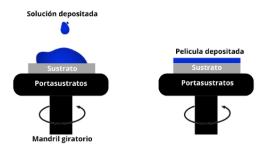


Figura 65. Esquema del principio básico de la técnica de recubrimiento por rotación.

En este trabajo se utilizó el equipo MIDAS Spin-3000TD (Figura 66). El equipo cuenta con un portasustrato equipado con una línea de vacío para fijar el sustrato durante el proceso. Se utilizó un sustrato de SiO_2/Si de aproximadamente 2 cm. Para asegurar la adherencia del sustrato al portasustrato, se aplicó vacío y se centró en el dispositivo. Posteriormente, el sustrato se hizo girar a 2500 revoluciones por minuto (rpm) durante 60 segundos. El proceso incluyó una limpieza con nitrógeno molecular durante un minuto para

eliminar impurezas. A continuación, se aplicó una gota de fotoresina AZ 1518 de MERCK al centro del sustrato usando una pipeta. La fotoresina se distribuyó uniformemente al hacer girar el sustrato a 2000 rpm durante 60 segundos. El espesor final de la capa de fotoresina fue de aproximadamente 2 μ m, según las especificaciones del fabricante. Para eliminar posibles residuos de solventes en la película formada, se realizó un recocido suave en una plancha a 100 °C durante 60 segundos.



Figura 66. Fotografía del equipo de recubrimiento por rotación MIDAS Spin-3000TD.

6.1.2 Escritura láser

La escritura láser en fotolitografía es una técnica utilizada para crear patrones sobre materiales fotosensibles, como las fotoresinas. En este proceso, un haz láser de alta precisión expone selectivamente la superficie de la capa fotosensible siguiendo un patrón diseñado digitalmente. El principio fundamental de esta técnica radica en la interacción de la luz láser con la fotoresina, la que está diseñada para cambiar sus propiedades químicas o físicas (como endurecerse o volverse soluble) al exponerse a la luz ultravioleta. Al ajustar parámetros del láser, como la potencia, la velocidad de escaneo y la longitud de onda, es posible controlar con precisión la cantidad de energía depositada en el material fotosensible, lo que determina la resolución y la calidad del patrón grabado.

Una vez depositada la película delgada de fotoresina, la muestra se colocó en una escritora láser MicroWriter ML3 (ver Figura 67a), montada sobre un portasustrato con línea de vacío para asegurar el control de la muestra. Antes de iniciar el proceso de escritura, se limpió la superficie de la muestra con nitrógeno molecular para evitar residuos. Posteriormente, se realizó la calibración muestra-láser, asegurando que la muestra estuviera en la distancia focal adecuada. Luego, se cargaron los patrones deseados en el software. Los patrones fueron diseñados utilizando el software CleWin 5 (ver Figura 67b),

basados en los resultados previos de simulaciones de los dispositivos. A continuación, se ajustaron los parámetros de escritura, que incluyen la dosis, el foco, la resolución del láser y las coordenadas de los patrones sobre el sustrato. Cabe destacar que estos parámetros pueden variar dependiendo del tipo de sustrato y la resolución de los patrones.

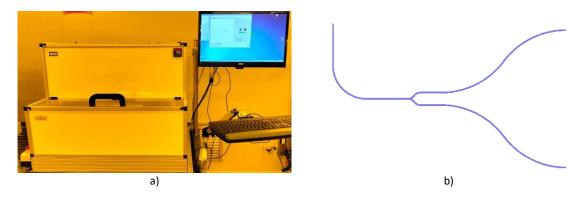


Figura 67. Fotografía de la escritora láser MicroWriter ML3. b) Diseño de un divisor de haz 1x2 dibujado empleando el programa conocido como CleWin 5.

Una vez configurados los parámetros, comenzó el proceso de escritura láser. Es importante señalar que cuanto mayor sea el patrón de grabado y mayor sea la precisión requerida, más tiempo tomará el proceso. El tiempo de escritura varió en este caso entre 30 y 60 minutos, dependiendo de la complejidad y resolución del patrón. Finalmente, al terminar el proceso de escritura, la muestra se colocó en una plancha caliente para realizar un recocido a 96 °C durante 60 segundos. La Tabla 7 presenta los parámetros geométricos del divisor de potencia 1x2 multimodal dibujado en CleWin. Es importante señalar que este diseño no es funcional para los dispositivos propuestos en el capítulo 4, ya que opera en el rango multimodal. Sin embargo, comparte la metodología de fabricación utilizada en dispositivos monomodales.

Tabla 9. Parámetros geométricos del divisor de potencia 1x2

| Parámetros | Longitud (μm) |
|-------------------|---------------|
| Longitud de onda | 1.55 |
| Ancho- Si_3N_4 | 3 |
| L_w | 50 |
| L_s | 30 |
| ${\cal Y}_{span}$ | 30 |
| h | 3 |

6.1.3 Revelado

El proceso de revelado consiste en eliminar las secciones irradiadas por el láser en la película delgada de fotoresina. En este caso se trabajó con una fotoresina positiva, donde las zonas irradiadas por el láser se vuelven solubles en el revelador AZ300 de *MERCK*. La metodología empleada consistió en sumergir el sustrato, previamente recocido y enfriado, en una solución de 30 ml de revelador *AZ300* durante 90 segundos. Pasado el tiempo, se retiró el sustrato de la solución y se limpió inmediatamente con agua desionizada para evitar que los remanentes de la solución afectaran al sustrato. La muestra se secó con nitrógeno. Finalmente, se verificaron los patrones resultantes mediante un microscopio óptico, asegurándose de que fueran visual y geométricamente correctos. Los resultados obtenidos se presentan en la Figura 68. Se identificaron el área de ramificación y las zonas con curvaturas, ya que estas representan las áreas críticas del dispositivo. Se obtuvo una estructura bien definida, sin residuos de fotoresina.

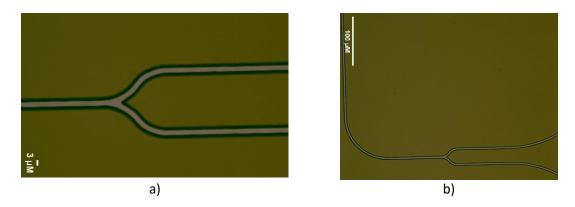


Figura 68. Imágenes obtenidas con microscopio óptico del proceso de revelado, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas.

6.1.4 Eliminación de residuos con plasma

El decapado por plasma es una técnica empleada en la microfabricación de patrones, que utiliza iones reactivos para remover material. En este proceso, especies químicas altamente energéticas y reactivas, derivadas de un gas específico como oxígeno (O₂), bombardean la muestra, provocando reacciones químicas en su superficie. Estas interacciones descomponen los materiales presentes, formando moléculas más pequeñas o volátiles que son posteriormente extraídas mediante un sistema de vacío. Esta técnica permite eliminar selectivamente parte o la totalidad de la capa superior de un material (Wan et al., 2022; J. H. Wang, 2012).



Figura 69. Fotografía del equipo P-50 utilizado en el proceso de decapado.

Para el proceso eliminación de residuos de fotoresina con plasma se utilizó en este trabajo un equipo P-50 de PlasmaEtch (ver Figura 69). Este equipo consiste en una cámara de vacío equipada con una fuente de poder de radiofrecuencia, diseñada para trabajar con diferentes gases empleados en procesos de decapado. Dado que el objetivo era eliminar los remanentes de fotoresina resultantes del proceso de revelado, se utilizó un plasma de O₂. La metodología aplicada siguió un protocolo previamente establecido dentro del grupo de trabajo. Los parámetros específicos empleados durante el decapado se detallan en la Tabla 8.

Tabla 10. Parámetros del proceso de eliminación de residuos con plasma

| Parámetros | Valor |
|-----------------------|-----------|
| Potencia | 60 watts |
| Flujo de $m{	heta}_2$ | 15 sccm |
| Presión de trabajo | 230 mTorr |
| Tiempo | 120 min |

6.1.5 Depósito de cromo

Se depositó una película delgada de cromo sobre la estructura previamente grabada en la fotoresina, con el propósito de que esta película sirviera como capa protectora durante los procesos de decapado posteriores. Para este depósito, se empleó la técnica de evaporación por haz de electrones (E-Beam). En

este proceso, un material fuente (blanco) es evaporado mediante el bombardeo de electrones de alta energía concentrados en un haz intenso. La emisión de estos electrones se genera a partir de un filamento caliente, que libera electrones por efecto termoiónico. Una vez acelerados, los electrones transfieren suficiente energía al material blanco, logrando su evaporación incluso para materiales con altos puntos de fusión. Esta técnica garantiza un recubrimiento uniforme y de alta pureza. El proceso por E-beam ofrece amplias posibilidades para controlar la estructura y morfología de la película, con las propiedades deseadas como un recubrimiento denso, alta eficiencia térmica, baja contaminación, alta confiabilidad y productividad (Bashir et al., 2020; Kerdcharoen & Wongchoosuk, 2013).



Figura 70. Fotografía del sistema de evaporación por haz de electrones.

El depósito de cromo por evaporación con haz de electrones se realizó en el equipo que se muestra en la Figura 70. Se inició colocando el sustrato, previamente preparado con el patrón de fotoresina, en la cámara de depósito. Se realizó el vacío hasta alcanzar una presión base de 10⁻⁷ Torr, lo que asegura un ambiente de ultra alto vacío.

El voltaje de trabajo se estableció en 7.5 kV, lo que regula la energía del haz de electrones. Este parámetro es clave para garantizar una evaporación eficiente del material ya que controla la energía necesaria para la sublimación del Cr.

A continuación, se ajustaron los parámetros de depósito: una corriente de 26 mA y una potencia de 195 W. La potencia se estableció en un 5.1% del valor máximo, lo que corresponde a la corriente (I) necesaria para lograr el depósito del material.

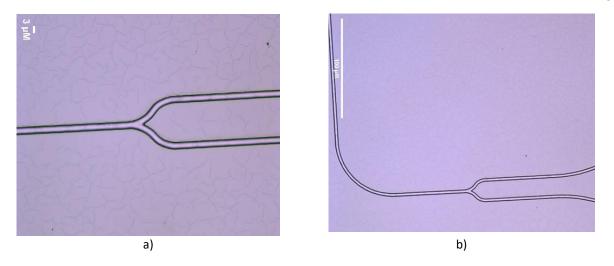


Figura 71. Imágenes obtenidas con microscopio óptico que muestran los resultados del proceso de depósito de Cr, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas.

Los resultados obtenidos muestran un depósito uniforme de cromo sobre toda la superficie del sustrato (ver Figura 71). Dado que se utilizó una fotoresina positiva, las zonas irradiadas se retiraron del sustrato, formando canales con la geometría deseada. Así, dado que el depósito de cromo fue uniforme, este también se depositó sobre las áreas sin fotoresina.

6.1.6 Remoción de la fotoresina

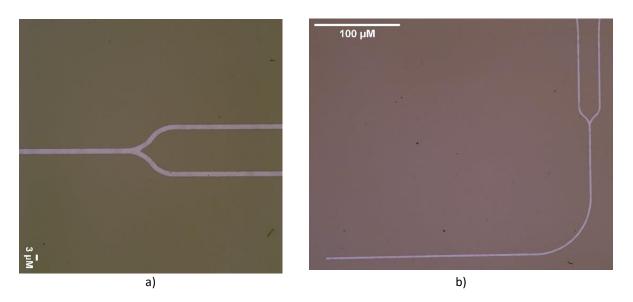


Figura 72. Imágenes obtenidas con microscopio óptico que muestran los resultados del proceso de remoción de fotoresina, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas.

El proceso para remover la fotoresina presente entre las interfaces SiN y Cr es relativamente sencillo. Para ello, la muestra se sumergió en acetona dentro de un vaso y, a continuación, se colocó en un baño ultrasónico durante 3 minutos a temperatura ambiente. Transcurrido este tiempo, la muestra se lavó con abundante agua desionizada y, finalmente, se secó con una pistola de nitrógeno. Los resultados muestran un patrón bien definido de la estructura esperada. Se observa una cubierta con forma de divisor de haz sobre el SiN (ver figura 72).

6.1.7 Decapado de SiN

El decapado es un proceso físico y/o químico utilizado para eliminar material de un sustrato o de una película delgada depositada sobre este. Este proceso se lleva a cabo generalmente para eliminar materiales no deseados o para preparar superficies antes del depósito de otros materiales. En este proceso, se emplea un material que funciona como cubierta, el cual no se ve afectado por el proceso de decapado (o cuya tasa de decapado es baja), mientras que el material expuesto al decapante se elimina selectivamente. El decapante puede presentarse en estado líquido, gas, vapor o plasma, dependiendo de la técnica utilizada. Existen dos tipos principales de decapado: decapado anisotrópico e isotrópico. En el decapado anisotrópico, la tasa de decapado es diferente según la dirección del material, lo que permite obtener estructuras con bordes más definidos y una mayor selectividad en la eliminación del material. Por otro lado, en el decapado isotrópico, la tasa de grabado es uniforme en todas las direcciones, lo que puede llevar a una eliminación más amplia y menos precisa del material (Fox et al., 2018; Pinto et al., 2018). Cabe mencionar que en este trabajo se emplearon dos técnicas distintas: decapado vía seca y decapado vía húmeda.



Figura 73. Fotografía del equipo P-100 utilizado en el proceso de decapado de SiN.

En el proceso de decapado vía seca se utilizó el equipo P-100 de PlasmaEtch (ver figura 73). Este equipo comparte el principio de funcionamiento del equipo P-50, descrito en la sección 6.1.6; sin embargo, alcanza potencias y flujos más altos. Lo que genera tasas de decapado más altas. Otra característica importante, es que el equipo cuenta con un sistema de enfriamiento, por lo que es posible hacer procesos de decapado más prolongados.

Existen varios tipos de gases que son utilizados para el decapado de SiN, generalmente se emplean gases que contienen flúor como lo es tetrafluoruro de carbono (CF_4), trifluoruro de nitrógeno (NF_3), trifluorometano (CHF_3), entre otros (Reyes-Betanzo et al., 2001). En este trabajo se utilizó CF_4 como gas decapante. El proceso consistió en colocar la muestra en la cámara del equipo P-100 y programar la potencia de la fuente en 150 watts con un flujo controlado de CF_4 de $30\ sccm$ y una presión de trabajo de 120 mTorr.

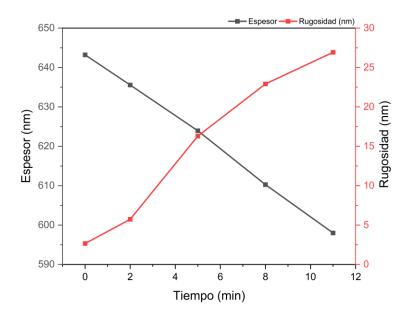


Figura 74. Relación entre el espesor y la rugosidad de SiN en función del tiempo durante el proceso de decapado con CF_4 .

Con estos parámetros se obtuvo una tasa de decapado de $4.1 \, nm/min$ de acuerdo con los espesores obtenidos por elipsometría. Sin embargo, el decapado no fue totalmente uniforme dado que la rugosidad de la superficie aumentó (ver Figura 74), que es un valor para considerar dado que afecta tanto la precisión de la medición de elipsometría y la calidad del dispositivo.

Por otro lado, para el decapado vía húmeda se utilizó una solución de BOE, conocida por su efectividad en la eliminación selectiva de óxidos y nitruros (Burham et al., 2016). El proceso comenzó con colocar 30 ml de solución de BOE en un vaso de precipitado. Posteriormente, el sustrato fue sumergido completamente en la solución durante un tiempo controlado de 10 segundos, el proceso se realizó a temperatura ambiente. Una vez concluido el tiempo, el sustrato fue retirado de la solución y enjuagado cuidadosamente con agua desionizada para eliminar cualquier residuo químico, seguido de un secado con nitrógeno. La tasa de decapado de SiN obtenida durante el proceso de decapado vía húmeda fue de aproximadamente $11 \, nm/min$, de acuerdo con los resultados de medición realizados por elipsometría (ver Figura 75). A diferencia del decapado en seco realizado en el equipo P-100, la rugosidad se mantuvo relativamente baja.

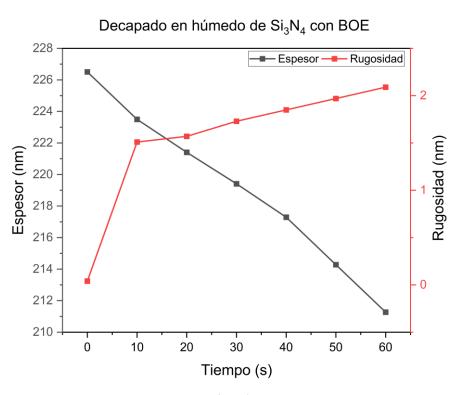


Figura 75. Relación entre el espesor y la rugosidad de SiN en función del tiempo durante el proceso de decapado vía húmeda utilizando BOE.

Debido a complicaciones durante el decapado de SiN utilizando únicamente el decapado vía seca en el equipo P-100, se observó que, tras lapsos prolongados de decapado, las muestras adquirían una alta rugosidad. Esta rugosidad llegó a ser tan elevada que excedía la capacidad de medición del elipsómetro, lo que impedía realizar un ajuste adecuado en las mediciones.

Para mitigar este problema y evitar un aumento excesivo en la rugosidad, se optó por intercalar ambas técnicas de decapado: seca y húmeda. La metodología consistió en alternar ambos procesos de la siguiente manera: inicialmente, se comenzó con el decapado en seco utilizando la metodología previamente descrita, y se monitoreó constantemente la rugosidad con el elipsómetro. Cuando la rugosidad alcanzaba aproximadamente 50 nm, la muestra se transfería a un proceso de decapado vía húmeda con BOE durante un tiempo controlado de dos minutos. Este procedimiento se repitió hasta lograr el decapado completo del SiN, de manera controlada y con una rugosidad mínima. La tabla 10 muestra los resultados obtenidos durante el proceso de decapado de SiN utilizando ambas técnicas, podemos observar cómo se ve afectada la rugosidad de la muestra para cada uno de los procesos.

Tabla 11. Resultados del proceso de decapado de SiN: Espesor, rugosidad y MSE

| | Agente | Tiempo (min) | Espesor (nm) | Rugosidad (nm) | MSE |
|---|--------|-----------------|-----------------|-------------------|-----|
| 0 | | 0 | 203 | 7 | 35 |
| 1 | CF_4 | 2 | 189 | 29.81 | 50 |
| 2 | CF_4 | 2 | 169 | 47.79 | 45 |
| 3 | BOE | 2 | 82.52 | 0 | 17 |
| 4 | CF_4 | 2 | 62 | 21 | 8 |
| 5 | BOE | 0.5 | 0 | 0 | 5 |

6.1.8 Remoción del Cromo

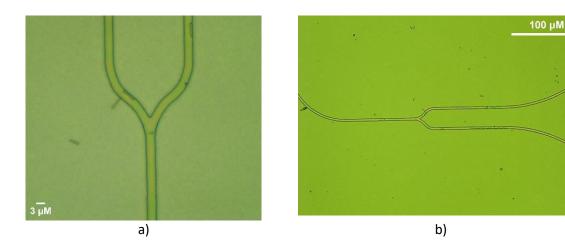


Figura 76. Imágenes obtenidas con microscopio óptico que muestran los resultados del proceso de remoción de Cr, destacando áreas críticas como las zonas de a) ramificación y b) curvaturas.

La remoción de películas delgadas de cromo mediante soluciones decapantes es un procedimiento ampliamente conocido, consiste en atacar la película delgada con una solución decapante. Sin embargo, este proceso presentó dificultades, ya que la solución decapante estándar de cromo, utilizada en condiciones normales, no logró eliminar completamente una película de 10 nm de espesor. Para realizar la remoción del cromo, se colocaron 30 ml de la solución en un vaso de precipitado y se sumergió completamente la muestra. A pesar de tiempos prolongados de inmersión, la capa de cromo permaneció parcialmente adherida.

Se plantea la hipótesis de que la exposición previa al BOE pudo haber alterado la estructura química del cromo, dificultando su eliminación durante el proceso de decapado. En la Figura 76 se presentan los resultados obtenidos al finalizar la metodología propuesta. Se observan relieves no uniformes en la superficie, los cuales se atribuyen a la presencia de remanentes de cromo que no fueron eliminados por completo.

6.2 Caracterización de las guías de onda por microscopía

Para analizar las estructuras resultantes de la fabricación, se llevó a cabo la caracterización de las guías de onda de SiN mediante el uso de dos técnicas avanzadas de microscopía: microscopía de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés de *Atomic Force Microscopy*) y microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés de *Scanning Electron Microscopy*).

El análisis mediante microscopía de fuerza atómica (AFM) permite estudiar con alta precisión las propiedades topográficas de la superficie, brindando información detallada sobre la rugosidad, uniformidad e irregularidades presentes en las guías de onda.

En este caso, las Figuras 77a y 77b presentan la topografía tridimensional y el perfil correspondiente de una sección de una guía de onda de nitruro de silicio (SiN) sin curvaturas. Los resultados indican que la guía de onda de SiN tiene un ancho superior de 3.3 μ m (representado por la línea negra) y un ancho inferior de 4.31 μ m (representado por la línea roja). Esta diferencia significativa en los anchos se atribuye a las características propias del método de medición con AFM, lo cual es un comportamiento esperado en este tipo de análisis. Por otro lado, la altura de la estructura fue de 0.56 μ m, que concuerda con el espesor de la película de SiN que fue depositada.

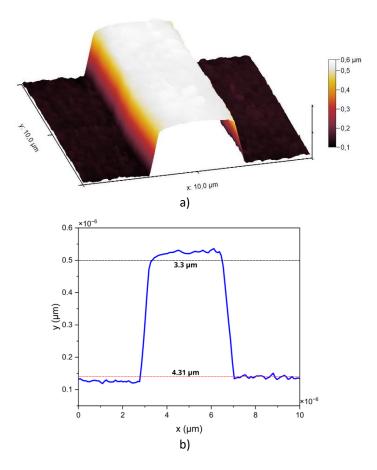


Figura 77. a) Topografía 3D de la sección recta de una guía de onda de SiN medida por AFM. b) Perfil transversal de la topografía 3D de la sección recta de una guía de onda de SiN.

Con el fin de identificar la cubierta de cromo en la superficie superior de la guía de onda de SiN, se realizó una medición en una de las secciones con imperfecciones de relieve.

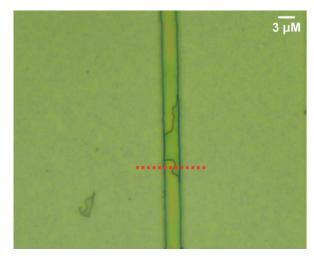


Figura 78. Imagen obtenida con microscopio óptico que muestran el área de medición por AFM (línea roja).

La Figura 78 muestra una imagen de obtenido con un microscopio óptico, la línea roja identifica la zona aproximada en la que se realizó por AFM.

Las imágenes obtenidas por AFM en la sección con imperfecciones (ver figura 79a) mostraron una diferencia significativa en los espesores de las distintas zonas, con una variación de aproximadamente 60 nm (ver figura 79b). Esta diferencia en espesores se atribuye a la pérdida de la cubierta protectora durante el último decapado del nitruro de silicio, lo que afectó de manera significativa al SiN en la estructura de la guía de onda. Sin embargo, esta medición permitió identificar la presencia de un remanente químico, probablemente compuesto por una mezcla de cromo y otras especies químicas (provenientes de la etapa de decapado de SiN), ya que, si fuera únicamente cromo, este se habría eliminado completamente con el decapado estándar.

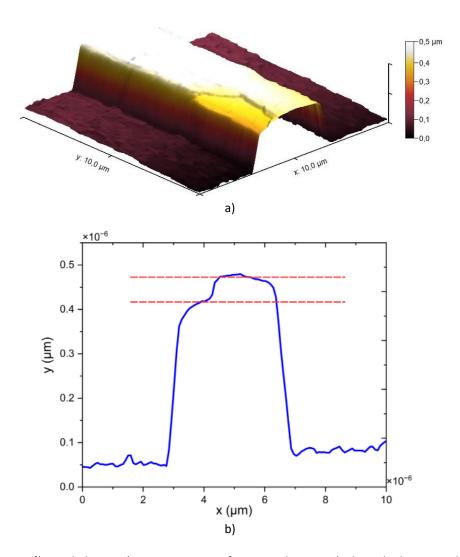


Figura 79. a) Topografía 3D de la sección recta con imperfecciones de una guía de onda de SiN medida por AFM. b) Perfil transversal de la topografía 3D de la sección recta con imperfecciones de una guía de onda de SiN (las líneas punteadas rojas muestran la diferencia de espesores).

Por otro lado, la caracterización por SEM permite un análisis detallado de la morfología superficial y de la estructura de las guías de onda a escalas nanométricas. Esta técnica es particularmente útil para analizar las dimensiones precisas de las guías de onda, evaluar la calidad de los bordes y detectar posibles defectos estructurales que puedan afectar su desempeño.

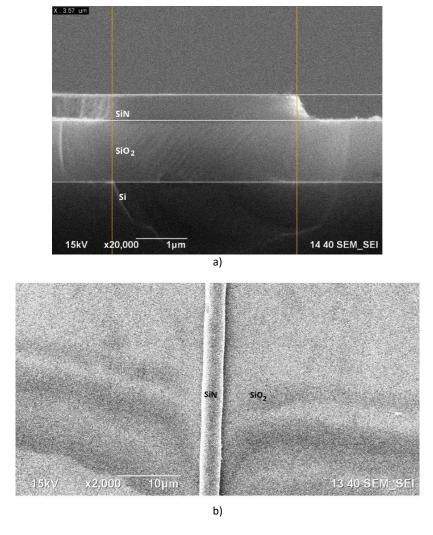


Figura 80. Imágenes SEM a) sección transversal de la guía de onda de SiN. b) vista superior de una sección recta de la guía de onda de SiN.

En este estudio, las mediciones realizadas con SEM se enfocaron en dos regiones clave de las guías de onda. La sección transversal, donde se analizó la estructura interna y la uniformidad de las capas depositadas, verificando espesor y ancho. Por otro lado, la vista superior, que permitió evaluar la homogeneidad de la superficie y la definición de los bordes de las guías. Los resultados obtenidos mediante estas mediciones se presentan en la Figura 80, donde se muestran las características estructurales de ambas regiones.

El análisis de la sección transversal de la estructura no permitió determinar con precisión el ancho de la guía de onda, ya que la medición se realizó en una zona donde la guía presentaba curvatura (ver Figura 80a). Esto generó errores de perspectiva debido a las características de la curvatura. No obstante, a partir del análisis realizado con SEM, se estima que el ancho de la guía de onda es aproximadamente de 3.57 μ m. Por otro lado, las mediciones del espesor de las interfaces y la altura de la guía de onda fueron consistentes con los resultados obtenidos por elipsometría y AFM. Se observó una película delgada de SiO_2 de aproximadamente $1.11~\mu m$ de espesor, mientras que la altura en la guía de onda de SiN fue de aproximadamente $0.54~\mu m$. La Figura 80b muestra una vista superior de una sección recta de la guía de onda de SiN. La superficie de la guía parece homogénea y bien definida, sin irregularidades visibles, lo que destaca que el proceso de decapado de SiN fue controlado. Sin embargo, los bordes de la guía presentan algunas ondulaciones parciales, lo que sugiere que aún hay margen de mejora en el proceso de fabricación para lograr una definición más precisa.

Capítulo 7. Conclusiones

En esta tesis se llevó a cabo un estudio sobre el diseño de moduladores interferometricos Mach-Zehnder basados en una plataforma híbrida compuesta por SiN, BTO y SiO₂, sobre un sustrato de silicio. Estos dispositivos tienen aplicaciones relevantes en el procesamiento de información, específicamente como moduladores de fase y potencia. Mediante un análisis numérico detallado, se propusieron dos diseños funcionales optimizados para operar a una longitud de onda de 1,550 nm, los cuales fueron validados inicialmente a través de simulaciones realizadas con el software varFDTD.

Adicionalmente, se perfeccionó el proceso de fabricación desarrollado por el grupo de trabajo, lo que permitió la producción de guías de onda con anchos inferiores a los 3 micrómetros. Este avance incluyó la optimización de la síntesis de SiN, los procedimientos de fotolitografía y el decapado de SiN llevados a cabo en las instalaciones del Laboratorio Nacional de Nanofabricación, LaNNaFab, del CNyN-UNAM. Los resultados obtenidos mediante caracterizaciones con microscopía AFM y SEM confirmaron la calidad de las estructuras fabricadas, aportando información valiosa sobre los parámetros y técnicas de fabricación.

Diseño y simulaciones:

Se lograron desarrollar y optimizar plataformas de simulación para distintos componentes fundamentales en la fotónica integrada. En particular, se diseñaron y simularon divisores de potencia con geometría tipo divisor Y y acopladores direccionales, implementados en una plataforma híbrida de SiN y BTO como núcleo de guía de onda. Los dispositivos presentan dimensiones submicrométricas, con radios de curvatura menores a $20~\mu m$ y pérdidas por propagación inferiores al 2%, evaluadas a una longitud de $1550~\rm nm$.

En el diseño de divisores de potencia tipo Y, el ángulo de ramificación juega un papel principal en la eficiencia de transmisión. Se observó que ángulos más pequeños mejoran la transmitancia, mientras que ángulos más grandes incrementan las pérdidas debido a la curvatura cerrada. Por lo tanto, las geometrías de diseño de los MZI basados en divisores de potencia tipo Y están directamente influenciadas por el tamaño del ángulo de ramificación.

Los divisores de potencia basados en acopladores direccionales ofrecieron un mayor control en la división de la luz, ya que la longitud de acoplamiento puedo ajustarse para regular la transferencia de potencia entre las guías. Esto los hace más viables en comparación con los divisores tipo Y. Un factor clave en el diseño de estos dispositivos es la separación entre los brazos donde se acoplan los modos. En este trabajo,

dicha separación fue de 500 nm, aunque estuvo limitada por la capacidad de fabricación disponible en la LaNNaFab. No obstante, el control sobre este parámetro afecta directamente las dimensiones del acoplador direccional, lo que a su vez influye en las geometrías y dimensiones de los dispositivos MZI basados en acopladores direccionales.

A partir de estas plataformas, también se llevó a cabo el diseño de IMZ integrando los divisores previamente mencionados como elementos clave en su estructura. Estos dispositivos fueron evaluados a 1,550 nm, obteniendo pérdidas de propagación similares a las de los componentes individuales (< 2%).

Se realizó un análisis de los coeficientes electroópticos de las guías de onda híbridas, considerando las geometrías y dimensiones de las zonas de modulación. En este caso, la región de modulación corresponde a una guía de onda recta de SiN con un ancho de 800~nm, una altura de 500~nm y una longitud de $60~\mu m$, sobre una película delgada de BTO de 200~nm. Los electrodos estaban separados a una distancia de 1000~nm del centro de la guía de onda recta. Bajo estas condiciones, el dispositivo presento un coeficiente electróptico híbrido de 530~pm/V.

A partir de estas plataformas, se llevó a cabo el diseño de moduladores electroópticos MZI, los cuales presentan dimensiones compactas con longitudes inferiores a $200~\mu m$ y anchos menores a $40~\mu m$. Cabe resaltar que los moduladores MZI basados en divisores tipo Y requieren una longitud menor para su funcionamiento. La zona de modulación de estos dispositivos tiene una longitud de $60~\mu m$, y funcionan con voltajes de media onda menores a los 13 V, cuando se utilizan en configuración push-pull a una longitud de onda de 1,550nm.

Uno de los principales aportes de este trabajo es la metodología funcional desarrollada para el diseño de dispositivos electroóticos MZI, la cual combina un análisis teórico con simulaciones. Este enfoque permitió estudiar y generar el efecto electroóptico en las estructuras propuestas, evaluando su desempeño y optimizando su diseño para aplicaciones específicas, como la simulación de moduladores MZI, destinados a la preparación de cúbits de camino óptico bajo condiciones realistas.

Finalmente, los dispositivos moduladores electroópticos MZI basados en acopladores direccionales mostraron ser una herramienta óptima para la manipulación de cúbits de camino óptico bajo condiciones realistas, mediante la modulación electroóptica y el control de desfase. El dispositivo actuó como una compuerta cuántica σ_x , intercambiando los estados de entrada $|0\rangle$ y $|1\rangle$. El análisis de la evolución de las probabilidades de los estados cuánticos mostró que, a medida que se aplica un voltaje controlado, la

probabilidad de encontrar el sistema en el estado $|1\rangle$ aumenta, mientras que la probabilidad de estar en el estado $|0\rangle$ disminuye, lo que demuestra una superposición cuántica.

Síntesis y fabricación:

Se identificaron los parámetros óptimos para el depósito de películas delgadas de SiN mediante pulverización catódica con magnetrón. A través de la variación de parámetros como potencia, flujo de gases y presión de trabajo, se identificaron condiciones que permiten controlar el índice de refracción del material y su espesor, obteniendo un índice de refracción cercano a 2.032 a una longitud de onda de 632 nm, que se acerca al valor esperado para el SiN estequiométrico.

Se observó que el índice de refracción disminuye con el aumento del flujo de N_2 en el depósito, mientras que incrementa con el aumento de la potencia de depósito debido a una mayor cantidad de silicio amorfo presente en las películas delgadas. Además, los depósitos de SiN mostraron una buena estabilidad en el índice de refracción, a diferentes tiempos de depósito. La tasa de depósito promedio fue de 3.99 nm/min, y el comportamiento con tendencia lineal del espesor con respecto al tiempo de depósito, sugiere un buen control sobre el proceso.

Aunque el material depositado no corresponde exactamente al SiN estequiométrico, debido a su absorción en longitudes de onda visibles, las pérdidas asociadas son mínimas, lo que hace que el material sea adecuado para aplicaciones fotónicas.

En el caso de los depósitos de películas delgadas de BTO mediante pulverización catódica, se identificó que los parámetros de depósito presentaron diferencias significativas en el índice de refracción de las muestras obtenidas, empleando los mismos parámetros de depósito, lo que sugiere tener mayor control sobre la estabilidad del depósito, con base en factores como la presión base, la estabilidad del plasma y la potencia de depósito.

El proceso de horneado se mostró como un factor clave para mejorar las propiedades ópticas y estructurales del BTO. En particular, los horneados en ambiente seco a 700°C y 800°C mostraron mejoras en el índice de refracción. Sin embargo, los resultados de las muestras horneadas en un ambiente seco a una temperatura de 850°C sugieren que el tiempo de horneado y la temperatura también pueden afectar las características ópticas, dado que el índice de refracción disminuyo.

En el proceso de fabricación de guías de onda de SiN, se han establecido parámetros clave para la correcta aplicación de la fotoresina sobre las películas delgadas. Estos incluyen los tiempos de recocido de la fotoresina, los cuales afectan tanto la resolución de la escritura láser como el tiempo de revelado de la fotoresina. Todos estos factores están interrelacionados y deben ser ajustados con precisión para garantizar la calidad y precisión de los patrones grabados.

En cuanto al proceso de decapado, se utilizó una combinación de técnicas físicas y químicas, logrando decapar cerca de 530 nm de material (SiN). La implementación de ambas técnicas permitió un decapado eficiente, con una rugosidad controlada y una buena precisión en las zonas críticas, como las áreas de ramificación y curvaturas. Sin embargo, se presentaron complicaciones durante la remoción de la capa de cromo. Aunque se utilizó la solución decapante estándar de cromo (Cr-etch), no se logró eliminar completamente la capa de cromo de 10 nm de espesor, lo que dejó algunos residuos en la superficie. Se planteó la hipótesis de que la exposición previa al BOE podría haber alterado la estructura química del cromo, dificultando su eliminación.

El análisis con AFM reveló una diferencia significativa en los anchos superior e inferior de la estructura, lo que se atribuyó a las características del método de medición. Además, la medición de altura fue consistente con los resultados obtenidos por elipsometría, confirmando la viabilidad del proceso de decapado.

En áreas con imperfecciones, se observó una variación de aproximadamente 60 nm en los espesores, atribuida a la pérdida de la cubierta protectora durante el decapado, lo que afectó el decapado de SiN en esas zonas. También se identificó un remanente químico, sugiriendo que la eliminación del cromo no fue completamente efectiva.

Por otro lado, las mediciones SEM permitieron analizar las guías en sus secciones transversales y en la vista superior. Aunque la curvatura de la guía en la sección transversal generó errores de perspectiva, se estimó un ancho de $3.57~\mu m$, consistente con los resultados obtenidos por AFM.

En la vista superior, la superficie de las guías mostró ser homogénea, lo que indica un buen control del proceso de decapado, aunque los bordes presentaron ondulaciones parciales, lo que sugiere que aún hay margen para mejorar la definición de los bordes en el proceso de fabricación.

7.1 Trabajo a futuro

En relación con los resultados mostrados previamente, existen varias áreas en las que el trabajo futuro podría abordar limitaciones o mejorar aspectos específicos en el diseño y simulación de dispositivos, así como en la metodología de fabricación de estos. A continuación, se detallan algunas de las posibles líneas de mejora:

Aunque se ha logrado un buen control sobre la fabricación de guías de onda con anchos inferiores a los 3 micrómetros, se observó que el proceso de decapado, particularmente en la eliminación de la capa de cromo, no fue completamente efectivo. Esto dejó residuos que afectan la calidad de las guías de onda. En trabajos futuros, se recomienda realizar un análisis más minucioso del proceso de decapado. Además, una opción a considerar sería utilizar otro material diferente como cubierta.

A pesar de que se logró un buen control del proceso de fotolitografía, se identificaron ondulaciones parciales en los bordes de las guías en las mediciones SEM. Estas ondulaciones pueden indicar que aún existe margen para mejorar la definición de los bordes en el proceso de fabricación. Mejorar la resolución en el proceso de fotolitografía sería un aspecto clave para futuros desarrollos, especialmente si se buscan dimensiones más pequeñas en las guías de onda.

Literatura citada

- Abu-Thabit, N. Y., & Makhlouf, A. S. H. (2020). Fundamental of smart coatings and thin films: Synthesis, deposition methods, and industrial applications. In A. S. H. Makhlouf & N. Y. Abu-Thabit (Eds.), *Advances in smart coatings and thin films for future industrial and biomedical engineering applications* (pp. 3–35). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-849870-5.00001-X
- Aguayo Alvarado, A. L. (2022). Generación y manipulación de estados de fotón individual por medio de procesos no-lineales en dispositivos fotónicos integrados [Tesis de doctorado, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio Institucional. http://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3770
- Ansys. (s.f.). *MODE 2.5D varFDTD solver introduction*. Ansys Optics. Recuperado el 3 de marzo de 2025, de https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034917213-MODE-2-5D-varFDTD-solver-introduction
- Ansys. (s.f.). *MODE Finite Difference Eigenmode (FDE) solver introduction*. Ansys Optics. Recuperado el 3 de marzo de 2025, de https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034917233-MODE-Finite-Difference-Eigenmode-FDE-solver-introduction
- Azzam, R. M. A., & Bashara, N. M. (1977). Ellipsometry and Polarized Light. North-Holland Publishing Company. https://books.google.com.mx/books?id=1_4uAQAAIAAJ
- Bamiedakis, N., Williams, K. A., Penty, R. V., & White, I. H. (2013). Integrated and hybrid photonics for high-performance interconnects. In I. P. Kaminow, T. Li, & A. E. Willner (Eds.), *Optical fiber telecommunications* (Vol. 6, pp. 399–431). Academic Press. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-396958-3.00011-1
- Bashir, A., Awan, T. I., Tehseen, A., Tahir, M. B., & Ijaz, M. (2020). Interfaces and surfaces. In Chemistry of Nanomaterials: Fundamentals and Applications (pp. 51–87). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-818908-5.00003-2
- Browne, D., Bose, S., Mintert, F., & Kim, M. S. (2017). From quantum optics to quantum technologies. In Progress in Quantum Electronics. Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2017.06.002
- Burham, N., Sugandi, G., Nor, M. M., & Majlis, B. Y. (2016). Effect of temperature on the etching rate of nitride and oxide layer using Buffered Oxide Etch. 2016 International Conference on Advances in Electrical, Electronic and Systems Engineering, ICAEES 2016, 516–519. https://doi.org/10.1109/ICAEES.2016.7888099
- Castera, P., Tulli, D., Gutierrez, A. M., & Sanchis, P. (2015). Influence of BaTiO₃ ferroelectric orientation for electro-optic modulation on silicon. *Optics Express, 23*(12), 15332–15342. https://doi.org/10.1364/OE.23.015332
- 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

- Chmielak, B., Waldow, M., Matheisen, C., Ripperda, C., Bolten, J., Wahlbrink, T., Nagel, M., Merget, F., & Kurz, H. (2011). Pockels effect based fully integrated, strained silicon electro-optic modulator. *Optics Express*, 19(18), 17212–17219. https://doi.org/10.1364/OE.19.017212
- Chovan, J., & Uherek, F. (2018). Photonic integrated circuits for communication systems. *Radioengineering*, 27(2), 357–363. https://doi.org/10.13164/re.2018.0357
- Ekert, A. (1998). Quantum interferometers as quantum computers. *Physica Scripta T, 76*(T76), 218–222. https://doi.org/10.1238/PHYSICA.TOPICAL.076A00218/XML
- Fano, G., & Blinder, S. M. (2019). Quantum chemistry on a quantum computer. In S. M. Blinder & J. E. House (Eds.), *Mathematical physics in theoretical chemistry* (pp. 377–400). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813651-5.00011-5
- Fox, K. E., Tran, N. L., Nguyen, T. A., Nguyen, T. T., & Tran, P. A. (2018). Surface modification of medical devices at nanoscale-recent development and translational perspectives. In Biomaterials in Translational Medicine: A Biomaterials Approach (pp. 163–189). Elsevier. https://doi.org/10.1016/8978-0-12-813477-1.00008-6
- Giordani, T., Hoch, F., Carvacho, G., Spagnolo, N., & Sciarrino, F. (2023). Integrated photonics in quantum technologies. *La Rivista del Nuovo Cimento*, 46(2), 71–103. https://doi.org/10.1007/s40766-023-00040-x
- Hilfiker, J. N., & Woollam, J. A. (2005). INSTRUMENTATION | Ellipsometry. Encyclopedia of Modern Optics, 297–307. https://doi.org/10.1016/B0-12-369395-0/00833-2
- Jellison, G. E. (1999). Ellipsometry. Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry, 402–411. https://doi.org/10.1006/RWSP.2000.0070
- Jiang, X., Kuklin, A. V., Baev, A., Ge, Y., Ågren, H., Zhang, H., & Prasad, P. N. (2020). Two-dimensional MXenes: From morphological to optical, electric, and magnetic properties and applications. *Physics Reports*, 848, 1–58. https://doi.org/10.1016/J.PHYSREP.2019.12.006
- 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 (Vol. 8, Número 24). Wiley-VCH Verlag. https://doi.org/10.1002/adom.202001249
- Kerdcharoen, T., & Wongchoosuk, C. (2013). Carbon nanotube and metal oxide hybrid materials for gas sensing. In Semiconductor Gas Sensors (pp. 386–407). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1533/9780857098665.3.386
- Li, M., Ling, J., He, Y., Javid, U. A., Xue, S., & Lin, Q. (2020). Lithium niobate photonic-crystal electro-optic modulator. *Nature Communications*, 11(1). https://doi.org/10.1038/s41467-020-17950-7
- Li, Y., Sun, M., Miao, T., & Chen, J. (2024). Towards high-performance Pockels effect-based modulators: Review and projections. *Micromachines*, 15(7). https://doi.org/10.3390/mi15070865
- Lifante, G. (2003). *Integrated photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons. https://doi.org/10.1002/0470861401
- Makhlouf, A. S. H. (2011). Current and advanced coating technologies for industrial applications. In *Nanocoatings and ultra-thin films* (pp. 3–23). Elsevier. https://doi.org/10.1533/9780857094902.1.3

- Márquez-Herrera, A., Hernández-Rodríguez, E. N., Zapata-Torres Martín, G., Cruz-Jáuregui, M. de la P., & Meléndez-Lira, M. Á. (2013). Estudio de la temperatura de crecimiento sobre la cristalinidad en películas delgadas de BaTiO₃. *Ingeniería, Investigación y Tecnología,* 14(3), 317–323. https://doi.org/10.1016/S1405-7743(13)72246-7
- Mattox, D. M. (2010). Introduction. Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing, 1–24. https://doi.org/10.1016/B978-0-8155-2037-5.00001-0
- Miller, L. S., & Mullin, J. B. (Eds.). (1991). Electronic Materials. https://doi.org/10.1007/978-1-4615-3818-9
- Minasian, R. A. (2004). Modulators: Modulation and Demodulation of Optical Signals. Encyclopedia of Modern Optics, Five-Volume Set, 129–138. https://doi.org/10.1016/B0-12-369395-0/00667-9
- Ohtsuka, T., & Fushimi, K. (2018). Ellipsometry in Passive Films. Encyclopedia of Interfacial Chemistry: Surface Science and Electrochemistry, 143–156. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409547-2.13878-8
- Okamoto, K. (2000). Fundamentals of Optical Waveguides. Elsevier Science. https://books.google.com.mx/books?id=lgfx0KJc7ZoC
- Ortmann, J. E., Eltes, F., Caimi, D., Meier, N., Demkov, A. A., Czornomaz, L., Fompeyrine, J., & Abel, S. (2019). Ultra-low-power tuning in hybrid barium titanate-silicon nitride electro-optic devices on silicon. *ACS Photonics*, *6*(11), 2677–2684. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.9b00558
- Palik, E. D. (Ed.). (2012). *Handbook of optical constants of solids* (Vol. 1). Academic Press. https://doi.org/10.1016/C2009-0-20920-2
- Paul, B. K., Mondal, D., Bhattacharya, D., Ghosh, A., & Das, S. (2024). Processing of thin-film electrode based supercapacitors: Progress during the last decade. In *Comprehensive Materials Processing* (Vol. 3, pp. 179–199). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-323-96020-5.00071-6
- Pinto, A. M. F. R., Oliveira, V. B., & Falcão, D. S. (2018). Miniaturization of direct alcohol fuel cells: Microfabrication techniques and microfluidic architectures. In Direct Alcohol Fuel Cells for Portable Applications (pp. 245–264). Elsevier. https://doi.org/10.1016/b978-0-12-811849-8.00007-3
- Politi, A., Matthews, J. C. F., Thompson, M. G., & O'Brien, J. L. (2009). Integrated quantum photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(6), 1673–1684. https://doi.org/10.1109/JSTQE.2009.2026060
- Reshak, A. H., Shahimin, M. M., Khor, K. N., Wahid, M. H. A., & Ahmad Hambali, N. A. M. (2016). Evanescent field optimization on Y-branch silicon nitride optical waveguide for biosensing. *Materials Letters*, *173*, 127–130. https://doi.org/10.1016/J.MATLET.2016.02.142
- Reyes-Betanzo, C., Moshkalyov, S. A., Pavanello, M. A., Ramos, A. C. S., & Swart, J. W. (2001). Plasma etching of Si₃N₄ with high selectivity over Si and SiO₂. *Proceedings of SBMicro 2001 XVI International Conference on Microelectronics and Packaging*. Retrieved from https://www.lsi.usp.br/~patrick/sbmicro/papers/P174 294311.pdf
- Saleh, B. E. A., & Teich, M. C. (2019). Fundamentals of Photonics. John Wiley & Sons, Inc. https://doi.org/10.1002/0471213748

- Shaker, L. M., Al-Amiery, A., Isahak, W. N. R. W., & Al-Azzawi, W. K. (2023). Integrated photonics: bridging the gap between optics and electronics for enhancing information processing. Journal of Optics. https://doi.org/10.1007/s12596-023-01321-8
- Sinatkas, G., Christopoulos, T., Tsilipakos, O., & Kriezis, E. E. (2021). Electro-optic modulation in integrated photonics. *Journal of Applied Physics*, *130*(1), 010901. https://doi.org/10.1063/5.0048712
- Uribe Arias, B. I. (2024). Estudio de moduladores de fase electroópticos para aplicaciones en fotónica integrada. [Tesis de Maestría en Ciencias, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.]. Repositorio Institutional http://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/4152
- Vallo, M., & Mukish, P. (2021). Global insights into the key technology enabling the exponential growth of digital communication networks. *Proceedings of SPIE*, 11712, 117120F. https://doi.org/10.1117/12.2581942
- Wan, T., Wang, B., Han, Q., Chen, J., Li, B., & Wei, S. (2022). A review of superhydrophobic shape-memory polymers: Preparation, activation, and applications. *Applied Materials Today*, *29*, 101665. https://doi.org/10.1016/J.APMT.2022.101665
- Wang, H., & Chu, P. K. (2013). Surface characterization of biomaterials. In A. Bandyopadhyay & S. Bose (Eds.), *Characterization of Biomaterials* (pp. 105–174). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-415800-9.00004-8
- Wang, J. H. (2012). 5 Surface preparation techniques for biomedical applications. In M. Driver (Ed.), *Coatings for Biomedical Applications* (pp. 143–175). Woodhead Publishing. https://doi.org/10.1533/9780857093677.1.143
- Winzer, P. J., Neilson, D. T., & Chraplyvy, A. R. (2018). Fiber-optic transmission and networking: The previous 20 and the next 20 years [Invited]. *Optics Express*, 26(18), 24190. https://doi.org/10.1364/oe.26.024190
- Wittek, P. (2014). Quantum computing. In *Quantum Machine Learning* (pp. 41–53). Academic Press. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-800953-6.00004-9
- Yariv, A., & Yeh, P. (2007). *Photonics: Optical electronics in modern communications* (6.ª ed.). Oxford University Press. https://books.google.com.mx/books?id=B2xwQgAACAAJ
- Zhang, M., Wang, C., Kharel, P., Zhu, D., & Lončar, M. (2021). Integrated lithium niobate electro-optic modulators: When performance meets scalability [Invited]. *Optica*, 8(5), 652–667. https://doi.org/10.1364/optica.415762