



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

Escuela Técnica Superior de Ingeniería Industrial

Diseño y caracterización de circuitos fotónicos integrados
para la separación de enantiómeros mediante fuerzas
ópticas

Trabajo Fin de Grado

Grado en Ingeniería Biomédica

AUTOR/A: Catalán Carbó, María

Tutor/a: Rodríguez Díez, Iago

Cotutor/a: Martínez Abietar, Alejandro José

CURSO ACADÉMICO: 2023/2024

Diseño y caracterización de circuitos fotónicos integrados para la separación de enantiómeros mediante fuerzas ópticas

María Catalán Carbó

3 de julio de 2024

Resumen

Los enantiómeros son dos formas isoméricas de una molécula que, pese a tener la misma composición, la distribución espacial de los átomos de un enantiómero son imagen especular de los del otro, y no son superponibles. La separación de enantiómeros es muy relevante en industrias como la química y la farmacéutica, ya que los enantiómeros presentan distintas interacciones químicas y propiedades farmacológicas en nuestro organismo. Actualmente, estos métodos de separación se basan en interacciones químicas, que son específicos a la composición química de la molécula, además de complejos y costosos. Recientemente, se están explorando alternativas basándose en interacciones físicas con la luz. La distinta interacción de los enantiómeros con luz polarizada genera fuerzas ópticas que mueven a los enantiómeros en direcciones opuestas. En particular, esta nueva técnica de separación de enantiómeros se puede realizar mediante circuitos fotónicos integrados en combinación con un sistema de microfluidos. Este tipo de dispositivos pueden ser fabricados en masa, abaratando costes de producción. En este Trabajo Final de Grado se ha estudiado el comportamiento de la luz al interactuar con estructuras fotónicas como guías de onda y anillos resonantes ópticos. El objetivo es medir el índice efectivo de modo y caracterizar las pérdidas de propagación y acople de las guías de onda, para determinar qué tipo de circuito óptico será más apropiado para separar enantiómeros.

María Catalán Carbó

mcatcar@etsii.upv.es

Palabras Clave: circuitos fotónicos integrados; separación de enantiómeros; guía de onda; anillos resonantes

Índice general

Resumen	III
Índice general	V
I Memoria	1
1 Contexto y motivación del proyecto	3
1.1 Isomería óptica: Enantiómeros	3
1.2 Separación quiral mediante métodos químicos	5
1.3 Separación quiral mediante fuerzas ópticas	6
1.4 Objetivos del proyecto	10
2 Introducción teórica	13
2.1 Descripción del estado de polarización de la luz	13
2.2 Estructuras fotónicas para caracterizar el índice efectivo	18
3 Metodología experimental	25
3.1 Diseño y fabricación de los chips fotónicos en sala limpia	25
3.2 Montaje de caracterización óptica	30
3.3 Control del modo excitado en la guía	34
3.4 Medición experimental del espectro de transmisión	35
3.5 Análisis del espectro de transmisión	35
4 Resultados	39
4.1 Índices efectivos de modo	39
4.2 Pérdidas de propagación	41
4.3 Pérdidas de acoplamiento	42

5 Conclusiones	45
II Presupuesto	47
5.1 Introducción	49
5.2 Cuadro de mano de obra	49
5.3 Cuadro de materiales	50
5.4 Cuadro de maquinaria	51
5.5 Cuadro de precios parciales	52
5.6 Cuadro de precios unitarios	54
5.7 Cuadro de precios descompuestos	55
5.8 Presupuesto de ejecución por contrata	58

Parte I

Memoria

Contexto y motivación del proyecto

En este primer capítulo se introducirán conceptos clave como la quiralidad y los enantiómeros, además de su impacto en la industria farmacéutica. Además, se tratarán las técnicas actuales de separación quiral y se presentará la alternativa de utilizar métodos ópticos basados en guías de onda.

1.1 Isomería óptica: Enantiómeros

Se dice que un objeto es quiral o que posee quiralidad cuando no es superponible con su imagen especular. Un ejemplo de este fenómeno son las manos que, pese a ser simétricas una de la otra, no son superponibles entre sí, tal y como se puede ver en la Fig. 1.1. En el caso de las moléculas, se les llama enantiómeros a ambas formas no superponibles de una molécula compuesta por los mismos átomos. Una de los principales ejemplos de quiralidad son las moléculas con un carbono asimétrico, es decir, enlazado con cuatro grupos sustituyentes diferentes como se muestra en la Fig. 1.1 donde el carbono actúa como centro quiral. Puede haber centros quirales diferentes, como el azufre o el fósforo.

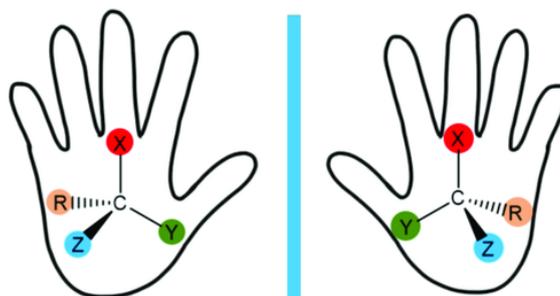


Figura 1.1: Enantiómeros y manos como imágenes especulares. Adaptada de Ceramella et al. 2022.

Los enantiómeros poseen la misma fórmula molecular y las mismas propiedades físicas como carga y masa, pero tienen un comportamiento óptico y una distribución espacial de átomos diferentes. Son un tipo particular de isomería espacial o estereoisomería por la cual cada enantiómero inter-

actúa de forma distinta con la luz polarizada, por lo que también se les conoce como isómeros ópticos. Así pues, se dice que las moléculas quirales tienen actividad óptica, pudiéndose clasificar según cómo modifiquen el plano de la luz polarizada. Este comportamiento se puede observar gracias al fenómeno de dicroísmo circular, por el cual cada uno de los dos enantiómeros absorbe en distinta cantidad la luz polarizada circularmente en un sentido que en otro: un enantiómero levógiro (L) interactúa y absorbe más la luz que gira en sentido antihorario, mientras que uno dextrógiro (D) absorbe más la luz que gira en sentido horario (Raja y Barron 2019). Este fenómeno óptico es de hecho el más explotado para determinar la quiralidad de los enantiómeros en solución. A una combinación de ambos enantiómeros en solución se le llama mezcla racémica. Estas mezclas son equimolares, por lo que contienen la misma cantidad de cada enantiómero y no manifiestan actividad óptica (Nguyen LA 2006).

El cuerpo es un gran selector quiral, por lo que interacciona de manera diferente con cada fármaco quiral, metabolizando sus enantiómeros por diferentes vías y dando lugar a diferentes resultados. Los sistemas biológicos, como proteínas y receptores, reconocen a los dos enantiómeros como sustancias diferentes, lo que se debe a una interacción molecular específica de tres puntos similar a la de una llave y una cerradura. De esta manera, los sustituyentes de los enantiómeros deben encajar perfectamente con los receptores para generar una respuesta biológica en particular. Otro ejemplo de esta enantioselectividad biológica son los aminoácidos, los monómeros que componen las proteínas, ya que la gran mayoría son levógiros (Nguyen LA 2006). Otras moléculas biológicas con quiralidad son los lípidos de la membrana celular, los hidratos de carbono y el material genético o ADN (Franco-Rodríguez et al. 2023).

Un claro caso de la importancia de este reconocimiento quiral en receptores es el sistema inmune, que puede generar dos anticuerpos diferentes. En el caso de los fármacos, estas pequeñas moléculas necesitan conjugarse con una molécula portadora, formando el complejo inmunógeno para el que el sistema inmune produce el anticuerpo. La formación de este complejo es un proceso específico y delicado, donde la quiralidad del fármaco juega un papel clave. Aunque minoritarios, estos anticuerpos enantioselectivos pueden utilizarse para separar fármacos quirales y tienen numerosas aplicaciones bioquímicas (Nguyen LA 2006).

Esta enantioselectividad también afecta a los procesos de absorción, distribución, eliminación y metabolización de las sustancias quirales. Así pues, centrándonos en los fármacos, estas diferencias farmacodinámicas y farmacocinéticas pueden derivar en que un isómero tenga un efecto terapéutico beneficioso, mientras que el otro sea inactivo o, incluso, perjudicial. Este último caso se conoce como toxicidad estereoselectiva, donde los efectos tóxicos de un fármaco quiral se pueden deber a uno o ambos enantiómeros. Además, estos efectos tóxicos pueden ser diferentes en cada enantiómero. Es por esto que en el mercado hay fármacos que se venden con tan solo un isómero, puesto que el otro es tóxico, pero todavía hay casos en los que esta separación es muy difícil y costosa (Nguyen LA 2006).

Actualmente, entorno a la mitad de los fármacos en uso son compuestos quirales, y el 90 % son comercializados como mezclas racémicas. Estos fármacos que contienen una mezcla de ambos enantiómeros se pueden clasificar según su actividad (Nguyen LA 2006).

La mayoría de mezclas tienen un enantiómero predominante, conocido como eutómero, y uno secundario, conocido como distómero. En este grupo encontramos un gran número de anticonvulsivantes, antiarrítmicos, anestésicos locales y demás tipos de fármacos. Un ejemplo es la ketamina,

un anestésico intravenoso cuyo eutómero L-ketamina es más potente y menos tóxico que su distómero, que produce efectos secundarios como agitación y alucinaciones. A pesar de esto, este fármaco se continua comercializando como mezcla racémica (Nguyen LA 2006).

Existen algunas mezclas donde ambos componentes son igual de activos y experimentan las mismas dinámicas. Estos casos son minoritarios, pero hay fármacos como el antineoplásico ciclofosfamida, usada en el tratamiento del cáncer (Davies y Teng 2003).

Finalmente, hay mezclas donde el distómero es transformado por el propio cuerpo en el eutómero mediante inversión quiral. Esta inversión puede ser unidireccional si la transformación en el enantiómero opuesto solo se puede dar en un sentido. Un ejemplo de este fenómeno sería el ibuprofeno, donde el D-ibuprofeno se convierte al entrar en el organismo en L-ibuprofeno, el cual es unas 100 veces más potente (Nguyen LA 2006).

Por otro lado, la inversión quiral puede ser bidireccional si esta transformación se da en ambos sentidos, como es el caso de la talidomida. El caso de la talidomida es particularmente conocido por sus efectos perjudiciales en fetos, puesto que a mediados del siglo XX era recetado para tratar las náuseas del embarazo. Actualmente tiene usos muy restringidos en inmunología y oncología. A raíz de estudios sobre los enantiómeros de la talidomida y sus derivados se encontró que su toxicidad se debe a su L-isómero y, probablemente, a los productos en los que se transforma una vez en el organismo, ya sean quirales o no. Así pues, esta inversión quiral bidireccional y su actividad metabólica dificultan una correcta previsión de los efectos de la talidomida en el organismo (Nguyen LA 2006).

Un mayor conocimiento y control sobre los procesos de interacción entre los enantiómeros y las estructuras biológicas permitiría prever los efectos de los fármacos, consiguiendo tratamientos más eficaces y con un menor número de efectos secundarios (Nguyen LA 2006).

1.2 Separación quiral mediante métodos químicos

Como hemos visto, la quiralidad de los fármacos es una de sus propiedades clave a la hora de garantizar un tratamiento efectivo y seguro. Las drogas quirales han ido ganando cada vez más atención, pero la separación de enantiómeros continúa siendo un proceso complicado. Cuando hablamos de producción en grandes cantidades, como en el caso de la industria farmacéutica, además de una alta eficiencia en la separación se requiere un bajo coste y un alto rendimiento. A continuación se presentarán algunos de los métodos químicos de separación quiral más comunes:

Cromatografía líquida de alta eficacia (HPLC)

En esta técnica la mezcla racémica pasa por una columna a alta presión que está funcionalizada con un adsorbente (fase estacionaria) con el que cada enantiómero interactúa de manera diferente, dando lugar a una diferencia temporal en la salida. La separación por cromatografía requiere el uso de agentes quirales para formar compuestos intermedios, que son los que reaccionan con la columna mediante enlaces químicos. Así pues el proceso responsable de la separación es la formación de un complejo transitorio entre el fármaco enantiomérico y el selector quiral de la fase estacionaria. Se trata de la técnica más utilizada al ser eficiente y cuenta con diferentes variantes, pero tiene un alto coste y la fase estacionaria es específica para cada molécula que se desee separar (Teng et al. 2022).

Cristalización directa o preferencial

En este método se aprovecha la diferencia de las fuerzas de interacción entre los enantiómeros, puesto que interactúan más fuertemente entre los iguales. Así pues, se introducen cristales semilla en soluciones sobresaturadas para facilitar la formación de los cristales de cada enantiómero. Es un proceso simple, eficaz y económico, pero tan solo el 5-10 % de las sustancias quirales presentan esta propiedad (Teng et al. 2022).

Cristalización diastomérica, clásica o química

Este método también se basa en la cristalización, pero aquí se añade un agente a la solución racémica para que cada enantiómero dé lugar a un compuesto con una cinética de cristalización diferente. Pese a ser un método sencillo y de bajo coste, encontrar el agente adecuado requiere un tedioso trabajo de cribado (Teng et al. 2022).

Resolución cinética

Esta técnica se basa en que algunos enantiómeros reaccionan a velocidades diferentes con un mismo reactivo, por lo que pueden separarse antes de que la reacción llegue a su punto final. Este método tiene la limitación de tener un 50 % de rendimiento, aunque cada vez se implementan más estrategias para resolver este problema (Teng et al. 2022).

Como vemos, estos métodos se basan en la composición y propiedades químicas de cada molécula en particular. Esto significa que para cada fármaco es necesaria una serie de investigaciones, pruebas, reactivos, materiales y equipamiento. Por lo tanto, se trata de técnicas altamente costosas y con protocolos específicos para cada molécula que se quiera separar. Una línea alternativa a estas técnicas químicas sería basarse en las propiedades ópticas de los enantiómeros, que son comunes a todas las moléculas quirales (Teng et al. 2022).

1.3 Separación quiral mediante fuerzas ópticas

Recientemente se ha llevado a cabo gran cantidad de estudios y simulaciones tratando la separación de enantiómeros con luz. Estudios teóricos y experimentos demuestran que se puede inducir ópticamente la separación de partículas quirales, aunque estas son de mayor tamaño que las moléculas de los fármacos quirales.

Tkachenko y Brasselet (2014) demostraron por primera vez experimentalmente que la separación quiral se puede llevar a cabo en un entorno fluido iluminando con luz polarizada. Utilizando dos haces opuestos de luz polarizada circularmente en sentidos opuestos, se observó como se modificaba la trayectoria de las partículas quirales, mientras que las aquirales continuaban rectas. Estos cambios en la trayectoria se pueden observar con microscopía óptica y dependen de la quiralidad (L o D) de la propia partícula, que en este caso son microesferas de cristal líquido. Estas observaciones introdujeron el uso de nuevo tipo de herramientas para la separación de partículas quirales (Tkachenko y Brasselet 2014).

Más adelante, Magallanes y Brasselet (2018) afirmaron poder observar el desplazamiento de objetos bajo el efecto de luz polarizada circularmente. La muestra, un rectángulo de Plexiglass sobre agua, se desplazaba en sentidos opuestos según si la luz estaba polarizada a izquierdas o a derechas (Magallanes y Brasselet 2018).

Más recientemente, se probó por primera vez la separación quiral de partículas quirales de menor tamaño (del orden de la longitud de onda) en una interfase de agua y aire, con un haz de luz polarizada linealmente. Las partículas de diferentes quiralidades se desplazaron en sentidos opuestos al ser incididas oblicuamente por la luz. Esta disminución en el tamaño de las partículas separadas abre la puerta a llegar a separar fármacos quirales, de tamaño molecular (Shi, Zhu y Zhang 2020).

En todos estos ejemplos se usaron haces que se propagaban en el espacio libre, mediante el uso de espejos, lentes, retardadores de fase y polarizadores, lo cual requiere un montaje experimental bastante voluminoso. Además, la distancia de separación entre enantiómeros se reduce al diámetro del haz de luz (típicamente de varios micrómetros). Una alternativa es utilizar óptica integrada, guiando la luz a lo largo de guías de onda. Con esta nueva propuesta se podría producir separación de enantiómeros a lo largo de distancias de centímetros e intensificar las fuerzas ópticas responsables (Martínez-Romeu et al. 2024a).

Un ejemplo de estudio con montaje integrado es el de Liang Fang y Jian Wang (2021). En esta investigación numérica se estudió la aplicación de dos guías de onda propagando luz polarizada pseudo linealmente en sentido opuesto, con una ranura interior donde nanopartículas serían separadas según su quiralidad (Fang y Wang 2021).

En otro estudio teórico más reciente se optó por utilizar dos guías de onda paralelas y asimétricas, ambas con modo TE o TM. Consiguen así separar las nanopartículas que circulan por la ranura según su quiralidad (Liu et al. 2023).

Pese a que estos estudios y simulaciones muestran buenos resultados en cuanto a la separación quiral de nanopartículas, no parece que estas fuerzas quirales se mantengan durante largas distancias, pese a que este era el beneficio inicial de la propuesta integrada (Martínez-Romeu et al. 2024a).

1.3.1 Modo de polarización quasi-circular en guía de onda

Recientemente, el grupo formado por Josep Martínez-Romeu, Iago Diez, y Alejandro Martínez en el Nanophotonics Technology Center (NTC), liderado por este último, ha realizado un estudio teórico basado en simulaciones para predecir la separación quiral generada por una guía de ondas integrada. Este estudio fue hecho dentro del consorcio europeo CHIRALFORCE financiado por la acción llamada HORIZON EUROPE European Innovation Council (101046961). El material considerado para el núcleo de la guía fue el nitruro de silicio (SiN) y para el sustrato se tomó dióxido de silicio (SiO₂). El medio circundante al núcleo de la guía se consideró agua, donde los enantiómeros estarían suspendidos en solución. De esta manera, como el núcleo de la guía presenta un índice de refracción mayor que el del entorno del sustrato y recubrimiento de agua, la luz será guiada. De cara a una implementación práctica de un dispositivo nanofotónico para realizar separación quiral, el uso de nitruro de silicio permite que los costes de producción de las guías sean bajos dado que la maquinaria de fabricación en masa usada es la misma que la ya madura de la industria de microelectrónica. Además, el nitruro de silicio no absorbe las longitudes de onda del rango espectral visible (verde-rojo) o infrarrojo, que son las utilizadas para ejercer las fuerzas ópticas (Martínez-Romeu et al. 2024a).

En ese trabajo (Martínez-Romeu et al. 2024a), llevaron a cabo simulaciones del movimiento de las partículas quirales bajo la actuación de la fuerza óptica generado por el modo óptico propagado por la guía. Se consideró que las partículas se encontraban en un fluido sin flujo neto y que su masa era despreciable. Bajo estas asunciones, el desplazamiento de la partícula se debe a la combinación de la fuerza óptica, la fricción que la desplaza en sentido opuesto al movimiento y la fuerza debida a las colisiones estocásticas de las moléculas del fluido, lo que se conoce como movimiento Browniano. Los enantiómeros se modelan como nanopartículas esféricas. La fuerza ejercida sobre las partículas es la que permite que los enantiómeros se desplacen en sentidos opuestos, como se muestra en la Fig. 1.2a.

Para llevar a cabo las simulaciones de la fuerza primero calcularon la distribución espacial del campo eléctrico de la luz en la sección transversal de la guía; esta distribución es lo que se denomina modo óptico. Los campos eléctricos de los modos se calcularon resolviendo las ecuaciones de Maxwell dada la geometría y materiales de la guía de ondas. Estas ecuaciones rigen el comportamiento de la luz y se resolvieron mediante la implementación del método de elementos finitos con la herramienta FemSIM del programa RSoft. Los modos fundamentales de la guía usados en (Martínez-Romeu et al. 2024a) se muestran en la Fig. 1.2b. Se ve que tanto la intensidad del campo eléctrico del modo como su polarización se extienden más allá del núcleo de la guía, disminuyendo a medida que se alejan (Martínez-Romeu et al. 2024a). Este decaimiento del campo a partir de la frontera del núcleo con el recubrimiento se le denomina onda evanescente, y es la parte del modo que interactúa con las partículas en el fluido.

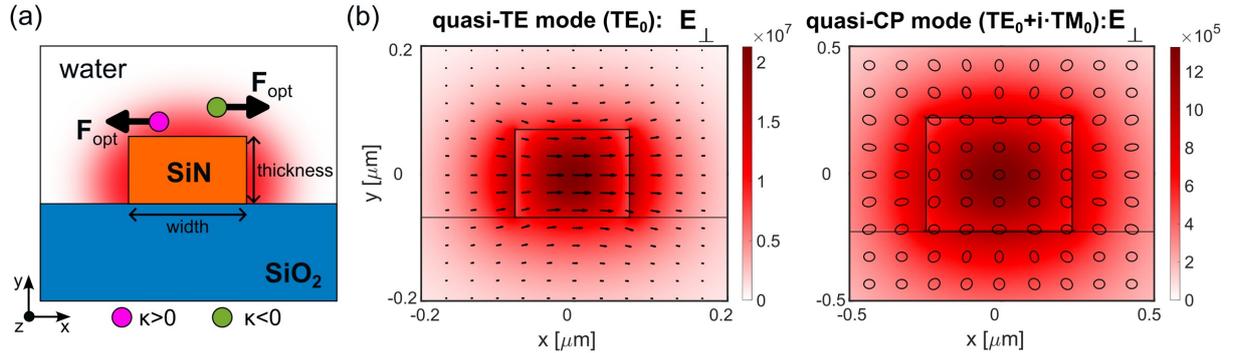


Figura 1.2: (a) Esquema de la sección transversal de la guía de onda representando la acción opuesta de la fuerza óptica total ejercida por el modo guiado (rojo) sobre las partículas con quiralidad opuesta. (b) Intensidad del campo eléctrico transversal (mapa de color) y polarización (mapa de flechas y elipses) de los modos quasi-TE y quasi-CP. Adaptada de Martínez-Romeu et al. 2024a.

Una vez obtenidos los campos, se obtienen las fuerzas ópticas normalizados por la potencia guiada por el modo en el medio circundante donde las partículas quirales estarían en suspensión. Estas fuerzas dependen de las características de la partícula, como su tamaño y composición (permitividad eléctrica), que son modeladas con la polarizabilidad. Una vez se ha calculado el campo de fuerza óptica total, se utiliza un algoritmo para rastrear la posición de cada partícula de ambos enantiómeros durante 2 segundos a lo largo de un hipotético canal microfluídico alrededor de la guía de ondas. Este rastreo se realiza 500 veces para poder analizar estadísticamente el proceso de separación de los enantiómeros teniendo en cuenta la influencia del movimiento Browniano. Además, la posición inicial de las partículas dentro del microcanal también fue asumida aleatoria para que la simulación fuera más realista. De esta manera, se calcula la fracción enantiomérica

(EF) a partir de las posiciones finales de las partículas para cada enantiómero (Martínez-Romeu et al. 2024a).

Se consideraron dos enfoques diferentes para la separación quiral de partículas a lo largo del plano transversal de la guía: el modo quasi-TE (*transversal electric*) para separarlas horizontalmente y el modo quasi-CP (*circularly polarized*) para separarlas de manera “atractiva-repulsiva”. Entre estas dos propuestas, el modo CP fue el que mostró resultados más prometedores puesto que permitió separar partículas de menor tamaño (52 nm) (Martínez-Romeu et al. 2024a). De aquí en adelante omitiremos el prefijo *quasi-* en el nombre de los modos por simplificación de la nomenclatura, teniendo en cuenta siempre que los modos en realidad son quasi-TE, quasi-TM (*transversal magnetic*) y quasi-CP.

El modo CP se obtuvo mediante la superposición de un modo TE y un modo TM con un desfase de 90° . Puesto que el campo eléctrico está mayormente polarizado horizontalmente en el modo TE y verticalmente en el modo TM, la combinación resulta en un modo guiado polarizado circularmente. El ancho y grosor de la guía de ondas son escogidos de manera que los modos TE y TM sean degenerados. Esto se logra exhibiendo el mismo índice efectivo de modo ($\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff,TE}} - n_{\text{eff,TM}} = 0$), índice que caracteriza al modo óptico guiado y que depende de la geometría y materiales de la guía y de la longitud de onda. De esta manera, los modos también tienen la misma velocidad de fase y la polarización circular del modo se mantiene a lo largo de la guía de onda (Martínez-Romeu et al. 2024a).

La fuerza que permite separar las partículas que circulan por el microcanal alrededor de la guía aumenta al aproximarse al núcleo y presenta sentidos opuestos para quiralidades opuestas (L y D). De esta manera, la fuerza ejercida por el modo atrae a las partículas de quiralidad positiva o dextrógiras (D) y repele a las partículas de quiralidad negativa o levógiras (L), como se ve en la Fig. 1.3 (Martínez-Romeu et al. 2024a).

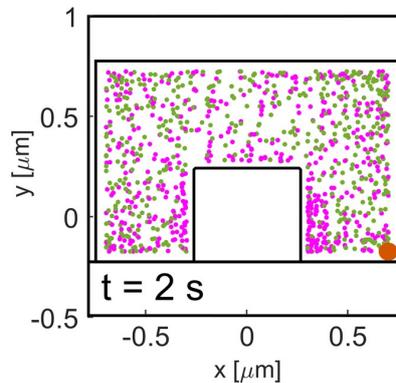


Figura 1.3: La última posición de 500 partículas de cada enantiómero (magenta o verde) dentro del microcanal ($1.5 \mu\text{m}$ de ancho \times $1 \mu\text{m}$ de grosor) tras 2 segundos de movimiento, dada la fuerza óptica total producida por la guía de ondas. El círculo naranja representa el tamaño a escala de la partícula, mientras que los puntos magenta y verde representan el centro de masa de cada enantiómero. Adaptada de Martínez-Romeu et al. 2024a.

A diferencia del modo TE, con este modo no hay un radio mínimo para que las fuerzas quirales que separan los enantiómeros sean mayores que las aquirales. Así pues, se podría esperar alcanzar separar enantiómeros de menor tamaño, llegando a radios moleculares (1 nm) (Martínez-Romeu et al. 2024a). De hecho en un estudio preimpreso (en vías de publicación), Martínez-Romeu et al.

2024b predijeron que el uso de un modo CP podría llegar a separar partículas de tamaño inferior a 10 nm con un parámetro de quiralidad similar al de moléculas como la del aminoácido L-cisteína. Este estudio nos acerca más a conseguir la implementación de un método de separación quiral de moléculas usadas en fármacos mediante fuerzas ópticas. La clave de este nuevo método reportado la preimpresión radica en obtener el modo CP en la guía de onda. Resulta que para que el modo CP se produzca la guía debe tener unas dimensiones adecuadas. Dado que el grosor de la guía viene fijado por el grosor de la capa de nitruro de silicio de la oblea de donde se fabricarían estos dispositivos, la única dimensión que podemos variar para obtener el modo CP es la anchura de la guía por litografía. Por tanto, es clave encontrar la anchura de guía necesaria para que se produzca la degeneración entre el modo TE y TM, y por tanto, poder guiar un modo CP.

1.4 Objetivos del proyecto

El principal objetivo de este trabajo final de grado es medir la anchura de guía de onda a la cual se produce la degeneración de los modos TE y TM, es decir para la que $n_{\text{eff, TM}} = n_{\text{eff, TE}}$. Además, también se busca caracterizar las pérdidas de propagación y acoplamiento, ya que influirán en la potencia y fuerza que afectarían a los enantiómeros en el futuro dispositivo final.

La estructura de la memoria es la siguiente.

- En el capítulo 1 se hará una presentación del problema al que el proyecto, en el que se engloba este trabajo, trata de dar solución. Se tratarán así conceptos como los enantiómeros, sus métodos de separación convencionales y el propuesto.
- El capítulo 2 introduce conceptos teóricos clave como la luz y, algunas de sus propiedades como la polarización y los modos de propagación TE y TM en una guía de ondas. Además, se relacionará las estructuras resonantes que forman parte del montaje experimental, con estos fenómenos.
- En el capítulo 3 se trata la parte experimental de este trabajo, incluyendo la fabricación de las muestras, el montaje experimental de caracterización y el proceso de análisis de los datos.
- El capítulo 4 expone y analiza los resultados obtenidos de la caracterización de las estructuras fotónicas, explorando también posibles mejoras.

En cuanto al posible impacto de este proyecto dentro del contexto general de la separación de enantiómeros, a nivel científico y académico permitirá una mayor comprensión de la interacción entre la luz y la materia quiral. Este conocimiento se podría utilizar para producir novedosos circuitos integrados que permitirían la separación de enantiómeros. Esta enantioseparación tiene un gran número de aplicaciones, entre ellas la producción y de medicamentos farmacéuticos y agroquímicos para animales en el medio ambiente. Económicamente, el resultado de este proyecto permitiría separar moléculas quirales de una manera más económica y rápida. Por otro lado, también se evitarían las consecuencias de una separación incorrecta de fármacos, incluyendo los costes de los hospitales y de la reparación del medio ambiente. Así, el impacto social sería la prevención de las consecuencias de no separar estos compuestos racémicos adecuadamente. Además, la accesibilidad de estos medicamentos aumentaría al ser producidos con técnicas más

económicas. De esta manera, los objetivos de este se alinean con algunos de los objetivos de desarrollo sostenible de la Agenda 2030, en concreto el 3 (Salud y Bienestar), el 9 (Industria, Innovación e Infraestructura), el 14 (Vida submarina) y el 15 (Vida de ecosistemas terrestres).

Introducción teórica

En este capítulo se explicará la teoría fundamental sobre la que se basa el trabajo, incluyendo las ondas electromagnéticas y la polarización. Además, también se tratarán las base teórica de las estructuras resonantes y su papel en el proyecto, en particular los anillos resonantes.

2.1 Descripción del estado de polarización de la luz

La luz se puede describir como una onda electromagnética, la cual es una oscilación de campos eléctricos y magnéticos que se propagan a través del espacio y el tiempo. El campo eléctrico y el campo magnético oscilan perpendiculares el uno al otro y a la propia dirección de propagación; por ello se dice que las ondas electromagnéticas son ondas transversales, como se puede ver en la Fig. 2.1 (Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960; Feynman, Leighton y Sands 1987; Sears et al. 1987; Wangsness 1987).

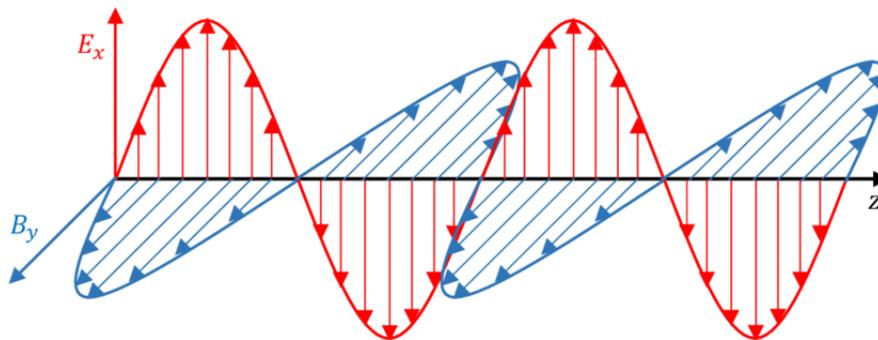


Figura 2.1: Propagación de una onda electromagnética en el eje z , compuesta por un campo magnético B (azul) y un campo eléctrico E (rojo). Reproducido de Khoshnoud et al. 2020.

El campo eléctrico y magnético de la luz lleva asociada una energía, denominada electromagnética, que se propaga junto con la onda a la velocidad de la luz c en el vacío. La expresión del campo eléctrico E y magnético B están relacionadas entre sí a través de la velocidad de propagación de la luz. Por tanto, en el desarrollo de esta sección solo expresaremos explícitamente las

expresiones del campo eléctrico. El campo eléctrico de la luz se puede expresar como el producto de un vector amplitud de onda y una función sinusoidal que describe la propagación de la onda.

$$\mathbf{E}(z) = E_{0x} \cos(k_z n z - \omega t + \delta_x) \hat{\mathbf{x}} + E_{0y} \cos(k_z n z - \omega t + \delta_y) \hat{\mathbf{y}} \quad (2.1)$$

El vector formado por las componentes (E_{0x}, E_{0y}) indica la polarización y amplitud del campo eléctrico, es decir, la dirección en la que oscila el campo eléctrico y su valor máximo, respectivamente. El argumento del coseno $\phi = k_0 n z - \omega t + \delta_{x,y}$ indica la fase de la onda para cada posición del espacio y cada instante de tiempo, donde z es la dirección de propagación, δ_x y δ_y son los desfases de cada una de las componentes. El ritmo con el que varía la fase de la onda en el espacio se denomina número de onda, definido como el producto el número de onda en el vacío (k_0) y el índice de refracción del material por el que se propaga la onda (n): $k_z = k_0 n$. El índice de refracción se define como el cociente entre la velocidad de propagación de la luz en el vacío c y la velocidad de onda v en este material: $n = c/v$ (Dios et al. 1998; Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960).

Otros dos parámetros que fundamentales en la descripción de una onda son la frecuencia f y la longitud de onda λ , relacionadas entre sí por la velocidad de la luz en el vacío $c = \lambda f$. La longitud de onda es la distancia, en el sentido de propagación, entre dos puntos consecutivos de la onda con la misma fase en un instante de tiempo. está relacionado con el número de onda según $k_0 = 2\pi/\lambda$. En cambio, la frecuencia $f = \omega/(2\pi)$ es el número de oscilaciones completas que realiza la onda en una unidad de tiempo. Cuanto más extensas sean las oscilaciones, menos podrá realizar en una unidad de tiempo a una velocidad constante. No todas las ondas electromagnéticas tienen la misma frecuencia, pero sí se propagan todas en el vacío a la velocidad de la luz c , por lo que estos dos parámetros siempre estarán relacionados de la misma manera.

Según los valores de frecuencia, las distintas ondas electromagnéticas describen un espectro: el espectro electromagnético, representado en la Fig. 2.2. El espectro electromagnético se puede dividir en regiones, como las ondas de radio, que tienen una gran longitud de onda y una baja frecuencia, o los rayos X, que tienen una gran frecuencia y una pequeña longitud de onda. De esta manera, la luz visible que nos permite ver nuestro entorno corresponde a un rango de este espectro de ondas electromagnéticas (Dios et al. 1998; Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960).

La polarización es otra propiedad importante de las ondas que describe la dirección de vibración (oscilación) del campo eléctrico y magnético. Esta se puede estudiar trazando la trayectoria descrita por el vector de campo eléctrico en el plano perpendicular a la dirección de propagación durante un período de oscilación. Diferentes polarizaciones de la luz describen diferentes trayectorias, y es lo que permite por tanto distinguir una polarización de otra (Dios et al. 1998; Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960).

Puesto que el campo magnético y el eléctrico son perpendiculares, tan solo necesitamos estudiar uno de ellos, en nuestro caso el eléctrico, para conocer la polarización de toda la onda (Dios et al. 1998; Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960).

Para analizar la polarización del campo eléctrico, lo descompondremos en sus componentes x e y , y observaremos el desfase $\delta = \delta_y - \delta_x$ que existe entre ellas, como está indicado en Eq.2.1.

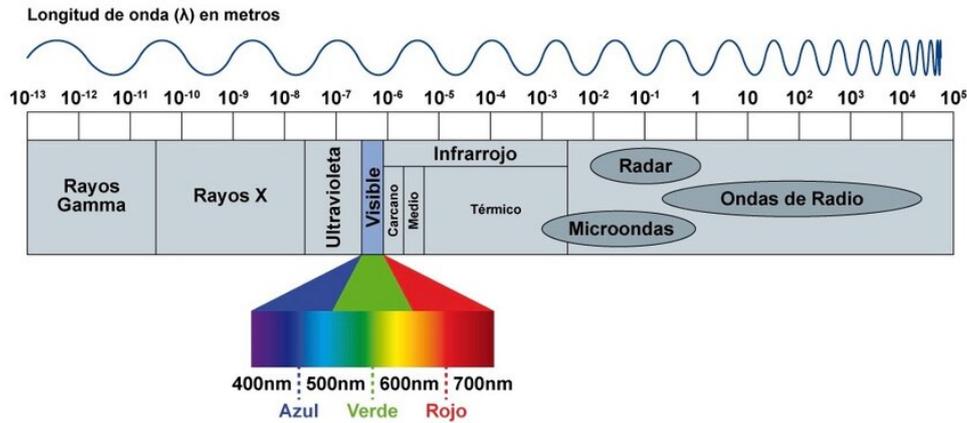


Figura 2.2: Espectro electromagnético mostrando los diferentes tipos de radiación según su longitud de onda. Reproducido de Nuñez et al. 2020.

Según el valor del desfase δ , y según la relación de amplitud E_{0y}/E_{0x} entre las componentes x e y la luz se distinguen tres tipos de polarización:

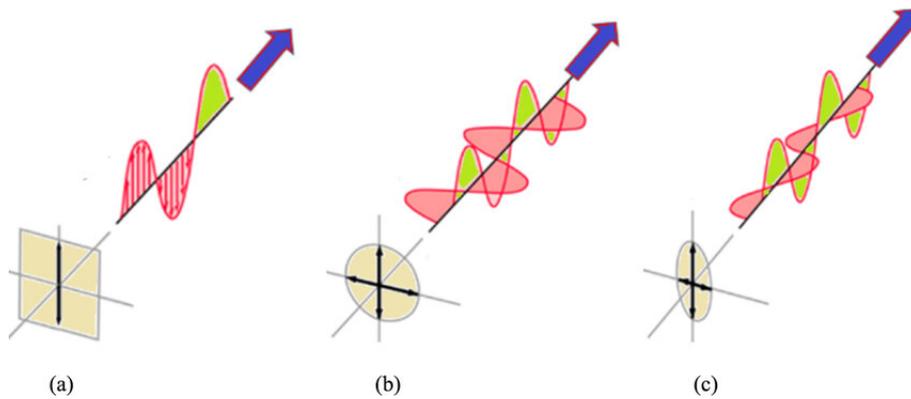


Figura 2.3: Tipos de polarización: se muestra la vibración de las dos componentes ortogonales del campo eléctrico en el caso de polarización (a) lineal, (b) circular y (c) elíptica. Reproducido de Alibakhshikenari et al. 2021.

- Polarización lineal: las componentes del campo eléctrico tienen un desfase de $\delta = 0^\circ$, de manera que ambas están en sus valores máximos y mínimos a la vez durante la oscilación, es decir, están en fase. Puede también suceder que $\delta = 180^\circ$, y entonces cuando una componente está en su valor máximo, la otra está en su mínimo, estando por tanto las componentes en oposición de fase. En estos dos casos, el campo eléctrico oscila siempre en la misma dirección a medida que se propaga, trazando una línea recta. En el caso particular de la Fig. 2.3a sólo la componente y del campo eléctrico oscila, i.e. $E_{0x} = 0$.
- Polarización elíptica: las componentes \mathbf{E}_x y \mathbf{E}_y tienen un desfase diferente a 0° y 90° . De nuevo, la dirección del vector $\mathbf{E}(x, y)$ varía a medida que se propaga, pero esta vez traza una elipse como en la Fig. 2.3c.
- Polarización circular: las componentes tienen un desfase de $\delta = 90^\circ$, por lo que cuando una alcanza el máximo, la otra tiene valor 0 y viceversa. De esta manera, la dirección del campo eléctrico va variando en el tiempo y trazando un círculo como en la Fig. 2.3b (Dios et al. 1998; Lorrain y Corson 1972; Reitz, Milford y Christy 1960; Alzate 2007).

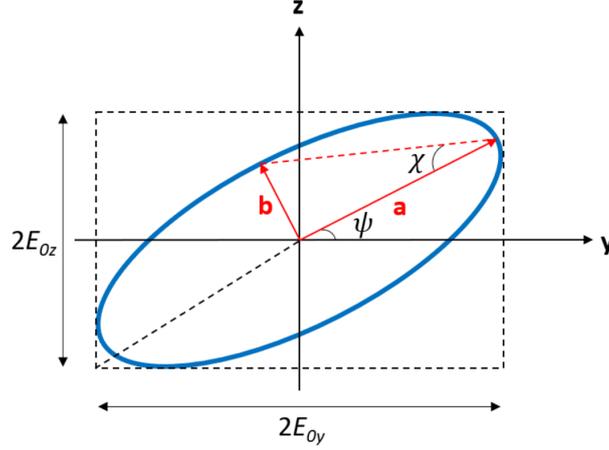


Figura 2.4: Elipse de polarización y sus parámetros principales: elipticidad (χ) y orientación (ψ). Adaptada de Collett 2005.

2.1.1 Elipse de polarización

Una manera de representar y cuantificar la polarización de un haz es mediante la elipse de polarización, que equivale a una vista del plano de observación del haz y cuya ecuación se deriva de eliminar la componente de propagación espacio-temporal ($k_z n z - \omega t$):

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.2)$$

Esta ecuación corresponde a la de una elipse con semiejes E_{0x} y E_{0y} . Igual que en la Fig. 2.4, se dibuja sobre dos ejes que representan las componentes del campo eléctrico, y puede ser encuadrada en un rectángulo de altura $2E_{0y}$ y de ancho $2E_{0x}$.

Los parámetros más importantes que se pueden extraer de esta representación son los siguientes ángulos (representados en Fig. 2.4):

- Orientación: es el ángulo ψ formado por el eje de abscisas (eje horizontal) y el eje mayor de la elipse.

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \delta, \quad 0 \leq \psi \leq \pi, \quad (2.3)$$

- Elipticidad: es el ángulo χ formado por el eje mayor de la elipse y la hipotenusa que conecta los vértices del semieje mayor y menor.

$$\sin 2\chi = \frac{2E_{0x} E_{0y} \sin \delta}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}, \quad -\frac{\pi}{4} < \chi \leq \frac{\pi}{4}. \quad (2.4)$$

El problema de esta principal de esta forma de representar luz polarizada es que ni el ángulo de orientación ni el de elipticidad son directamente medibles. Lo que sí se puede medir son los llamados parámetros de Stokes y de ellos extraer los valores de orientación y elipticidad (Collett 2005).

2.1.2 *Parámetros de Stokes*

Los parámetros de Stokes son cuatro valores comprendidos entre -1 y 1 que permiten describir la polarización de la luz.

- S_0 describe la intensidad total de la luz.
- S_1 describe la proporción de polarización horizontal a vertical.
- S_2 describe la proporción de polarización $+45^\circ$ a -45° .
- S_3 describe la proporción de polarización circular hacia la derecha frente hacia la izquierda.

Normalmente estos parámetros se organizan en un vector:

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

La relación entre los parámetros de Stokes y los ángulos de orientación y elipticidad de la elipse de polarización (Collett 2005) es:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi), \\ S_2 &= S_0 \cos(2\chi) \sin(2\psi), \\ S_3 &= S_0 \sin(2\chi), \end{aligned} \quad (2.6)$$

y por tanto estos ángulos se pueden calcular así:

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{S_2}{S_1} \right), \quad 0 \leq \psi \leq \pi, \\ \chi &= \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{S_3}{S_0} \right), \quad -\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.1.3 *Estados de polarización degenerados*

Por otro lado, existen algunos estados de polarización particularmente importantes por ser fácilmente recreados en el laboratorio y simplificar cálculos y medidas (Collett 2005). Se trata de los estados de:

- Polarización lineal horizontal (LHP).
- Polarización lineal vertical (LVP).
- Polarización lineal a $+45^\circ$ (L+45P).
- Polarización lineal a -45° (L-45P).
- Polarización circular a la derecha (RCP).
- Polarización circular a la izquierda (LCP).

En la Fig. 2.5 se puede ver la trayectoria que describe el vector campo eléctrico de estas polarizaciones y los principales parámetros que permiten caracterizarlas.

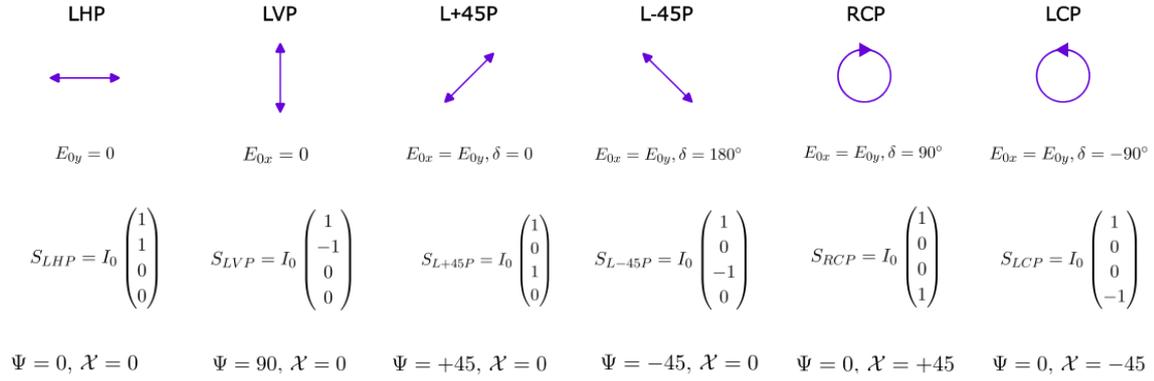


Figura 2.5: Estados de polarización degenerados y sus componentes de campo eléctrico, parámetros de Stokes, elipticidad y orientación.

En este proyecto nos centraremos en los estados de polarización lineal horizontal y lineal vertical. Utilizaremos luz LHP para excitar un modo transversal eléctrico (TE) en la guía, donde el campo eléctrico es perpendicular a la propagación, pero no necesariamente el campo magnético. En cambio, con luz polarizada verticalmente excitemos el modo transversal magnético (TM), donde el campo magnético es perpendicular a la dirección de propagación pero no el eléctrico (Paschotta s.f.(b)).

2.2 Estructuras fotónicas para caracterizar el índice efectivo

2.2.1 Guía de onda

Las guías de onda están compuestas por diferentes materiales dieléctricos, donde aquellos de mayor índice material forman el núcleo, mientras que los de menor índice constituyen el recubrimiento (J. M. y M. Y. 2009).

En nuestro caso, la dimensión transversal de la guía es del orden de la longitud de onda de la luz guiada, por lo que se aplicará la teoría de óptica ondulatoria en lugar de la óptica geométrica. A diferencia del segundo método, la teoría óptica ondulatoria sí considera los fenómenos de interferencia de la luz y su polarización. De esta manera, usaremos esta teoría para obtener los modos electromagnéticos u ópticos de una guía de ondas (J. M. y M. Y. 2009).

La óptica ondulatoria se basa en las ecuaciones de Maxwell, a partir de las cuales se obtiene la ecuación de onda y cuyas soluciones representan las posibles distribuciones de campo eléctrico y magnético en la guía de ondas. A estas distribuciones espaciales del campo óptico (electromagnético) se les llama modos ópticos, y cada uno se caracteriza por un índice de modo efectivo n_{eff} (El Dirani 2019). Este índice cuantifica el retraso de la fase por unidad de longitud de onda relativo al retraso de fase en el vacío, dando así información de la velocidad de la fase (Paschotta s.f.(a)). El valor de este índice debe estar entre el índice de refracción de la cubierta y el del núcleo de la guía, ya que si es inferior al del recubrimiento la luz deja de guiarse por el núcleo.

Así la fase del modo óptico confinada en una guía de onda dieléctrica se propaga a una velocidad (El Dirani 2019):

$$v_{\text{fase}} = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \quad (2.8)$$

El objetivo principal de este trabajo es encontrar la anchura de guía de onda a la que $n_{\text{eff,TE}} = n_{\text{eff,TM}}$, para lo que las simulaciones dieron los resultados de la Fig. 2.6. Vemos que se espera que esta degeneración ocurra en la guía cuya anchura sea de 519 nanómetros.

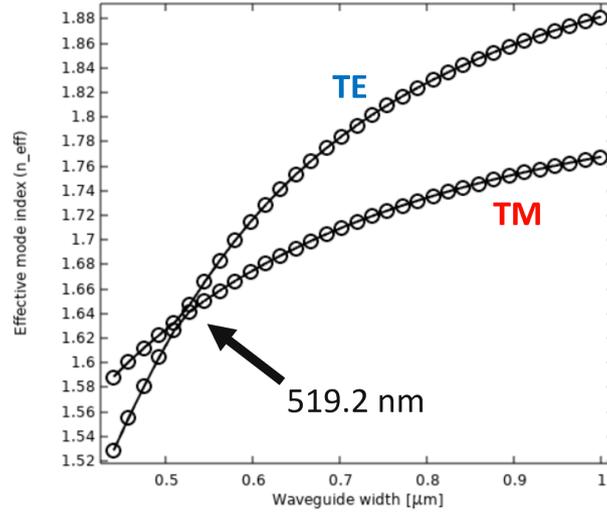


Figura 2.6: Valores teóricos para el índice efectivo de cada modo según el ancho de la guía, destacando el ancho de degeneración.

Este índice efectivo depende de la longitud de onda considerada. Esta dependencia espectral viene caracterizada por el índice de grupo n_g mediante la ecuación:

$$n_{\text{eff}}(\lambda) = n_g + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \lambda \quad (2.9)$$

Esta relación depende de una ordenada en el origen, que es el índice de grupo, y una pendiente. Se simularon los modos ópticos con el software comercial COMSOL para diferentes longitudes de onda para cada anchura de guía con el fin de obtener los parámetros n_g y la pendiente mediante un ajuste lineal. Los valores que resultaron se muestran en la Fig. 2.7a y b.

2.2.2 Anillo resonante

Los anillos resonantes son estructuras ópticas integradas compuestas por una guía de onda formando un bucle en forma de anillo. Se suele inyectar luz en el anillo a través de una guía de onda recta cercana al anillo por reflexión total interna frustrada. Este fenómeno consiste en que la onda evanescente de la guía de ondas recta puede acoplarse al anillo si está lo suficientemente cerca. De esta manera, la luz viaja por la guía de onda y llega al anillo, con el que interactuará más (Fig. 2.8a) o menos (Fig. 2.8b) según la longitud de onda (Schmidt et al. 2014).

Este acoplamiento sólo se produce a ciertas longitudes de onda, que llamaremos longitudes de onda resonantes o de resonancia λ_{res} . Cuando la longitud del resonador (L) es igual a un múltiplo

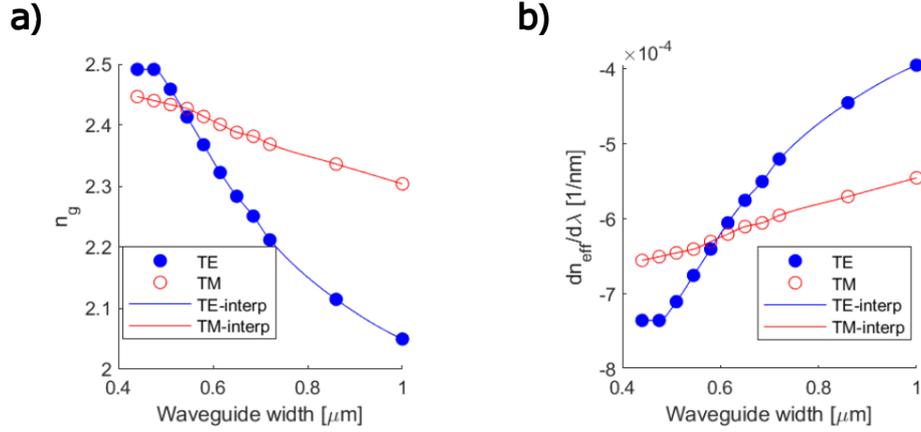


Figura 2.7: Valores teóricos para (a) el índice de grupo y (b) la pendiente, parámetros que permiten calcular el índice efectivo.

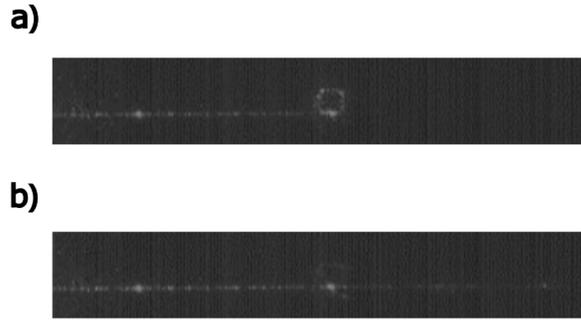


Figura 2.8: Luz dispersada hacia arriba por el circuito fotónico integrado (PIC) por la rugosidad de las paredes de la guía de onda captadas por una cámara en el lugar de los oculares del microscopio para un: (a) Anillo en resonancia y un (b) Anillo fuera de resonancia.

de la longitud de onda dividida por el índice efectivo del modo guiado (n_{eff}), las ondas interfieren de manera constructiva y la luz queda resonando en el anillo (Schmidt et al. 2014); es el caso de Fig. 2.8a. Las longitudes de onda resonantes son:

$$\lambda_{res} = \frac{L \cdot n_{eff}}{N} \quad (2.10)$$

donde N es un número entero. De esta manera, cuando se realice un barrido de un rango de longitudes de onda de la luz inyectada, se producirá una disminución en la transmisión de la guía para las longitudes de onda resonantes.

En la Fig. 2.9 vemos que estos mínimos de transmisión se repiten, esta distancia en longitud de onda se denomina rango espectral libre (*FSR* por sus siglas en inglés)(W. et al. 2011).

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_g \cdot L} \quad (2.11)$$

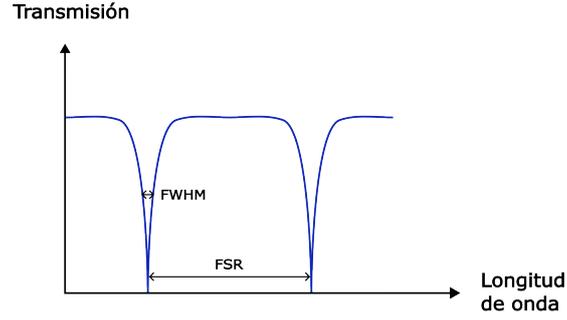


Figura 2.9: Esquema de un espectro de transmisión.

donde n_g es el índice de grupo asociado al modo óptico. Por otro lado, también vemos otro parámetro relacionado con la morfología de este espectro, la medida $FWHM$. Este valor corresponde a la anchura del pico de resonancia cuando la transmisión es la mitad del valor máximo. Con estos dos parámetros podemos definir la finura, que mide la agudeza de las resonancias

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{FWHM} \quad (2.12)$$

Hallemos ahora una expresión analítica de la transmisión de potencia colectada al final de la guía dependiendo de la longitud de onda considerada. Para ello supongamos un sistema simplificado de una guía de ondas acoplada a un anillo resonante, como se muestra en la Fig 2.10. Definamos a como el campo de entrada y b el de transmisión de la guía, mientras que t_c y t'_c son las fracciones de campo que continúan por la guía o anillo, respectivamente; y κ_c y κ'_c corresponden a las fracciones de campo acoplado entre la guía y el anillo y viceversa, respectivamente (W. R. et al. 2009).

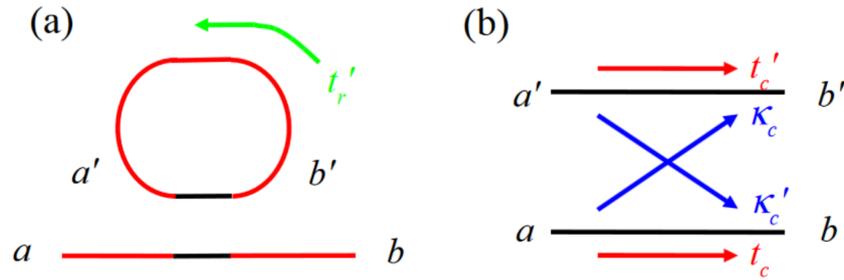


Figura 2.10: (a) Anillo resonador resaltando la región de acoplamiento. (b) Detalle del acoplador. Notación: t, t' son los coeficientes de transmisión o autoacoplamiento; κ, κ' son los coeficientes de acoplamiento cruzado (W. R. et al. 2009).

$$b = t_c a + \kappa'_c a' \quad (2.13)$$

$$b' = \kappa_c a + t'_c a' \quad (2.14)$$

En el anillo resonante simple, la salida b' se acopla de nuevo a la entrada a' a través del coeficiente t'_r : $a' = t'_r b'$.

Además, asumimos una función de pérdida en el acople debida a la dispersión en modos de radiación α_c y α'_c . Puesto que la energía debe conservarse dentro de la zona del acoplador:

$$|b|^2 + |b'|^2 = \alpha_c^2 |a|^2 + \alpha_c'^2 |a'|^2 \quad (2.15)$$

A partir de esta relación definimos las pérdidas en el acoplador α'_c y las siguientes cantidades que simplifican la expresión final de la potencia transmitida por la guía:

$$\begin{aligned} t &\equiv \frac{|t'_c|}{\alpha'_c} \\ \kappa &\equiv \frac{|\kappa'_c|}{\alpha'_c} \\ \alpha &\equiv |t'_r| \alpha'_c \end{aligned} \quad (2.16)$$

Donde α es la fracción de potencia que no sobrevive tras las pérdidas en el anillo y el acoplador. Además, puesto que la potencia total del circuito debe conservarse tenemos que $t^2 + \kappa^2 = 1$ (Delage et al. 2009). De esta manera, la fracción de potencia transmitida de un anillo resonante simple es (Heebner 2003):

$$\mathcal{T}(\phi(\lambda)) \equiv \frac{|b|^2}{|a|^2} = \frac{\alpha^2 + t^2 - 2\alpha t \cos(\phi)}{1 + \alpha^2 t^2 - 2\alpha t \cos(\phi)} \quad (2.17)$$

Por otro lado, el ratio de extinción \mathcal{E} entre el máximo y mínimo de transmisión es:

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{T}(\lambda_{\max})}{\mathcal{T}(\lambda_{\min} = \lambda_{\text{res}})} = \left(\frac{\alpha + t}{\alpha - t} \frac{1 - \alpha t}{1 + \alpha t} \right)^2 \quad (2.18)$$

Los coeficientes α y t están relacionados con $FWHM$, el ratio de extinción, FSR y la finura (W. R. et al. 2009; Scheuer 2007):

$$\cos\left(\frac{\pi}{\mathcal{F}}\right) = \frac{2\alpha t}{1 + \alpha^2 t^2} \quad (2.19)$$

Para obtener α y t podemos resolver el sistema de ecuaciones de \mathcal{E} y \mathcal{F} usando los parámetros A y B :

$$\begin{aligned} A &\equiv \frac{\cos(\pi/\mathcal{F})}{1 + \sin(\pi/\mathcal{F})} \\ B &\equiv 1 - \frac{1}{\mathcal{E}} \left(\frac{1 - \cos(\pi/\mathcal{F})}{1 + \cos(\pi/\mathcal{F})} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

De esta manera las soluciones para estos parámetros son de manera intercambiable:

$$(\alpha, t) = \sqrt{\frac{A}{B}} \pm \sqrt{\frac{A}{B} - A} \quad (2.21)$$

Puesto que en un principio α y t son indistinguibles en el sistema de ecuaciones, asumimos que α varía menos con la longitud de onda.

Utilizaremos estos parámetros para obtener los coeficientes de pérdidas de acoplamiento y propagación siguiendo:

$$\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \underbrace{\eta_{\text{cpl}}}_{\text{acoplamiento}} \cdot \underbrace{\eta_{\text{prop}}}_{\text{propagacion}} \cdot \underbrace{\mathcal{T}}_{\text{respuesta de transmisión del anillo}} \quad (2.22)$$

donde η_{cpl} considera la eficiencia en el acoplamiento de la potencia entre la fibra óptica y la guía de onda, mientras que η_{prop} es la fracción de potencia que sobrevive tras la propagación de la luz a lo largo de la guía.

Metodología experimental

En este capítulo se presentará el procedimiento, el montaje y las muestras utilizadas para llevar a cabo las experiencias y obtener los espectros de transmisión de los chips. Además, se explicará detalladamente el análisis de datos y cómo obtener los índices efectivos a partir de ellos.

3.1 Diseño y fabricación de los chips fotónicos en sala limpia

Tanto el diseño como la fabricación de las muestras han sido llevados a cabo en el Instituto Universitario de Tecnología Nanofotónica (NTC). Este es un centro de investigación adscrito a la Universidad Politécnica de Valencia enfocado en la transferencia de tecnología a la industria y el desarrollo de nanociencia y nanotecnología. El instituto cuenta con el personal y las instalaciones necesarias para estudiar, diseñar y fabricar nanoestructuras aplicables a campos como la telecomunicación, defensa y biofotónica.

El diseño de las muestras lo hizo el investigador postdoctoral Iago Diez, mientras que la fabricación fue realizada por los técnicos del NTC en la sala blanca del centro. Estos laboratorios son habitaciones donde la concentración de partículas en el aire está controlada para cumplir unas especificaciones. En el caso del NTC, la sala limpia es de clase ISO 7, por lo que debe tener un máximo 352000 partículas 0,5 micras por metro cúbico (Center 2024).

Durante este proceso se utilizarán técnicas de nanofabricación, modificando la superficie de obleas de nitruro de silicio para obtener el circuito con las estructuras fotónicas integradas deseadas. Los pasos de esta fabricación están cuidadosamente planeados y llevados a cabo con tal de obtener las muestras deseadas para poder realizar el estudio de la manera más precisa posible.

Diseño

Puesto que el objetivo es medir el índice de efectivo de modo y caracterizar las pérdidas de propagación y acoplo de las guías de onda, se utilizaron una serie de muestras constituidas por un chip de guías de onda de diferentes anchuras. Estas muestras permiten conocer la relación entre el ancho de la guía y los índices efectivos de los modos TE y TM, ofreciendo así una manera de controlar la capacidad de separación de enantiómeros mediante el parámetro Δn_{eff} . En concreto,

se busca la anchura relacionada con la degeneración de los modos, i.e. donde $\Delta n_{\text{eff}} = 0$. Durante las simulaciones se predijo que esto ocurriera entorno a los 519 nm, por lo que se diseñó una chip con 16 guías de onda acopladas a anillo resonante, cada una con diferente anchura de guía.

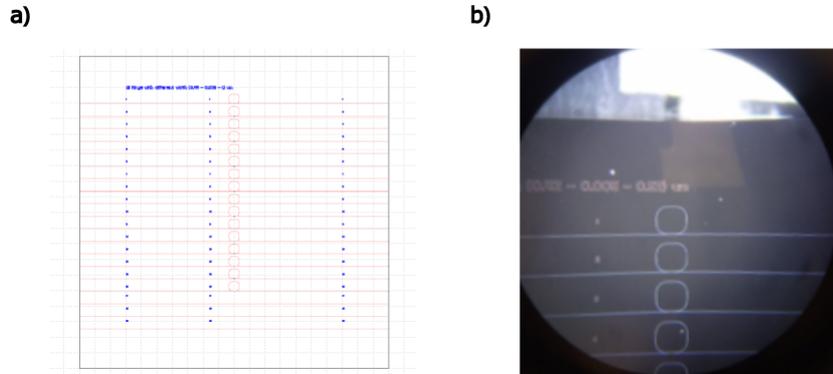


Figura 3.1: (a) Archivo GDS del chip analizado donde se observan las 16 guías de onda con los anillos. (b) Imagen de microscopio óptico detallando el chip analizado donde se aprecian las primeras cuatro guías y sus anillos resonantes.

El chip o PIC (*photonic integrated circuit*), que se puede ver en la Fig. 3.1a, mide 10×10 mm; las anchuras de las guías variaban desde los $0,440 \mu\text{m}$ hasta $1 \mu\text{m}$. Los anillos tienen un radio efectivo de $150 \mu\text{m}$ y una longitud de $1187,983 \mu\text{m}$. Para diseñar la muestra se utilizó la librería de Python `gdsfactory`, de código abierto y especializada en el diseño de circuitos integrados (Gdsfactory 2024). Cabe destacar que la estructura resonante no es exactamente un anillo circular sino con forma de pista (*race-track*). Esto significa que tiene tramos rectos que lo hacen asemejarse más a un cuadrado. Los tramos rectos horizontales tienen la función de facilitar el acoplamiento.

Corte de la oblea

Partimos de una oblea comercial donde se ha depositado una capa de nitruro de silicio (Si_3N_4) de 450 nm de grosor sobre una base de óxido de silicio (SiO_2) de $3.25 \mu\text{m}$, sobre un sustrato de silicio (Si), como vemos en la Fig. 3.2a. La oblea es cortada en chips más pequeños de tamaño $30 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$. Estos chips son las muestras que son sometidas al proceso de litografía.

Limpieza

Antes de comenzar el proceso litográfico, la muestra debe ser acondicionada y limpiada con acetona, isopropanol y plasma de oxígeno. La acetona permite eliminar partículas orgánicas y otros restos de la superficie de la muestra, mientras que el isopropanol ayuda a retirar los restos de la acetona y otras impurezas. Finalmente, se seca la muestra con una pistola de nitrógeno y se utiliza un equipo DIENER NANO Plasma Surface Technology para eliminar con plasma de oxígeno los restos de contaminantes que puedan quedar.

Depósito de la resina

Para el subsiguiente proceso de litografía primero se debe depositar una capa de resina sobre la muestra, para lo que se utiliza la técnica de spin-coating. En este proceso se vierte la disolución de la resina en el centro de la oblea con una pipeta y se la hace girar para que, mediante la fuerza

centrífuga, la resina se extiende de manera uniforme y el disolvente de la resina en solución se elimine. De esta manera queda una capa de resina, como en la Fig. 3.2b, cuyo grosor depende de parámetros como la velocidad de giro y la viscosidad de la resina (Deokate 2023). En esta etapa se utilizó el equipo EVG101 para aplicar una primera resina (AP-3000) que favorece la adhesión de la segunda, que sí será expuesta. Esta segunda resina es la MaN2405 (negativa), que ha sido previamente tratada a 90° C durante un minuto. Una vez están las resinas depositadas, se lleva a cabo un horneado suave en un plato caliente para evaporar el disolvente remanente con el que estaba mezclada la resina y así endurecer y solidificar esta capa sensible a electrones para las siguientes etapas.

Litografía por haz de electrones

La litografía consiste en transferir o escribir el patrón diseñado en archivo GDS a la resina mediante la exposición de la resina por un haz de electrones. Este proceso consiste en introducir la muestra en una cámara de vacío sobre una plataforma móvil, con un sistema formado por una columna de electrones, un sistema de posición de precisión nanométrica y un circuito de alta velocidad para registrar, transmitir y almacenar los datos. Así pues, el haz de electrones traza el diseño sobre la resina mediante lentes electromagnéticas, resultando en un patrón binario, como vemos en la Fig. 3.2c. Si la resina es positiva, las zonas donde han incidido los electrones, o expuestas, serán descompuestas en monómeros y susceptibles de ser retiradas en la siguiente etapa. En cambio, si la resina es negativa, como es nuestro caso, el haz de electrones genera nuevos enlaces (*cross-linking*) que fortalecen las zonas expuestas (Groves 2014). Concretamente, durante la fabricación de estas muestras se utilizó un equipo JEOL (JBX-8100FS) con energía de haz de electrones de 100 KeV y una corriente de 20 nA.

Revelado

Se retira mediante disolución química la resina que, en este caso, no ha sido expuesta al haz de electrones. En la Fig. 3.2d vemos como queda expuesto el material subyacente en estas zonas. Esto se consigue sumergiendo la muestra en una disolución al 4% de concentración de TMAH (hidróxido de tetrametilamonio) con el equipo de revelado Brewer.

Ataque iónico reactivo

El patrón diseñado en la resina se transfiere a la capa de nitruro de silicio que ha quedado expuesta con el revelado, como se muestra en la Fig. 3.2e. Esto se lleva a cabo mediante un proceso conocido como ataque iónico reactivo, donde se introduce la muestra en una cámara de plasma donde los iones erosionan la superficie. En este caso, se utilizó un sistema ICP-RIE Corial 210IL - 200 mm INDUCTIVELY COUPLED SYSTEM con una receta basada en CHF_3 que ataca selectivamente el material de nitruro de silicio.

Eliminación de la resina

Una última limpieza de la muestra es necesaria para retirar los residuos orgánicos que pueda haber y la resina remanente tras el ataque. Para ello se sumerge la muestra en una solución piraña que está compuesta por una mezcla de ácido sulfúrico (H_2SO_4), agua y peróxido de hidrógeno (H_2O_2). De esta manera, tal y como se muestra en la Fig. 3.2f, queda el patrón binario deseado trazado con el nitruro de silicio.

Corte de la muestra

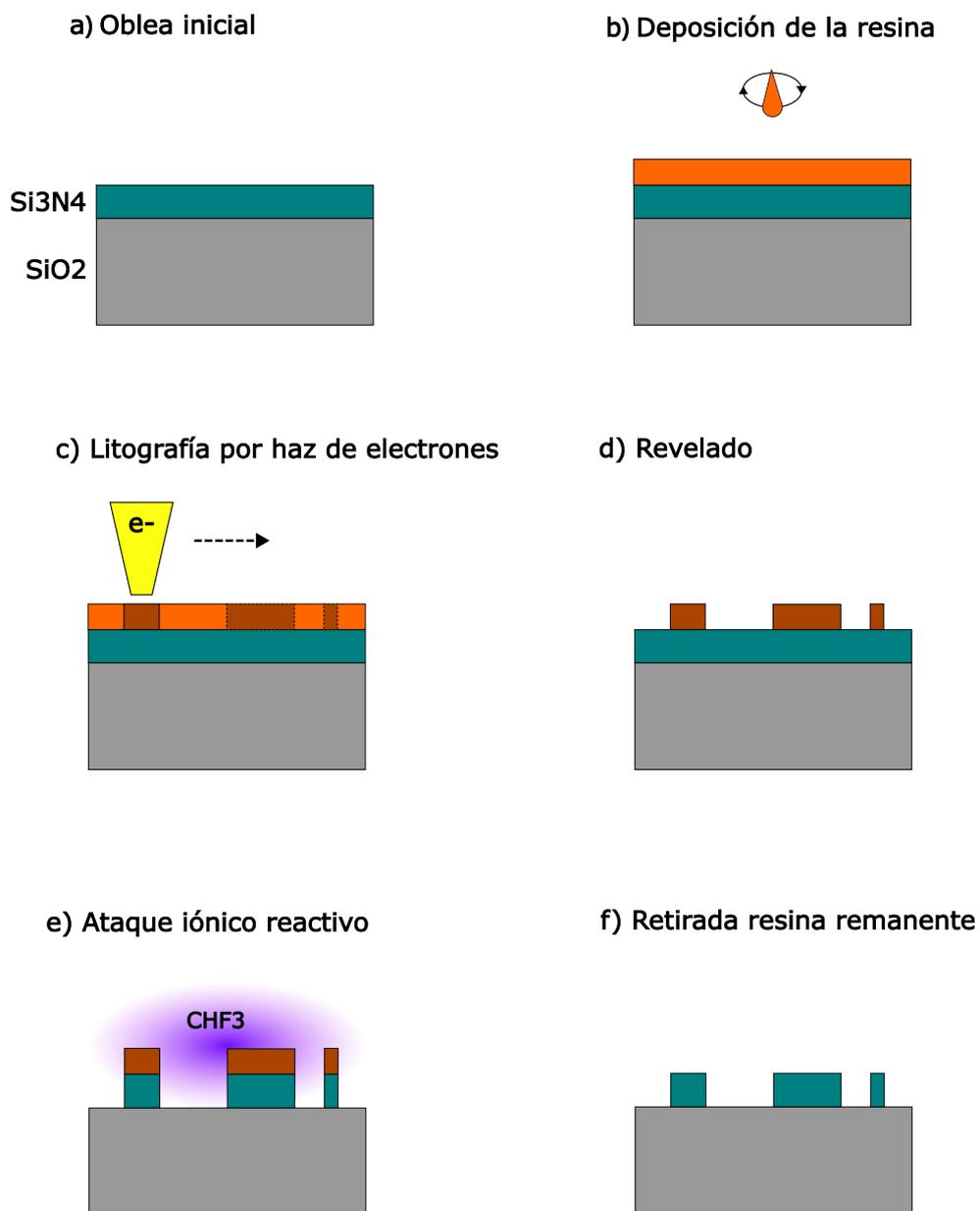


Figura 3.2: Etapas de la fabricación del chip.

Las muestras litografiadas, de tamaño 30 mm × 20 mm, fueron cortadas tras la litografía en muestras más pequeñas de 10 mm × 10 mm con un lápiz con punta de diamante de manera manual.

Inspección óptica

Antes de trabajar con las muestras, estas fueron observadas con un microscopio óptico para examinar las guías de onda que acabaron dañadas del proceso de fabricación, sobre todo debido al último corte de la muestra. Aquellas guías de onda o estructuras dañadas fueron identificadas para no ser analizadas. En la Fig. 3.3 se muestran ejemplos de estas observaciones.

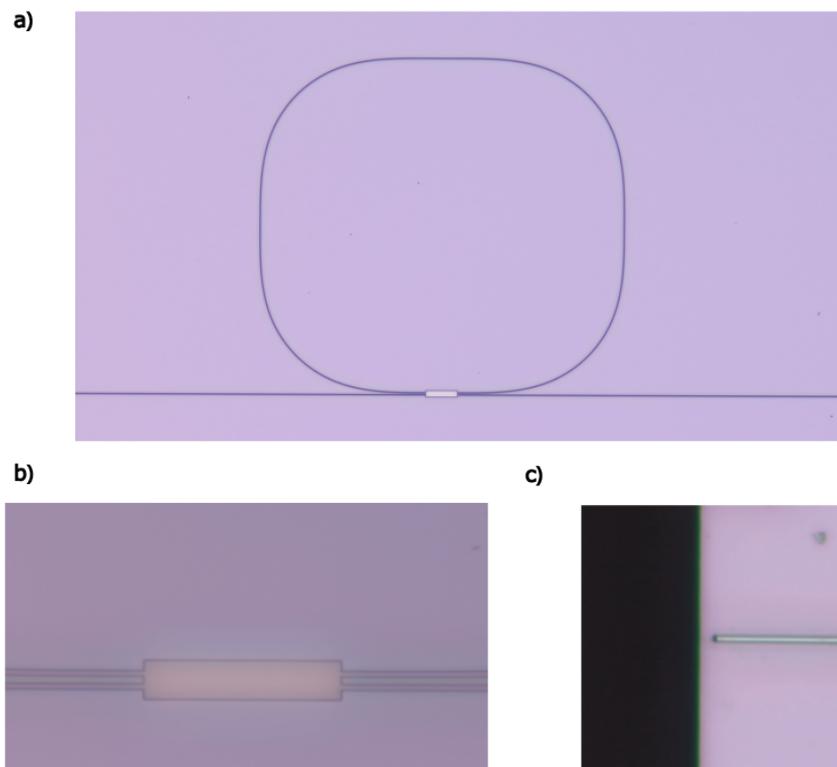


Figura 3.3: Imágenes de microscopía óptica de un (a) anillo resonante en buen estado, (b) acoplador en buen estado y (c) extremo de guía incompleto que debe ser descartado.

Además, a medida que se manipulaban las muestras se limpiaban con acetona e isopropanol, secándolas con una pistola de nitrógeno, para garantizar que las partículas de suciedad o polvo del ambiente de laboratorio se eliminasen y no afectasen a los resultados en la medida de lo posible.

3.2 Montaje de caracterización óptica

La caracterización de la muestra consiste en obtener el espectro de transmisión para todas las guías de onda, con sus diferentes anchuras, para cada modo TE y TM. Para ello, primero se debe ajustar la polarización del haz para excitar el modo apropiado. Una vez hecho esto, se registra la transmisión para un conjunto de valores de longitud de onda, creando así el espectro de transmisión para cada modo y cada anchura de guía.

Para esto se utilizó el montaje experimental cuyos componentes serán descrito en detalle a continuación. Se muestra una fotografía del montaje en la Fig. 3.4 y su correspondiente esquema simplificado para facilitar su comprensión en la Fig. 3.5.

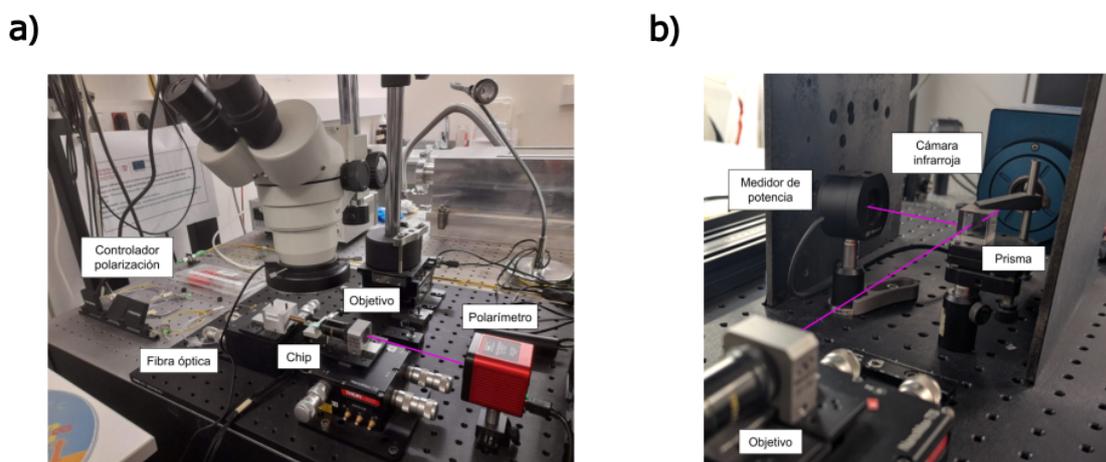


Figura 3.4: Montaje experimental con la trayectoria del haz infrarrojo en magenta. a) Montaje para controlar la polarización del modo excitado en la guía. b) Montaje para la adquisición del espectro de transmisión.

Fuente de luz láser

Como vemos en la Fig. 3.5, el láser es el primer elemento de nuestro montaje. La luz infrarroja proviene de una fuente de luz láser cuya longitud de onda se puede barrer en el rango espectral de 1260 nm a 1340 nm, conducido por fibra óptica hasta la muestra.

Fibra óptica

La fibra óptica permite guiar a la luz desde la fuente de luz láser hasta el chip. El mecanismo de guiado se debe a que la guía está compuesta por un núcleo hecho de vidrio con un índice de refracción mayor al material que recubre el núcleo de la guía, llamado revestimiento, que típicamente está también hecho de vidrio pero de índice de refracción menor. Puesto que la dimensión transversal de la fibra es mucho mayor que la longitud de onda de la luz guiada, se puede aplicar el modelo de óptica geométrica a la descripción de la luz en términos de rayos (J. M. y M. Y. 2009). Este modelo propone que la luz es guiada a lo largo de la fibra por el fenómeno de reflexión total interna, donde prácticamente toda la energía del rayo incidente es reflejada en la interfaz entre el núcleo y el recubrimiento de la fibra. Según la ley de Snell, este fenómeno sucede cuando el ángulo incidente sobrepasa el ángulo crítico θ_c :

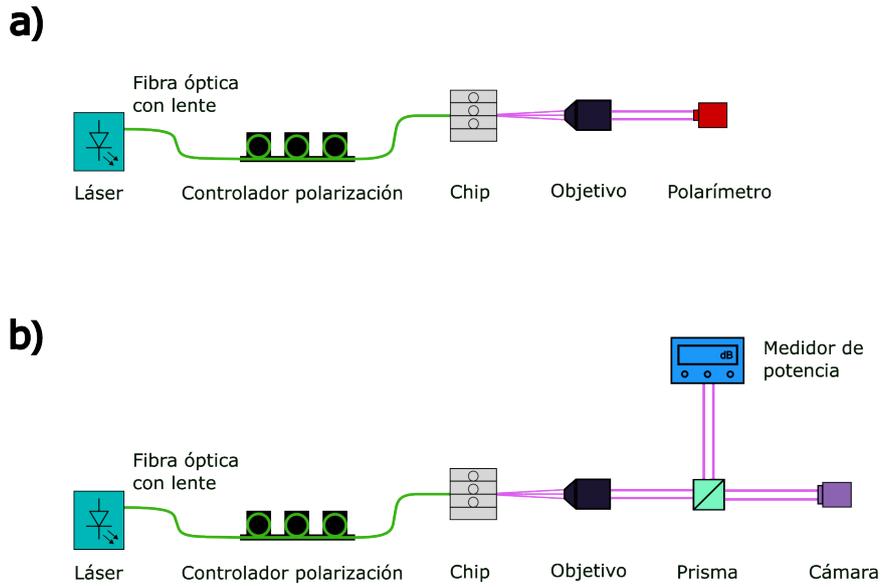


Figura 3.5: Esquemas del montaje experimental: utilizado para (a) controlar la polarización del modo excitado en la guía y (b) la adquisición del espectro de transmisión. En verde tenemos representado el brazo de excitación, mientras que en magenta está representado el brazo de transmisión.

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

Donde n_1 y n_2 son los índices de refracción del núcleo de la fibra y de su recubrimiento.

El ángulo con el que un rayo puede entrar o salir de la fibra también está limitado, solo los rayos que entran en el cono de aceptación se propagarán por la fibra (J. M. y M. Y. 2009). El rango de ángulos válidos para el otro extremo de la fibra será el mismo.

$$AN = n_0 \cdot \sin(\theta_a) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Donde AN es la apertura numérica, θ_a es el ángulo de aceptación, y n_0 , n_1 y n_2 son los índices de refracción del aire, el núcleo y el revestimiento de la fibra.

Durante los experimentos preliminares se usaron fibras ópticas convencionales. Antes de trabajar con ellas, es necesario acondicionar sus extremos. Para ello, lo primero que se hace es retirar la parte final del recubrimiento con una desferradora longitudinal. A continuación se utiliza una cortadora de fibra de precisión para generar un final de fibra plano y perpendicular al eje. Finalmente, el extremo de la fibra debe limpiarse periódicamente con un limpiador tipo casete e isopropanol.

Para el montaje óptico final se utilizó una fibra óptica acabada en lente que permite focalizar la luz para maximizar la potencia transmitida al chip, i.e. mejorar la eficiencia de acoplamiento. Esto es debido a que la lente reduce la divergencia del haz saliente de la fibra gracias a la fuerte curvatura que presenta en su extremo, como podemos ver en las Fig. 3.6 a). De esta manera,

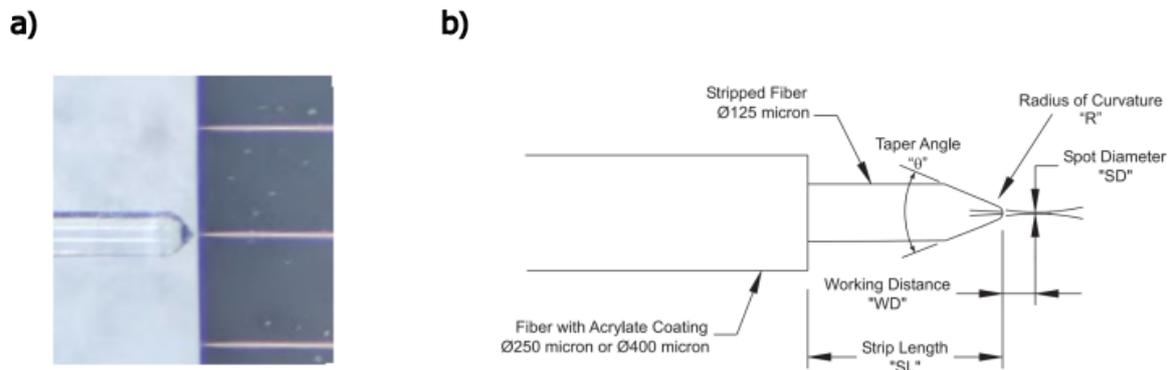


Figura 3.6: (a) Fibra acabada en lente alineada con una guía de onda. (b) Esquema del extremo de la fibra acabada en lente (OZ Optics 2023).

la luz es focalizada a una distancia determinada denominada distancia de trabajo en frente al extremo en punta de la fibra. La eficiencia de acoplamiento fibra-guía será máxima al colocar la fibra óptica a esta distancia de trabajo del extremo de la guía de onda del chip. El fabricante de la fibra (OZ Optics Ltd.) usada en este montaje reporta una distancia de trabajo (Working Distance) de $14 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$ y un diámetro de foco (Spot Diameter) de $2,5 \mu\text{m}$, parámetros que podemos ver en la Fig. 3.6 b) OZ Optics 2023.

Controlador de polarización

La fibra óptica es colocada en las tres palas del controlador, enrollándola en forma de bobina en cada pala. Esto permite que cada pala actúe como un plato de onda (o retardador de fase) independiente que permiten controlar la orientación y elipticidad de la polarización de la luz transmitida por la fibra tras pasar por la última pala. Las 3 palas del controlador se mueven manualmente de manera independiente hasta conseguir el estado de polarización deseado, controlado con el polarímetro. Estos movimientos de las palas enrollan la fibra y crean birrefringencia inducida por tensión, modificando el ratio de amplitud E_{0y}/E_{0x} y el desfase δ entre ambas componentes ortogonales, por tanto modificando la polarización de salida Ulrich, Rashleigh y Eickhoff 1980.

Al usar el controlador de polarización se siguió el procedimiento sugerido por el fabricante del controlador (Thorlabs 2022):

1. Colocar todas las palas en su posición inicial alineadas.
2. Mover la segunda pala hasta conseguir una polarización lineal ($S_3 = 0$).
3. Rotar la primera y tercera pala de manera iterativa hasta conseguir la polarización deseada. Si al hacer esto no se consigue el modo, volver al segundo paso y repetir iterativamente.

Microposicionador de la fibra

Para llevar a cabo las observaciones es necesario manipular la posición de la fibra, pero por su delicadeza, especialmente en el extremo, esto se debe hacer con los recursos apropiados. Así, para mover la fibra de manera precisa y segura se utiliza un microposicionador de tres ejes.

Portamuestras

El chip es colocado sobre un portamuestras al cual se fija gracias a la succión que realiza una bomba de vacío. Este portamuestras está montado sobre dos motores piezoeléctricos con ejes de movimientos perpendiculares que permiten controlar con precisión micrométrica la posición del chip y su altura. Esto es crucial para alinear la fibra con cada guía de onda.

Lente objetivo

El objetivo es un conjunto de lentes que colecta la luz proveniente del extremo de la guía de ondas del chip y la colima formando un haz en el espacio libre (aire). Este haz es el que será posteriormente analizado por los siguientes elementos del montaje.

Polarímetro

El polarímetro es un dispositivo que permite conocer el estado de polarización del haz que incide sobre su sensor mediante la medición en tiempo real de los parámetros de Stokes, y por consiguiente el ángulo de orientación y la elipticidad. Lo introducimos en el camino del haz formado por el objetivo para garantizar que sólo el estado de polarización TE o TM es excitado en la guía.

Prisma divisor de haz

Divide el haz de luz incidente en dos haces, cada uno con la mitad de potencia. De esta manera, la mitad de la intensidad del haz luz será dirigida a la cámara (haz transmitido) y la otra mitad al medidor de potencia (haz reflejado).

Cámara

La cámara de infrarrojos permite visualizar el modo óptico emitido del extremo de la guía de onda del chip. Se usa para comprobar la excitación del modo óptico en la guía y maximizar la eficiencia de acoplamiento fibra-guía. La posición del portamuestras debía ser ajustada hasta conseguir visualizar un modo como el de la Fig. 3.7.

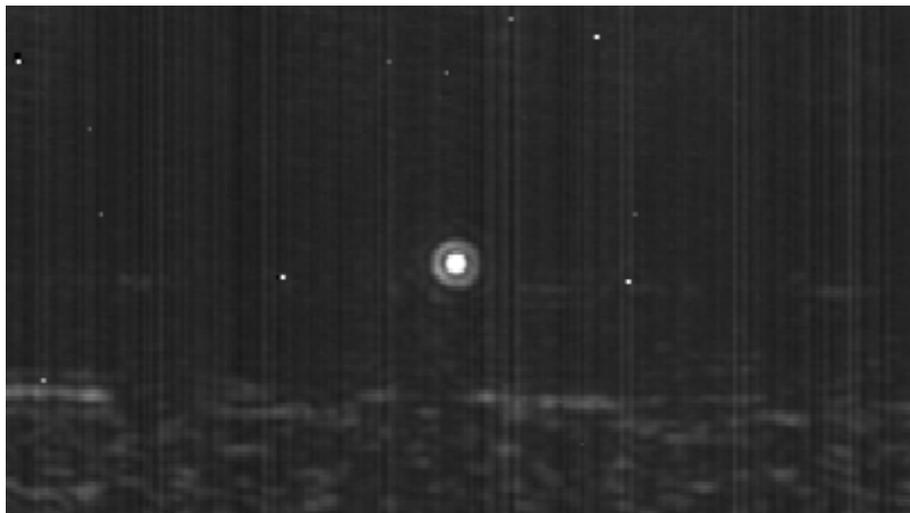


Figura 3.7: Imagen captada con la cámara del modo óptico saliente por una guía de onda.

Medidor de potencia óptica

Medidor de potencia óptica que mide la potencia (en mW o en dBm) del haz reflejado por el divisor de haz. Calibrado para medir la potencia en torno a la longitud de onda de 1310 nm.

$$P[\text{dBm}] = 10 \cdot \log_{10}(P[\text{mW}]) \quad (3.1)$$

De esta manera, la luz viaja por el interior de la fibra. Una vez llega a las palas adopta la polarización deseada. Esta es transmitida a la muestra, maximizando la potencia gracias a la lente del final de la fibra. Una vez en la muestra, la luz viaja por la guía, donde sufre el efecto del anillo resonante. A la salida de la muestra se encuentra el objetivo, que colima la luz creando un haz que se dividirá en dos caminos: el primero se dirigirá a un medidor de potencia óptica, mientras que el segundo se dirigirá a una cámara que permitirá controlar la alineación entre la fibra y la guía para maximizar la eficiencia de acoplamiento.

3.3 Control del modo excitado en la guía

Para comprobar que se excita el modo guiado deseado en el PIC (ya sea TE o TM) se utiliza un controlador de polarización manual de tres palas y un polarímetro, tal y como se ha mencionado anteriormente. El programa del polarímetro permite visualizar diferentes variables y parámetros de la luz incidente en el sensor del polarímetro, incluyendo los de Stokes y la elipse de polarización, como se puede ver en la Fig. 3.8.

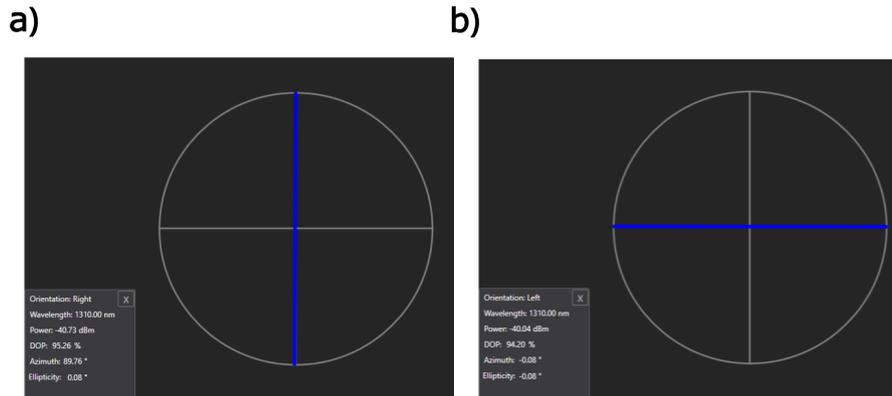


Figura 3.8: Visualización del controlador de la polarización mostrando un modo (a) TM y (b) TE. Se observa la elipse de polarización y sus parámetros, que permiten medir la polarización del modo excitado en tiempo real.

Así pues, moveremos manualmente las palas hasta conseguir, la polarización deseada. Consideramos que excitamos un modo TE cuando la polarización de la luz transmitida a través de la muestra presente un ángulo de orientación entre -0.5° y 0.5° y un ángulo de elipticidad entre -0.5° y 0.5° . En cambio, consideramos modo TM cuando la polarización muestre un ángulo de orientación entre -89.5° y 90.5° y un ángulo de elipticidad entre -0.5° y 0.5° .

3.4 Medición experimental del espectro de transmisión

El objetivo de los experimentos es obtener el espectro de transmisión de la luz para cada modo, TE y TM, y para cada guía de onda, las cuales presentan una anchura diferente. La adquisición de datos está automatizada con el software Labview que comunica y permite visualizar el espectro adquirido (Fig. 3.9) y el control automático de la fuente de luz láser y el medidor de potencia.

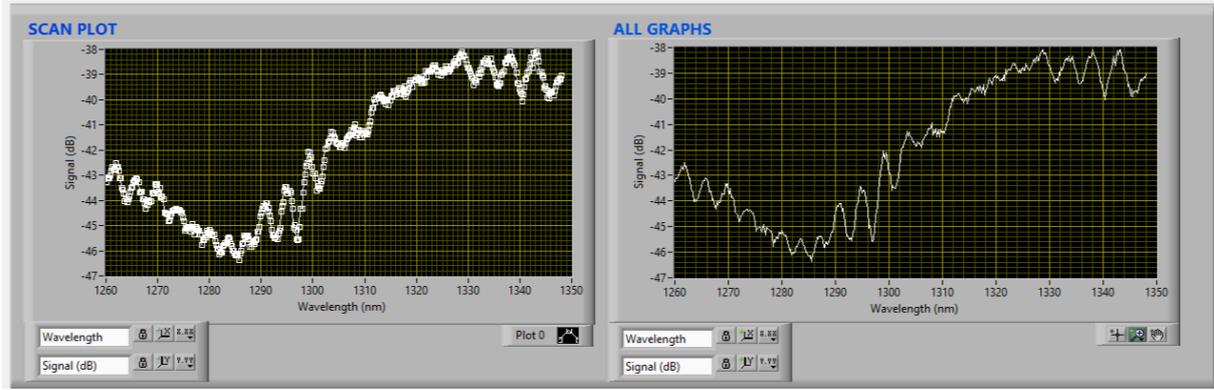


Figura 3.9: Visualización de la adquisición de un espectro de transmisión.

Este programa permite seleccionar la potencia del láser, el rango espectral de barrido de la longitud de onda emitida por el láser, el paso de muestreo (resolución espectral) y medir la potencia incidente en el medidor de potencia. Además, permite visualizar en tiempo real los datos de potencia medidos en un gráfica potencia vs. longitud de onda. Al finalizar el barrido, los datos son guardados como documento de texto para su posterior análisis y representación gráfica en MATLAB.

3.5 Análisis del espectro de transmisión

Para obtener la fracción de potencia transmitida a través del PIC, se divide la potencia medida con PIC (P_{out}) entre la potencia medida sin PIC (P_{in}). Para este último caso, se coloca el objetivo directamente delante del extremo de la fibra. Este cociente corresponde a la transmisión del PIC que modelamos según la Ec. 2.22 y permite obtener información sobre las pérdidas por acoplamiento de la fibra a la guía, las pérdidas por propagación por la guía y la respuesta de transmisión del anillo resonante. Repetimos aquí dicha ecuación:

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \underbrace{\eta_{cpl}}_{\text{acoplamiento}} \underbrace{\eta_{prop}}_{\text{propagación}} \underbrace{\mathcal{T}}_{\text{respuesta del sistema}} \quad (3.2)$$

donde η_{cpl} es la eficiencia de acoplamiento, η_{prop} es la fracción de potencia que sobrevive tras propagarse el modo por la guía de onda de extremo a extremo del PIC, y \mathcal{T} es la respuesta de transmisión del anillo resonante acoplado a la guía. Hacemos un ajuste de los datos experimentales de transmisión a esta expresión obteniendo los coeficientes característicos como parámetros de ajuste. Así, este ratio será la variable dependiente en el ajuste ($y \equiv P_{out}/P_{in}$), mientras que la independiente será la longitud de onda ($x \equiv \lambda$).

Pérdidas por propagación

Del parámetro de ajuste α de \mathcal{T} se halla el factor de atenuación del campo óptico γ_{prop} según:

$$\alpha = e^{-\gamma_{\text{prop}}L} \Rightarrow \gamma_{\text{prop}} = -\frac{\ln \alpha}{L} \quad (3.3)$$

donde L es la longitud del anillo resonante. Asumimos que el factor de atenuación del modo en el anillo es igual al factor de atenuación del modo en la guía de onda. Así la fracción de potencia tras la propagación por una guía con una longitud L_{wg} es:

$$\eta_{\text{prop}} = e^{-2\gamma_{\text{prop}}L_{\text{wg}}} \quad (3.4)$$

Pérdidas por acoplamiento

Como hemos visto en la Ec. 2.22, partir del ajuste se obtiene el producto $\eta_{\text{cpl}}\eta_{\text{prop}}$. Tras obtener en el paso anterior el coeficiente de las pérdidas de propagación despejamos la eficiencia del acoplamiento η_{cpl} .

Identificación y ajuste de las resonancias con MATLAB

En primer lugar, hacemos un ajuste a cada pico (invertido) para identificar la posición de las resonancias. Se deben suavizar los datos para facilitar la correcta detección de las resonancias con la función *findpeaks*. En la Fig. 3.10 se muestra un típico espectro de transmisión medido donde los datos experimentales están representados en azul, el espectro suavizado en negro y los ajustes individuales a cada resonancia en línea discontinua roja, junto con la identificación de cada pico señalado con un triángulo rojo. Una vez localizadas las longitudes de onda (x) donde se dan estos picos, se ajusta una función lorentziana a cada pico con el método de ajuste *nlfit*. Se toma este tipo de función porque típicamente caracterizan los fenómenos resonantes. Como estimación inicial se usaron las ubicaciones de los picos, sus alturas, y el fondo o número constante como el promedio de y_0 y la estimación visual de los anchos de los picos.

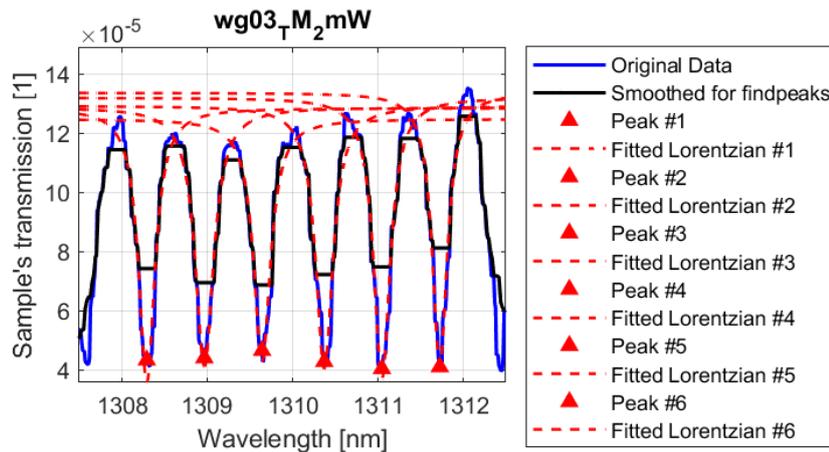


Figura 3.10: Espectro de transmisión de una guía de onda con suavizado de los datos (negro) picos (triángulos rojos) y funciones lorentzianas (rojo).

La función de ajuste fue un nivel constante de fondo y_0 menos una función lorentziana:

$$y(x) = y_0 - \mathcal{L}(x) = y_0 - \frac{h}{1 + \left(\frac{x-x_0}{\Gamma/2}\right)^2} \quad (3.5)$$

Cálculo de los parámetros

- (a) A partir de la distancia x entre los picos obtenemos $FSR_i = |x_{0,i} - x_{0,i+1}|$, donde $x_{0,i}$ se extrae como parámetro del ajuste lorentziano. Tomamos como valor final el promedio y la desviación estándar como incertidumbre.
- (b) La anchura a mitad de altura $FWHM_i$ (Full width at half maximum) se obtiene como parámetro del ajuste lorentziano Γ_i para cada pico i .
- (c) A partir de la ecuación 2.12 se obtiene la finura \mathcal{F}_i para cada pico i .
- (d) Obtenemos el ratio de extinción $\mathcal{E} = y_{0,i}/|y_{0,i} - h_i|$ para cada pico i .
- (e) Resolviendo el sistema de ecuaciones Ec. 2.20 se obtienen el factor α_i y el factor t_i de cada resonancia. Se han diferenciado α_i de t_i porque el primero debería tener menos dependencia espectral.
- (f) Con estos dos valores se obtiene el máximo de transmisión T_{\max} que será usado posteriormente como estimación inicial para el ajuste.
- (g) Expresión analítica para la fracción de potencia transmitida a través de la muestra $y(x) = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ se construye como:

$$y(x \equiv \lambda) = \frac{\overline{y_0}}{\mathcal{T}_{\max}} \mathcal{T}(x) \quad (3.6)$$

donde el prefactor se extrae como parámetro de ajuste, siendo el producto de la eficiencia de acoplamiento y propagación $\eta_{\text{cpl}} \eta_{\text{prop}} = \overline{y_0}/\mathcal{T}_{\max}$.

- (h) Calculamos el índice de grupo n_g por cada valor FSR con la Ec. 2.11.
- (i) Se obtiene la expresión analítica del índice de modo efectivo con Ec. 2.17 y Ec. 3.6. En la Fig. 3.11 se ve el ajuste de la Ec. 2.17 con *nlinfit* tomando como parámetros n_{eff} , ϕ_0 y $\eta_{\text{cpl}}\eta_{\text{prop}}$ sin establecer límites, puesto que con esta función de MATLAB no es posible.
- (j) Extraemos el coeficiente de atenuación del campo óptico del parámetro α según la Ec. 3.3.
- (k) Calculamos la fracción de potencia que sobrevive tras la propagación por la guía de onda del PIC con Ec. 3.4.
- (l) Asumiendo que el coeficiente de atenuación γ obtenido para el anillo es el mismo para la guía, se utiliza la Ec. 3.4 para obtener η_{prop} ($L_{wg} = 1$ cm). Dividir los valores de $\eta_{\text{cpl}}\eta_{\text{prop}}$ entre el valor calculado de η_{prop} nos proporciona los valores de la eficiencia de acoplamiento.
- (m) Finalmente, los promedios y las incertidumbres se guardan en un archivo *.csv*, de la misma los parámetros del ajuste lorentziano se guardan en otro archivo del mismo tipo.

Las incertidumbres de los parámetros extraídos de los ajustes provienen directamente del método de ajuste. Las incertidumbres de las demás cantidades calculadas a partir de estos parámetros fueron obtenidas con el método de propagación de incertidumbres.

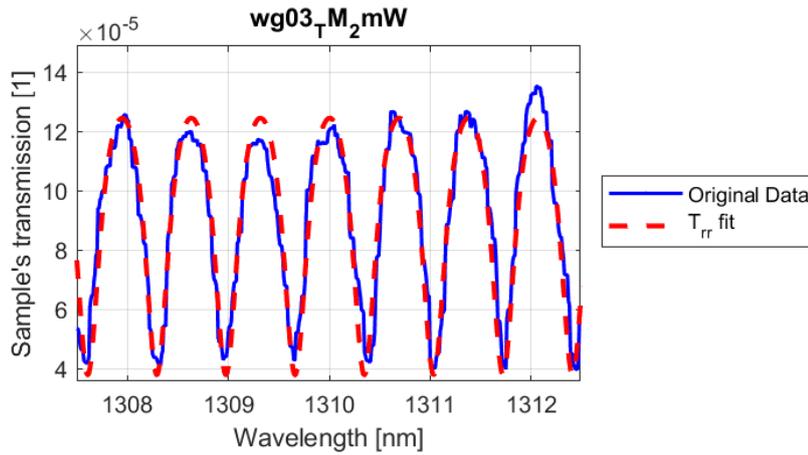


Figura 3.11: Datos y normalizados (azul) y respuesta teórica obtenida del ajuste (rojo).

Durante este proceso pueden surgir errores que hagan que los datos de una guía de onda deban ser desechados para el análisis final de los datos. Esto es consecuencia principalmente de que el espectro medido no corresponde al esperado, debido a presencia de partículas de suciedad en la guía que alteran el espectro. Por consiguiente, en estos espectros es común que no se ajuste de manera adecuada los picos con la función lorentziana, y esto arroje valores de α y t mayores de 1 o menores de 0 o complejos, lo cual no es posible. Por tanto, estas guías fueron descartadas para el análisis.

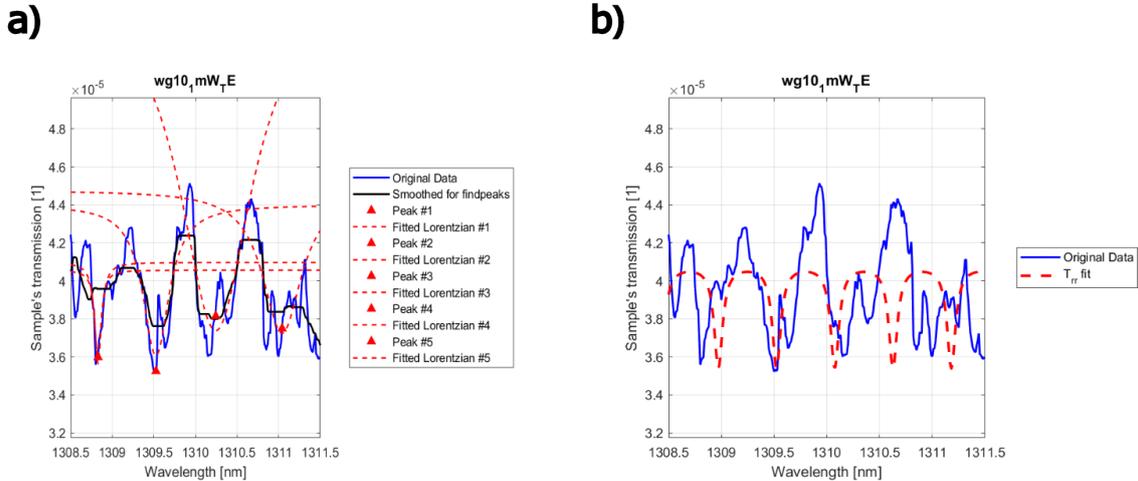


Figura 3.12: Gráficas de ajuste de una guía que ha debido ser descartada. En (a) se muestra la identificación incorrecta de picos y mal ajuste a función lorentziana. En (b) se muestra el consiguiente mal ajuste a la respuesta de transmisión.

Resultados

4.1 Índices efectivos de modo

Los valores de índice efectivo de modo calculados directamente como parámetro de ajuste se muestran en a Fig. 4.1b. Comparando con los valores teóricos (Fig. 2.6), los puntos experimentales tienen la tendencia esperada, ya que los índices de ambos modos parecen cruzarse en un punto. Aunque, a diferencia de lo previsto, los valores del modo TM son primero inferiores y luego superiores al modo TE, que disminuyen con el ancho de la guía. Otra diferencia con las simulaciones son los propios valores, que en el caso experimental son superiores.

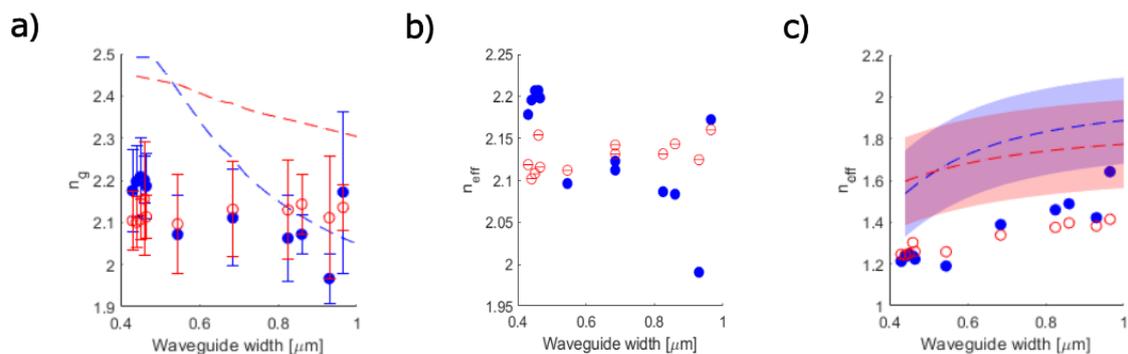


Figura 4.1: Resultados del análisis de los datos, para los modos TM (rojo) y TE (azul) respecto a la anchura de la guía. (a) Índice de grupo experimental (punto) y simulado (línea discontinua). (b) Índice efectivo a partir del ajuste experimental. (c) Índice efectivo teórico (línea discontinua) y semiexperimental a partir del índice de grupo experimental y la pendiente simulada (punto).

En la Fig. 4.1a se representan los resultados experimentales del índice de grupo calculado a partir de la Ec. 2.11 junto con los valores teóricos en línea discontinua. Observamos que los valores experimentales son menores de lo esperado por las simulaciones. Sin embargo, los modos

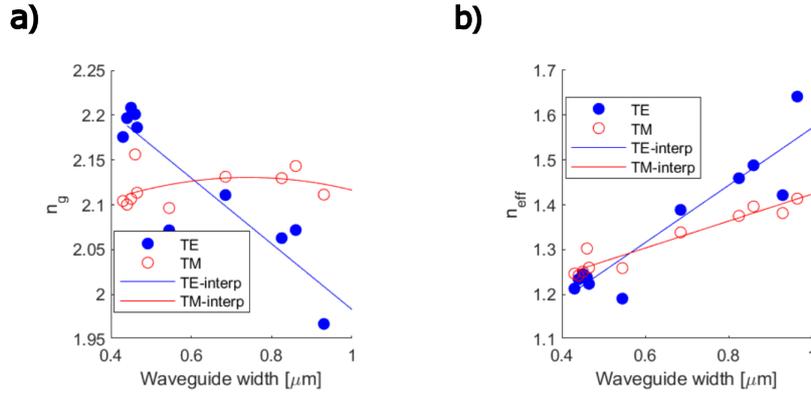


Figura 4.2: Ajuste de los valores (a) experimentales del índice de grupo (b) semiexperimentales del índice efectivo.

siguen la misma tendencia y se cruzan aproximadamente en torno al mismo valor de ancho de guía entre $0.5 \mu\text{m}$ y $0.6 \mu\text{m}$.

Se observa que los valores de n_{eff} y n_g son muy similares, dentro del rango entre 2 y 2.25. Esto no es posible, puesto que los índices deben cumplir la Ec. 2.8, cuya pendiente debería ser negativa según las simulaciones, y por tanto $n_{\text{eff}} < n_g$. Es curioso que los valores del índice efectivo arrojados por el ajuste sean tan similares y sigan la tendencia del índice de grupo, cuando la bondad de cada ajuste es en general mayor del 80 %.

Por último, intentamos otro enfoque donde esta vez calculamos los índices efectivos de una manera semiexperimental. Mediante la Ec. 2.8 aplicando los datos experimentales de la Fig. 4.1a y la pendiente teórica de las simulaciones (Fig. 2.7). Estos datos se representan en la Fig. 4.1c. Siguen la tendencia esperada puesto que curva de $n_{\text{eff,TE}}$ parece cortar la curva de $n_{\text{eff,TM}}$ a una anchura entre $0.5 \mu\text{m}$ y $0.6 \mu\text{m}$, y además para anchuras mayores de la del corte se satisface que $n_{\text{eff,TM}} > n_{\text{eff,TE}}$. Sin embargo, los valores son mucho menores de lo esperado (discrepancia de ≈ 0.3).

En la Fig. 4.2 se muestran los datos experimentales de n_g (a) y semiexperimentales de n_{eff} (b) ya vistos pero con un ajuste polinómico de primer orden, excepto en el caso del índice de grupo del modo TM. Estos ajustes permiten conocer el ancho de guía en el que debería producirse esta degeneración: $0.564 \mu\text{m}$ para el índice efectivo y $0.610 \mu\text{m}$ para el de grupo. Este valor de anchura de degeneración del índice efectivo se diferencia del teórico ($0.519 \mu\text{m}$) en 45 nm . Por tanto, a pesar de que los valores de índice efectivo estén desplazados ≈ 0.3 de lo esperado, la anchura de degeneración se pudo medir con una desviación de lo esperado relativamente pequeña, teniendo en cuenta que la resolución de escritura del haz de electrones está en los $10\text{-}20 \text{ nm}$.

Hay autores (Dwivedi et al. 2015) que consideran términos de orden mayor como la segunda derivada en la serie de Taylor para aproximar la expresión de $n_{\text{eff}}(\lambda)$ en torno a una longitud de onda (λ_0). Por tanto, proponemos modificar la Ec. 2.8 para obtener una descripción más precisa de n_{eff} . Quizás esos términos de orden mayor expliquen la discrepancia en nuestros valores teóricos y experimentales.

4.2 Pérdidas de propagación

En la Fig. 4.3a se representa la fracción de potencia que sobrevive a una vuelta completa al anillo (α) y en Fig. 4.3b el coeficiente de atenuación correspondiente del campo óptico (γ). Observamos que $\alpha_{\text{TM}} < \alpha_{\text{TE}}$, y por tanto $\gamma_{\text{TM}} > \gamma_{\text{TE}}$. Además, no se observa ninguna tendencia clara entre estos parámetros y el ancho de la guía. Por tanto, hemos calculado el valor medio (ponderado por sus incertidumbres) del coeficiente de atenuación de la potencia óptica (doble del coeficiente de atenuación del campo): $\gamma_{\text{prop,TE}} = 9.77 \pm 0.28$ dB/cm y $\gamma_{\text{prop,TM}} = 15.03 \pm 0.24$ dB/cm. El modo TM muestra 1.54 veces más pérdidas de propagación que el modo TE.

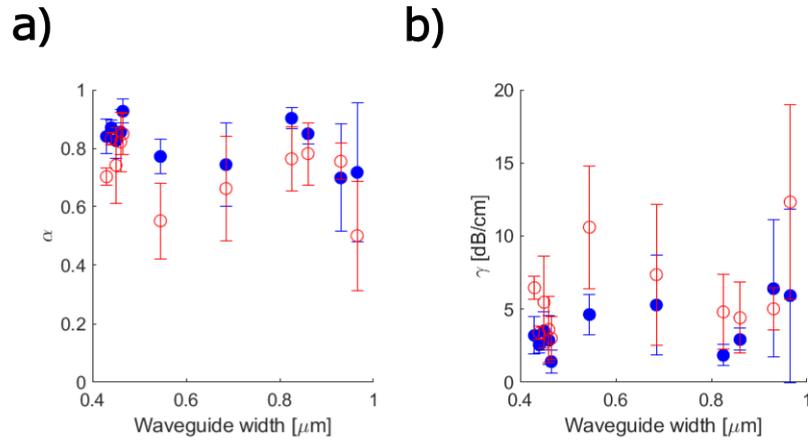


Figura 4.3: Resultados del análisis de los datos, para los modos TM (rojo) y TE (azul) respecto a la anchura de la guía. (a) Fracción de campo eléctrico que sobrevive a una vuelta al anillo resonador. (b) Coeficiente de atenuación del anillo.

Cabría esperar que estas pérdidas de propagación se deben a la rugosidad de las superficies laterales de la guía de onda que se originan durante el ataque químico tras la litografía con haz de electrones. Si esto fuese así, se esperaría que el modo TE tuviera mayores pérdidas al propagarse dado que posee mayor intensidad en las paredes laterales que el modo TM, y por tanto, se dispersaría más la luz, como se muestra en la Fig. 4.4.

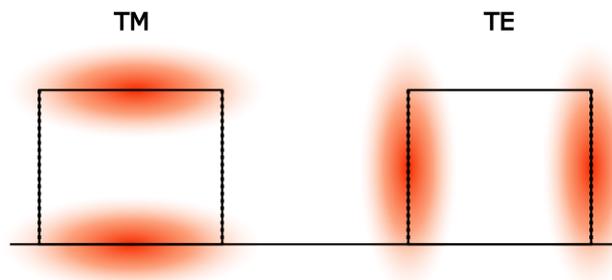


Figura 4.4: Patrón del campo eléctrico en los modos guiados TM y TE en una sección transversal de la guía de onda.

Puede que esta discordancia entre los resultados obtenidos y los previstos se deba a que el modo TE se propaga más confinado en la guía de onda que el modo TM, por lo que la potencia que llega a las paredes y se pierde es menor. Una explicación alternativa a estos resultados es que estas pérdidas de propagación no se deban a la rugosidad de las paredes laterales, sino a la curvatura de la guía que forma el anillo. Recordemos que hemos calculado este coeficiente de atenuación a partir del parámetro α del anillo. Para poder estudiar más en detalle el origen de las pérdidas de propagación proponemos medir experimentalmente la luz dispersada hacia arriba del PIC. Esta luz puede ser colectada por el microscopio óptico usado para alinear la fibra con la guía, si sustituimos uno de sus oculares por una cámara infrarroja. De hecho, esta configuración fue usada para capturar las imágenes de Fig. 2.8.

4.3 Pérdidas de acoplamiento

El producto de las eficiencias de acoplamiento y propagación ($\eta_{\text{cpl}}\eta_{\text{prop}}$) se obtiene como parámetro del ajuste y está representado en la Fig. 4.5a. Tras asumir que el coeficiente de atenuación es el mismo para el anillo que para la guía se utiliza la Ec. 3.4 para obtener η_{prop} . Dividiendo los valores de $\eta_{\text{cpl}}\eta_{\text{prop}}$ entre η_{prop} se obtienen los valores de eficiencia representados en la Fig. 4.5b. Los resultados muestran que el modo TM tiene una mayor eficiencia de acoplamiento, lo cual coincide con la tendencia de las simulaciones, las cuales están representadas en Fig. 4.6.

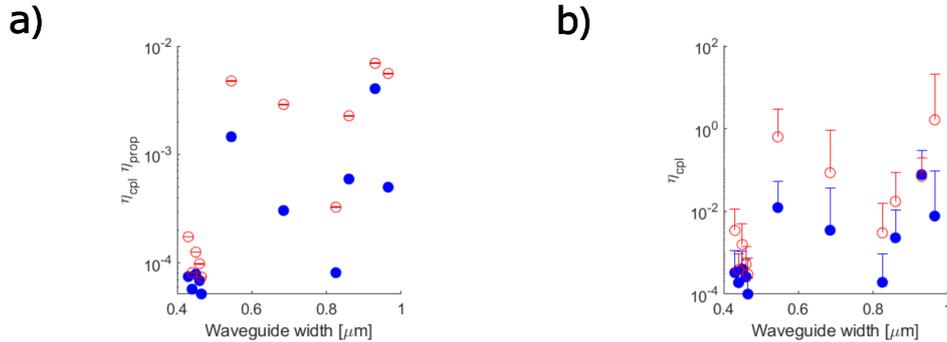


Figura 4.5: Resultados del análisis de los datos, para los modos TM (rojo) y TE (azul) respecto a la anchura de la guía. (a) Producto de la eficacia del acoplamiento de la potencia de la fibra óptica a al chip y la fracción de potencia que sobrevive tras propagarse por la guía de ondas. (b) Fracción de potencia remanente después de que la luz se propague a lo largo de la guía.

Hay valores de $\eta_{\text{cpl, TM}}$ cercanos a 1 (anchura = $0.545 \mu\text{m}$) o que sobrepasan 1 teniendo en cuenta la incertidumbre (anchura = $0.965 \mu\text{m}$). Probablemente hayan arrojado dicho valor por una sobreestimación del coeficiente de atenuación γ_{prop} , lo que conllevaría a una infraestimación de η_{prop} , y por último una sobreestimación de η_{cpl} .

Finalmente, en la Fig. 4.6 vemos la influencia que tiene la distancia a la que se coloca la fibra de onda de la guía en la eficacia del acoplamiento. Por tanto, proponemos la siguiente mejora en el alineamiento de la fibra: variar la distancia fibra-chip hasta maximizar la potencia transmitida al medidor de potencia para así garantizar que la distancia fibra-chip es a la cual está el foco de la fibra con lente.

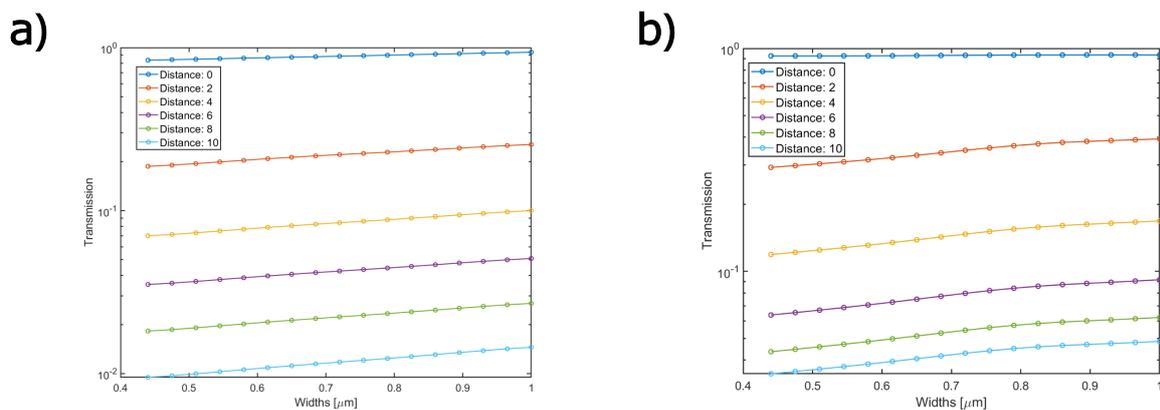


Figura 4.6: Eficiencia del acoplamiento según la distancia entre la fibra y la guía para diferentes anchos de guía en (a) el modo TE y (b) el modo TM.

Capítulo 5

Conclusiones

Encontrar una nueva técnica más económica y eficiente para separar los enantiómeros basada en fuerzas ópticas es una innovación que tendría un gran impacto en un abanico de sectores. Centrándonos en la industria farmacéutica, poder controlar las proporciones de cada enantiómero en un fármaco permitiría hacerlos más efectivos y seguros, además de mejorar la investigación sobre la interacción de estas moléculas con el organismo.

Cada vez son más los estudios, tanto teóricos como experimentales, sobre el uso de luz polarizada para separar partículas quirales. En estos, se busca conseguir el desplazamiento de partículas del menor tamaño posible con montajes que puedan ser fácilmente implementados. Recientemente, se vio que el uso de circuitos fotónicos integrados tiene mucho potencial en este campo de la separación quiral. En particular, el uso de un modo guiado con polarización circular mediante la combinación de un modo TE y un modo TM, parece ser el más eficiente para este fin. En este proyecto se propuso utilizar luz guiada por un circuito integrado fotónico constituido por una guía de onda y un anillo.

El primer objetivo fue buscar la anchura adecuada para una guía de onda que permita que los modos TE y TM se propaguen manteniendo su desfase a lo largo de ella y por tanto poder formar el prometedor modo con polarización circular. Para ello, se ha buscado la anchura que permita que los índices efectivos de estos modos sean iguales. Mientras que las simulaciones predijeron una anchura de degeneración de 519 nm, los datos experimentales indicaron que esta anchura podría ser de 564 nm. Pese a que estos dos valores parecen similares y las tendencias de los el índice de grupo y efectivo parecen coincidir con lo previsto, existen resultados incoherentes que sugieren que se deberían buscar métodos más precisos de modelo del índice de grupo. Con todo esto, la discrepancia entre ambos valores es relativamente pequeña teniendo en cuenta la resolución de la litografía por haz de electrones entre 10-20 nm.

El segundo objetivo de este trabajo era caracterizar las pérdidas de acoplamiento y de propagación que se dan en la guía para así controlar mejor las fuerzas ejercidas sobre las partículas en el futuro dispositivo de separación quiral. Estos se han calculado como una media ponderada de los datos de las diferentes guías para estudiar la diferencia entre los modos TE y TM. En cuanto a

las pérdidas de propagación, se ha visto que estas son mayores en el modo TM, difiriendo con lo previsto y haciendo necesario reconsiderar su origen. Por otro lado, las pérdidas de acoplamiento son altamente dependientes de la distancia entre la fibra óptica y la guía de onda. Además, experimentalmente parece que estas pérdidas son menores en el modo TM, lo cual está de acuerdo con la simulación.

Este Trabajo de Fin de Grado ha asentado la metodología para caracterizar los circuitos fotónicos integrados diseñados para separar partículas quirales, con el fin último de separar moléculas enantioméricas. Se espera que las mejoras propuestas consigan una caracterización más precisa que permitirá el desarrollo de esta tecnología tan prometedora y con tanto potencial impacto en nuestra sociedad.

Parte II

Presupuesto

5.1 Introducción

En este documento del trabajo se presentará un análisis económico del trabajo realizado. Se considerarán la mano de obra, los materiales y la maquinaria para reflejar el coste del proyecto. A continuación se detallan algunas consideraciones.

En primer lugar, la mano de obra requerida para este proyecto ha sido un estudiante de ingeniería biomédica y un tutor encargado de supervisar y guiar la evolución del proyecto. El coste por hora de cada parte se ha calculado considerando un salario base de 1500 €/mes para el estudiante y 3500 €/mes para el tutor, considerando 12 pagas mensuales y 2 pagas extras. Según el Ministerio de Inclusión, Seguridad Social y Migraciones, el coste de cada parte para la empresa es de: 23.6 % de contingencias comunes, 5.5 % tipo general de desempleo para contrato indefinido, 0.2 % de Fondo de Garantía Salarial (FOGASA) y 0.6 % de formación profesional. Si se considera una jornada laboral de 8 horas con 15 días festivos, los fines de semana y los 30 días de vacaciones resulta en un total de 1792 horas de trabajo al año. Así pues, el coste por hora del estudiante son 15'22 €/h y del tutor 35'52 €/h.

En cuanto a los costes asociados a recursos como las licencias de programas y el montaje de acoplamiento horizontal se ha considerado la amortización correspondiente a su tiempo de uso en el proyecto.

Respecto a la maquinaria, se han considerado los precios por hora establecidos en la página web del NTC para centros de investigación internos de la UPV.

El precio del montaje de acoplamiento horizontal agrupa todos sus componentes, comprendiendo: una fuente láser sintonizable de banda completa por 82.500€, un controlador de polarización de 186 €, una fibra con lente de 92'58 €, dos posicionadores de 3 ejes de 1609'24 €, un soporte para PIC de 202'63 €, un objetivo de 212 €, un divisor de haz de 170 €, una cámara de 481'31 €, un monitor de ordenador de 116'03 €, un medidor de potencia de 527'23 €, un polarímetro 5.706'12 € un microscopio óptico de 221'99 € y una mesa óptica de 3.062'09 €. Lo que da un total de 96696'46 €.

Finalmente, tras sumar los Presupuestos Parciales y obtener el Presupuesto de Ejecución Material, se ha añadido un 13 % de gastos generales y un 6 % de beneficio industrial. Se obtiene así el presupuesto de Ejecución por Contrata. A continuación, a este presupuesto se le aplica el IVA correspondiente del 21 %.

5.2 Cuadro de mano de obra

Nº	Código	Denominación	Precio (€/h)	Horas (h)	Total (€)
1	MO.EST	Estudiante de ingeniería	15'22	392'50	5973'85
2	MO.TUT	Tutor	35'52	180'00	6393'60
Total					12367'45 €

5.3 Cuadro de materiales

Nº	Código	Denominación	Precio (€/u)	Cantidad (u)	Factor amortiza.	Total (€)
1	MAT.W10	Windows 10 Home	145'00	1	10/36	40'28
2	MAT.OFF	Microsoft Office	69'00	1	10/12	57'50
3	MAT.MAT	MATLAB R2024	900'00	1	10/12	750'00
4	MAT.RS	Synopsys Rsoft software	5000'00	1	10/36	1388'89
5	MAT.COM	COMSOL Multiphysics	1200'00	1	10/12	1000'00
6	MAT.ORD	Lenovo ideapad 3 15iil05 81we	549'00	1	10/48	114'36
6	MAT.AH	Montaje acoplamiento horizontal	96696'46	1	10/60	16116'08
7	MAT.KIT	Kit limpieza fibras	119'00	1	10/500	2'38
8	MAT.GU	Guantes nitrilo	9'99	1	16/100	1'59
9	MAT.IMP	Impresión trabajo	13'48	1	1	13'48
10	MAT.ACE	Acetona	54'20	1	1/4	13'55
11	MAT.ISO	Isopropanol	22'90	1	1/20	1'15
Total						19499'26 €

5.4 Cuadro de maquinaria

Nº	Código	Denominación	Precio (€/h)	Cantidad (h)	Total (€)
1	MAQ.LIM	Limpieza con disolventes orgánicos	15'00 €/h	3 h	45'00
2	MAQ.LIT	Litografía con haz de electrones JEOL 8100 System	200'00 €/h	12 h	2400'00
3	MAQ.ATA	Ataque con plasma	50'00 €/h	3 h	150'00
4	MAQ.CO	Corte de las obleas	30'00 €/h	3 h	90'00
5	MAQ.MO	Microscopía óptica	15'00 €/h	6 h	90'00
Total					2775 €

5.5 Cuadro de precios parciales

1. Definición del proyecto y estado del arte

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
1.1	h	Reunión inicial para evaluar los posibles temas	1 h	50'74 €/h	50'74 €
1.2	h	Reunión de planificación y organización de las actividades del proyecto	1 h	50'74 €/h	50'74 €
1.3	u	Instalación de los programas necesarios	1 u	1012'88 €/u	1012'88 €
1.4	h	Búsqueda de literatura inicial sobre el estado del arte y programas	75 h	15'22 €/h	1141'50 €
Precio total Presupuesto parcial 1					2255'86 €

2. Diseño y simulaciones

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
2.1	h	Diseño de los PCI	25 h	35'52 €/h	888'00 €
2.2	u	Simulación de las experiencias para obtener valores teóricos	1 u	4164'89 €/u	4164'89 €
Precio total Presupuesto parcial 2					5052'89 €

3. Fabricación en sala blanca

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
3.1	u	Fabricación de las muestras	3 u	917'15 €/h	2751'45 €
Precio total Presupuesto parcial 3					2751'45 €

4. Trabajo experimental

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
4.1	u	Limpieza de las muestras	1 u	120'15 €/u	120'15 €
4.2	h	Estudio óptico de las muestras	2 h	61'99 €/h	123'98 €
4.3	u	Toma de medidas experimentales	1 u	17283'08 €/u	17283'08 €
Precio total Presupuesto parcial 4					17527'21 €

5. Procesado y análisis de los datos

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
6.1	h	Redacción de la memoria	175 h	15'22 €/h	2663'50 €
6.2	h	Revisión y seguimiento	30 h	50'74 €/h	1522'20 €
6.3	u	Preparación de la defensa	1 u	723'78 €/u	723'78 €
Precio total Presupuesto parcial 6					4909'48 €

6. Redacción y defensa

Nº	Ud	Denominación	Cantidad	Precio	Total
6.1	h	Redacción de la memoria	175 h	15'22 €/h	2663'50 €
6.2	h	Revisión y seguimiento	30 h	50'74 €/h	1522'20 €
6.3	u	Preparación de la defensa	1 u	723'78 €/u	723'78 €
Precio total Presupuesto parcial 6					4909'48 €

5.6 Cuadro de precios unitarios

Nº	Denominación	Importe	
		Cifra (€)	Letra (€)
1. DEFINICIÓN DEL PROYECTO Y ESTADO DEL ARTE			
1.1	Reunión inicial para evaluar los posibles temas	50'74	Cincuenta euros con setenta y cuatro céntimos
1.2	Reunión de planificación y organización de las actividades del proyecto	50'74	Cincuenta euros con setenta y cuatro céntimos
1.3	Instalación de los programas necesarios	1012'88	Mil doce euros con ochenta y ocho céntimos
1.4	Búsqueda de literatura inicial sobre el estado del arte y programas	1141'50	Mil ciento cuarenta y uno y cincuenta céntimos
2. DISEÑO Y SIMULACIONES			
2.1	Diseño de los PCI	888'00	Ochocientos ochenta y ocho euros
2.2	Simulación de las experiencias para obtener valores teóricos	4164'89	Cuatro mil ciento sesenta y cuatro euros con ochenta y nueve céntimos
3. FABRICACIÓN EN SALA BLANCA			
3.1	Fabricación de las muestras	2751'45	Dos mil setecientos cincuenta y cinco euros con cuarenta y cinco céntimos
4. TRABAJO EXPERIMENTAL			
4.1	Limpieza de las muestras	120'15	Ciento veinte euros con quince céntimos
4.2	Estudio óptico de las muestras	123'98	Ciento veintitrés euros con noventa y ocho céntimos
4.3	Toma de medidas experimentales	17283'08	Diecisiete mil doscientos ochenta y tres euros con ocho céntimos
5. PROCESADO Y ANÁLISIS DE DATOS			
5.1	Creación del código de análisis	1522'20	Mil quinientos veintidós euros con veinte céntimos
5.2	Procesado de los datos	405'92	Cuatrocientos cinco euros con noventa y dos céntimos
5.3	Análisis e interpretación de resultados	215'65	Doscientos quince euros con sesenta y cinco céntimos
6. REDACCIÓN Y DEFENSA			
6.1	Redacción de la memoria	2663'50	Dos mil seiscientos sesenta y tres euros con cincuenta céntimos
6.2	Revisión y seguimiento	1522'20	Mil quinientos veintidós euros con veinte céntimos
6.3	Preparación de la defensa	723'78	Setecientos veintitrés euros con setenta y ocho céntimos

5.7 Cuadro de precios descompuestos

Nº	Ud	Denominación				Total
1. DEFINICIÓN DEL PROYECTO Y ESTADO DEL ARTE						
1.1	h	Reunión inicial para evaluar los posibles temas				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				50'74 €
1.2	h	Reunión de planificación y organización de las actividades del proyecto				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				50'74 €
1.3	u	Instalación de los programas necesarios				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		MAT.ORD	1 u	Lenovo ideapad 3 15iil05 81we	114'36 €/u	114'36 €
		MAT.MAT	1 u	MATLAB R2024	750'00 €/u	750'00 €
		MAT.W10	1 u	Windows 10 Home	40'28 €/u	40'28 €
		MAT.OFF	1 u	Microsoft Office	57'50 €/u	57'50 €
		Precio total por u				1012'88 €
1.4	h	Literatura inicial sobre el estado del arte y programas				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		Precio total por h				15'22 €
2. DISEÑO Y SIMULACIONES						
2.1	h	Diseño de los PCI				
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				35'52 €
2.2	u	Simulación de las experiencias para obtener valores teóricos				
		MO.TUT	50 h	Tutor	35'52 €/h	1776'00 €
		MAT.COM	1 u	COMSOL Multiphysics	1000 €/u	1000'00 €

		MAT.RS	1 u	Synopsys Rsoft software	1388'89 €/u	1388'89 €	
		Precio total por u				4164'89 €	
3. FABRICACIÓN EN SALA BLANCA							
3.1	u	Fabricación de las muestras					
		MAQ.LIM	1 h	Limpieza con disolventes orgánicos	15 €/h	15'00 €	
		MAQ.LIT	4 h	Litografía con haz de electrones JEOL 8100 System	200 €/h	800'00 €	
		MAQ.ATA	1 h	Ataque con plasma	50 €/h	50'00 €	
		MAQ.CO	1 h	Corte de las obleas	30 €/h	30'00 €	
		MAQ.MO	1'5 h	Microscopía óptica	15 €/h	22'50€	
		Precio total por u				917'50 €	
4. TRABAJO EXPERIMENTAL							
4.1	u	Limpieza de las muestras					
		MO.EST	2 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	30'44 €	
		MO.TUT	2 h	Tutor	35'52 €/h	71'04 €	
		MAT.ACE	1 u	Acetona	13'55 €/u	13'55 €	
		MAT.ISO	1 u	Isopropanol	1'15 €/u	1'15 €	
		MAT.GU	1 u	Guantes de nitrilo	1'59 €/u	1'59 €	
		MAT.KIT	1 u	Kit limpieza fibras	2'38 €/u	2'38 €	
		Precio total por u				120'15 €	
4.2	h	Estudio óptico de las muestras					
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €	
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €	
		MAQ.MO	0'75 h	Microscopía óptica	15 €/h	11'25 €	
		Precio total por h				61'99 €	
4.3	u	Toma de medidas experimentales					
		MO.EST	30 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	456'60 €	
		MO.TUT	20 h	Tutor	35'52 €/h	710'40 €	
		MAT.AH	1 u	Montaje acoplamiento horizontal	16116'08 €/u	16116'08 €	
		Precio total por h				17283'08 €	

5. PROCESADO Y ANÁLISIS DE LOS DATOS						
5.1	h	Creación del código de análisis				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				50'74 €
5.2	h	Procesado de los datos				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				50'74 €
5.3	h	Análisis e interpretación de los resultados				
		MO.EST	0'5 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	7'61 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				43'13 €
6. REDACCIÓN Y PREPARACIÓN DE LA DEFENSA						
6.1	h	Redacción de la memoria				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		Precio total por h				15'22 €
6.2	h	Revisión y seguimiento				
		MO.EST	1 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	15'22 €
		MO.TUT	1 h	Tutor	35'52 €/h	35'52 €
		Precio total por h				50'74 €
6.3	u	Preparación de la defensa				
		MO.EST	35 h	Estudiante de ingeniería	15'22 €/h	532'70 €
		MO.TUT	5 h	Tutor	35'52 €/h	177'60 €
		MAT.IMP	1 u	Impresión del trabajo	13'48 €/u	13'48 €
		Precio total por u				723'78 €

5.8 Presupuesto de ejecución por contrata

Capítulo 1. Definición del proyecto y estado del arte	2255'86 €
Capítulo 2. Diseño y simulaciones	5052'89 €
Capítulo 3. Fabricación en sala blanca	2751'45 €
Capítulo 4. Trabajo experimental	17527'21 €
Capítulo 5. Procesado y análisis de los datos	2143'77 €
Capítulo 6. Redacción y defensa	4909'48 €
<i>Presupuesto de ejecución material</i>	34640'66 €
Gastos generales (13%)	4503'29 €
Beneficio industrial (6%)	2078'44 €
<i>Suma</i>	41222'39 €
IVA (21%)	8656'70 €
Presupuesto de ejecución por contrata	49879'09 €

Figura 5.1: Enter Caption

El presupuesto de ejecución por contrata asciende a cuarenta y nueve mil ochocientos setenta y seis euros con veintisiete céntimos.

Bibliografía

- Alibakhshikenari, Mohammad et al. (oct. de 2021). "A comprehensive survey on Circular Polarized Antennas" for existing and emerging wireless communication technologies". En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 55 (vid. pág. 15).
- Alzate, Héctor (2007). *Física de las ondas*. Universidad de Antioquia (vid. pág. 15).
- Center, Nanophotonics Technology (2024). *Nanophotonics Technology Center - UPV*. Consultado el 26 de junio de 2024. URL: <https://ntc.webs.upv.es/> (vid. pág. 25).
- Ceramella, Jessica et al. (2022). "A Look at the Importance of Chirality in Drug Activity: Some Significant Examples". En: *Applied Sciences* 12.21 (vid. pág. 3).
- Collett, Edward (2005). *Field Guide to Polarization*. Segunda Edición. Prentice-Hall Internacional. ISBN: 9780819458681 (vid. págs. 16, 17).
- Davies, Neal M. y Xiao Wei Teng (2003). "Importance of Chirality in Drug Therapy and Pharmacy Practice : Implications for Psychiatry". En: (vid. pág. 5).
- Delage, André et al. (2009). "Wavelength-Dependent Model of a Ring Resonator Sensor Excited by a Directional Coupler". En: *Journal of Lightwave Technology* 27.9, págs. 1172-1180 (vid. pág. 22).
- Deokate, Ramesh (2023). "Chapter 14 - Spin coating/doctor-blading/self-assembly of metal oxide nanostructures". En: *Solution Methods for Metal Oxide Nanostructures*. Ed. por Rajaram Mane, Vijaykumar Jadhav y Abdullah Al-Enizi. Metal Oxides. Elsevier, págs. 293-318. ISBN: 978-0-12-824353-4 (vid. pág. 27).
- Dios, F. et al. (1998). *Campos electromagnéticos*. Edicions UPC (vid. págs. 14, 15).
- Dwivedi, Sarvagya et al. (2015). "Experimental Extraction of Effective Refractive Index and Thermo-Optic Coefficients of Silicon-on-Insulator Waveguides Using Interferometers". En:

- Journal of Lightwave Technology* 33.21, págs. 4471-4477. DOI: 10.1109/JLT.2015.2476603 (vid. pág. 40).
- El Dirani, Houssein (oct. de 2019). “Development of high quality silicon nitride chips for integrated nonlinear photonics”. Tesis doct. Université de Lyon. URL: <https://theses.hal.science/tel-02460563> (vid. págs. 18, 19).
- Fang, Liang y Jian Wang (2021). “Optical Trapping Separation of Chiral Nanoparticles by Sub-wavelength Slot Waveguides”. En: *Phys. Rev. Lett.* 127 (23), pág. 233902 (vid. pág. 7).
- Feynman, R. P., R. B. Leighton y M. Sands (1987). *Física. Electromagnetismo y materia (vol. II)*. Pearson Addison-Weasley (vid. pág. 13).
- Franco-Rodriguez, Fernanda C. et al. (ago. de 2023). “Quiralidad en las ciencias naturales: un acercamiento a distintas escalas”. En: *LA GRANJA. Revista de Ciencias de la Vida* 37, págs. 8 -22 (vid. pág. 4).
- Gdsfactory (2024). *Gdsfactory Documentation*. Consultado el 26 de junio de 2024. URL: <https://gdsfactory.github.io/gdsfactory/index.html> (vid. pág. 26).
- Groves, T.R. (2014). “3 - Electron beam lithography”. En: *Nanolithography*. Ed. por Martin Feldman. Woodhead Publishing, págs. 80-115. ISBN: 978-0-85709-500-8. DOI: <https://doi.org/10.1533/9780857098757.80> (vid. pág. 27).
- Heebner, E. John (2003). “Nonlinear optical whispering gallery microresonators for photonics”. Tesis doct. University of Rochester (vid. pág. 22).
- J. M., Senior y Jamro M. Y. (2009). *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*. Tercera Edición. Pears Education (vid. págs. 18, 30, 31).
- Khoshnoud, Farbod et al. (2020). “Quantum Cooperative Robotics and Autonomy”. En: *Special issue of the Instrumentation Journal* 6.3 (vid. pág. 13).
- Liu, Ya et al. (2023). “All-optical separation of chiral nanoparticles on silicon-based microfluidic chips with vector exceptional points”. En: *APL Photonics* 8 (3) (vid. pág. 7).
- Lorrain, P. y D. Corson (1972). *Campos y ondas electromagnéticos*. Selecciones Científicas (vid. págs. 13-15).
- Magallanes, H. y E. Brasselet (2018). “Macroscopic direct observation of optical spin-dependent lateral forces and left-handed torques”. En: *Nature Photon* 12, págs. 461-464 (vid. pág. 6).
- Martínez-Romeu, Josep et al. (2024a). “Chiral forces in longitudinally invariant dielectric photonic waveguides”. En: *Photon. Res.* 12.3, págs. 431-443 (vid. págs. 7-9).

- (2024b). “Longitudinal chiral forces in photonic integrated waveguides to separate particles with realistically small chirality”. En: *physics.optics.arXiv:2406.18405* (vid. pág. 9).
- Nguyen LA He H, Pham-Huy C (2006). “Chiral Drugs: An Overview”. En: *Int J Biomed Sci* 2(2), págs. 85-100 (vid. págs. 4, 5).
- Nuñez, Cecilia et al. (ene. de 2020). “Fusión de imágenes visible e infrarroja utilizando morfología matemática multiescala”. Tesis doct. (vid. pág. 15).
- OZ Optics (2023). *Variable Optical Attenuator* (vid. pág. 32).
- Paschotta, R. (s.f.[a]). *Effective Refractive Index*. RP Photonics Encyclopedia. Available online at https://www.rp-photonics.com/effective_refractive_index.html (vid. pág. 18).
- (s.f.[b]). *Modes*. RP Photonics Encyclopedia. Available online at <https://www.rp-photonics.com/modes.html> (vid. pág. 18).
- Raja, Pavan M.V. y Andrew R. Barron (2019). *Physical Methods in Chemistry and Nano Science*. Rice University. Cap. 7.7 (vid. pág. 4).
- Reitz, J., F. Milford y R. Christy (1960). *Fundamentos de la teoría electromagnética*. Pearson Addison-Weasley (vid. págs. 13-15).
- Scheuer, Jacob (2007). “Fabrication and Characterization of low-loss polymeric waveguides and micro-resonators”. En: *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications / Slow and Fast Light*. Optica Publishing Group, ITuA3 (vid. pág. 22).
- Schmidt, Shon et al. (ago. de 2014). “Improving the performance of silicon photonic rings, disks, and Bragg gratings for use in label-free biosensing”. En: vol. 9166 (vid. págs. 19, 20).
- Sears, F. W. et al. (1987). *Física universitaria (vol. II)*. Pearson Addison-Weasley (vid. pág. 13).
- Shi, Y., T. Zhu y T. et al. Zhang (2020). “Chirality-assisted lateral momentum transfer for bidirectional enantioselective separation”. En: *Light Sci Appl* 9.62 (vid. pág. 7).
- Teng, Yan et al. (2022). “Advances and applications of chiral resolution in pharmaceutical field”. En: *Chirality* 34.1 (8), págs. 1094-1119 (vid. págs. 5, 6).
- Thorlabs (2022). *Fiber Polarization Controller Lab Facts* (vid. pág. 32).
- Tkachenko, G. y E. Brasselet (2014). “Optofluidic sorting of material chirality by chiral light”. En: *Nat Commun* 5.3577 (vid. pág. 6).
- Ulrich, R., S. C. Rashleigh y W. Eickhoff (1980). “Bending-induced birefringence in single-mode fibers”. En: *Opt. Lett.* 5.6, págs. 273-275 (vid. pág. 32).

- W., Bogaerts et al. (2011). “Silicon microring resonators”. En: *Laser I& Photonics* 6 (1), pág. 73 (vid. pág. 20).
- W. R., McKinnon et al. (2009). “Extracting coupling and loss coefficients from a ring resonator”. En: *Optics Express* 17 (21), 18971–18982 (vid. págs. 21, 22).
- Wangsness, R. K. (1987). *Campos electromagnéticos*. Limusa (vid. pág. 13).