

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
CENTRO DE INVESTIGACIÓN DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS



**CONSTRUCCIÓN DE UN INTERFERÓMETRO MODAL FABRY PEROT
RECONFIGURABLE PARA SU APLICACIÓN EN EL DESARROLLO DE
LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLES**

POR
MAURICIO TORRES TORRES

TUTOR
DR. GUILLERMO SALCEDA DELGADO

COASESOR
DRA. VICTORIA CELESTE RODRÍGUEZ CARREÓN

**TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN INGENIERÍA
FÍSICA INDUSTRIAL**

San Nicolás de los Garza, Nuevo León, a 3 de junio de 2021

Dedicatoria

La presente investigación, la dedico en primera instancia, a mi hijo Mauricio, quien es y será mi motor de vida, razón para la cual día a día, busco convertirme en una mejor persona, principalmente para mostrarme ante él como un ejemplo a seguir y de superación. Y en segunda instancia, a mi familia en general, quienes siempre han confiado en mí y que me brindaron apoyo incondicional para cumplir un sueño más.

Agradecimientos

Mi entero y sincero agradecimiento a la Universidad Autónoma de Nuevo León, específicamente a la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, por permitirme ser parte de éste programa doctoral y que en conjunto con el CONACYT, poder involucrarme en el proceso de la investigación para poder catapultar un logro más en mi carrera profesional.

Sin duda, la obtención de este grado no hubiera sido posible sin el apoyo de las autoridades administrativas y de mis profesores, pero en especial al Dr. Guillermo Salceda Delgado y Dra. Victoria Celeste Rodríguez Carreón, quienes creyeron en mí y supieron guiarme a través de sus valiosos conocimientos haciendo posible que la presente investigación se llevara a cabo de manera satisfactoria, permitiéndome con ello, crecer día a día como profesional.

Resumen

Para la conformación de un del láser de fibra óptica sintonizable de salida, se construyó e implementó un filtro, de longitud de onda en una fibra óptica con la capacidad de sintonizar, a partir del efecto de interferencia monomodo mediante el uso de una cavidad intra modificable en un filtro basado en un interferómetro Fabry-Perot. Dicho de otro modo, se propone un método de configuración y fabricación de cavidades Fabry-Perot en fibra, este método de conformación de salida se lleva a cabo mediante el uso del interferómetro antes descrito, es decir, formado por las caras reflejadas parciales de dos fibras monomodo (SMF). Los dos extremos de SMF están dentro de un vidrio capilar, donde uno está fijo y el otro puede ser desplazado linealmente. A medida que la fibra libre se desplaza, la distancia de separación entre las caras planas se modifica, lo que cambia las propiedades del interferómetro para permitir el ajuste de las pérdidas dentro de la cavidad para dar forma a la salida del láser.

Como parte de la configuración del experimento propuesto, se armó un láser con la cavidad resonante en anillo, usando fibra óptica dopada con erbio, en vista de que presentan las mejores prestaciones, comparado con otros amplificadores de fibra ópticas, dopadas también con tierras raras, debido a que, es posible obtener, en régimen de baja señal, hasta 50 dB de ganancia, considerando potencias de bombeo moderadas y en segunda, por la zona espectral en la que amplifican, la cual se encuentra en el rango que va desde $1.53 \mu\text{m}$ a $1.55 \mu\text{m}$, misma que corresponde a la tercera ventana de las telecomunicaciones que va de 1540 nm a 1610 nm, y que tiene especial interés en, precisamente, comunicaciones ópticas, dado que las fibras de sílice, presentan baja atenuación a estas longitudes de onda.

Tomando en cuenta, que, desde hace algunos años, ha habido un incremento significativo en los avances de la tecnología y en diferentes áreas de la industria, la construcción de dispositivos ópticos ha sido de mucha importancia por su vasta aplicación, como, por ejemplo: en el área de las telecomunicaciones, que se ha requerido de la fabricación de dispositivos ópticos mucho más eficientes.

Se realiza un diseño de experimentos de un factor para confirmar que el periodo (Free Spectral Range, FSR) explicado por la separación entre las caras planas paralelas de los extremos de las fibras monomodo, esto es, que el periodo FSR puede determinar donde se puede encontrar la emisión. Para esto, se usaron seis tratamientos con cinco réplicas cada uno, siendo la variable dependiente o de respuesta el periodo FSR y la variable independiente la longitud de separación entre las caras.

Se establece, además, una función de escalamiento para las variables dependiente: Periodo FSR e independiente: separación de las caras del interferómetro Fabry-Perot

Índice

Capítulo 1	15
<i>Introducción</i>	15
1.1. <i>Hipótesis</i>	17
1.2. <i>Objetivos</i>	18
1.3. <i>Planteamiento del problema</i>	18
1.4. <i>Justificación e Importancia</i>	19
Capítulo 2	21
<i>Marco teórico</i>	21
2.1. <i>La óptica</i>	21
2.2. <i>La óptica geométrica y ondulatoria</i>	22
2.3. <i>Historia de la fibra óptica</i>	30
2.4. <i>La fibra óptica</i>	31
2.5. <i>Características mecánicas de la fibra óptica</i>	32
2.6. <i>Ventajas de la fibra óptica</i>	33
2.7. <i>Desventajas de la fibra óptica</i>	33
2.8. <i>Tipos de la fibra óptica</i>	34
2.9. <i>Fibra óptica para su uso en láseres</i>	36
2.10. <i>Interferometría</i>	37
2.10.1. <i>Interferómetros de fibra óptica</i>	37
2.10.2. <i>Interferómetro Fabry-Perot en óptica convencional</i>	39
2.10.3. <i>Interferómetros Fabry-Perot de frecuencia de entrada variable</i>	39
2.10.4. <i>Los láseres y la cavidad Fabry-Perot</i>	40
2.10.5. <i>Estructura del interferómetro Fabry-Perot diseñado y fabricado para la sintonización de emisiones laser junto con su principio de funcionamiento</i>	41
2.11. <i>Láseres</i>	44
2.11.1 <i>Láseres sintonizables de fibra óptica</i>	47
2.12. <i>Amplificadores de fibra dopada con erbio o co-dopada con erbio e iterbio</i>	49
2.12.1 <i>Elementos básicos y forma de bombeo</i>	49
2.12.2. <i>Propiedades de los amplificadores EDFA: absorción y emisión en el Er(+3)</i>	52
Capítulo 3	60
<i>Metodología</i>	60
3.1. <i>Aisladores ópticos</i>	61
3.3. <i>Fibra dopada con Er + 3</i>	64
3.4. <i>Diodo Láser</i>	64
3.5. <i>Acoplador 90/10</i>	65
3.6. <i>Controlador de polarización</i>	66
3.7. <i>Analizador de espectros ópticos</i>	67
3.8. <i>Empalmadora de fibra</i>	68
Capítulo 4	70
<i>Resultados</i>	70
4.1 <i>Configuración experimental y manipulación del interferómetro</i>	70
4.2. <i>Resultados experimentales</i>	72
4.2.1 <i>Eficiencia del láser usando el método de sintonización propuesto con el interferómetro Fabry-Perot reconfigurable</i>	86
4.3. <i>Estabilidad del láser con el método de sintonización propuesto</i>	88
Capítulo 5	91
<i>Discusión y conclusiones</i>	91
5.1. <i>Discusión</i>	91

<i>5.2. Conclusiones y contribución</i>	<i>98</i>
Referencias	100
Anexo I.....	105

Índice de figuras

Figura 2.1	-----	Estructura de una fibra óptica.
Figura 2.2	-----	Fibra óptica monomodo
Figura 2.3	-----	Fibra óptica multimodo de índice escalonado.
Figura 2.4	-----	Fibra óptica con índice gradual
Figura 2.5	-----	Interferómetros de fibra óptica. a) Michelson; b) Mach-Zehnder; c) Fabry-Perot; d) Sagnac.
Figura 2.6	-----	(a) Estructura y luz del interferómetro Fabry-Perot comportamiento, (b) imagen del microscopio interferómetro.
Figura 2.7	-----	Diagrama de niveles de energía que muestra los procesos de a) absorción, b) emisión espontánea, c) emisión estimulada.
Figura 2.8	-----	Esquema básico de un EDFA.
Figura 2.9	-----	Diagrama de energías.
Figura 2.10	-----	Mecanismo de bombeo en la fibra 1064 nm monomodo (Flexcore 1060®) de Corning Inc.
Figura 2.11	-----	Características de atenuación de la fibra.
Figura 2.12	-----	Esquema de emisión espontánea (fluorescencia).
Figura 2.13	-----	Diferencias entre esquema de bombeo de 980 nm y 1480 nm.
Figura 2.14	-----	EFDA bombeado a 1480 nm.
Figura 2.15 (a y b)	-----	Ganancia con respecto a la longitud de fibra dopada en los EDFA.

Figura 2.16	-----	Ganancia con respecto a potencia de bombeo en los EDFA.
Figura 3.1	-----	Fotografía de la configuración del sistema láser de fibra óptica dopada con erbio.
Figura 3.2	-----	Rotación de la polarización de la luz debida al Efecto Faraday.
Figura 3.3	-----	Aislador óptico 10202A-90.
Figura 3.4	-----	Fotografía de WDM utilizado en la configuración del sistema.
Figura 3.5	-----	Diodo Láser.
Figura 3.6	-----	Funcionamiento acoplador.
Figura 3.7	-----	Controlador de polarización FPC560 de Thorlabs.
Figura 3.8	-----	Fotografía del analizador es espectros ópticos modelo MS97740A de la marca Anritzu.
Figura 3.9	-----	Fotografía para el empalme de la fibra óptica s178 A, versión 2.
Figura 3.10	-----	Procedimiento para empalmar fibra.
Figura 4.1	-----	Estructura del interferómetro Fabry-Perot unida a un circulador óptico para permitir la entrada y salida del interferómetro Fabry-Perot.
Figura 4.2	-----	Configuración de láser experimental con el interferómetro Fabry-Perot incluido.
Figura 4.3	-----	Separación versus período (FSR) del interferómetro de Fabry-Perot con filtro de peine.

- Figura 4.4 ----- Espectros del interferómetro de Fabry-Perot para distancias de separación de 135 a 165 μm con 10 μm de paso.
- Figura 4.5 ----- Pérdida de inserción.
- Figura 4.6 ----- Espectros de señal de láser de salida para distancias de separación del interferómetro Fabry-Perot de 0 a 25 μm , con un paso de 5 μm .
- Figura 4.7 ----- Comparación del período de Fabry-Perot del interferómetro con el período de salida del láser cuando se incluye el interferómetro de Fabry-Perot modificable en el láser de cavidad. En el recuadro se encuentran las señales de salida del láser y los espectros del interferómetro para distancias de separación del interferómetro Fabry-Perot de 125 y 130 μm .
- Figura 4.8 ----- Función de escalamiento.
- Figura 4.9 ----- Señal láser de salida de la configuración del láser con distancias de interferómetro de separación de 295 a 305 μm con un paso de 5 μm .
- Figura 4.10 ----- Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 30 a 100 μm con un paso de 5 μm .

- Figura 4.11 ----- Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 100 a 200 μm con un paso de 5 μm .
- Figura 4.12 ----- Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 200 a 300 μm con un paso de 5 μm .
- Figura 4.13 ----- Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 300 a 400 μm con un paso de 5 μm .
- Figura 4.14 ----- Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 400 a 495 μm con un paso de 5 μm .
- Figura 4.15 ----- Eficiencia del instrumento Fabry-Perot.
- Figura 4.16 (a) ----- Espectros de señal de láser de salida para una distancia de separación del interferómetro de 100 μm cada 10 minutos durante 70 minutos en total.
- Figura 4.16 (b) ----- Intensidad y longitud de onda de la emisión de la línea en función del tiempo.
- Figura 4.17 (a) ----- Espectros de señal de láser de salida para una distancia de separación del

interferómetro de 150 micras cada 10 minutos durante un total de 60 minutos.

Figura 4.17 (b) ----- Intensidad y longitud de onda de las emisiones de línea en función del tiempo.

Figura 5.1 ----- Salida de señal láser para distancias de interferómetro que van desde 120 a 145 μm con un paso de 5 μm , donde se inducen cuatro emisiones para 120 y 125 μm .

Figura 2.1 ----- Estructura de una fibra óptica.

Figura 2.2 ----- Fibra óptica monomodo

Figura 2.3 ----- Fibra óptica multimodo de índice escalonado.

Figura 2.4 ----- Fibra óptica con índice gradual

Figura 2.5 ----- Interferómetros de fibra óptica.
a) Michelson; b) Mach-Zehnder;
c) Fabry-Perot; d) Sagnac.

Acrónimos

SMF -----	Fibra monomodo, Single Mode Fiber.
FSR (por sus siglas en inglés) -----	Rango espectral libre
WDM (por sus siglas en inglés) -----	Multiplicación por División de Longitud de onda múltiple.
LIDAR (por sus siglas en inglés) ----	Detección y rango de imágenes por láser o detección y rango de luz.
ASE (por sus siglas en inglés) -----	Emisión Espontánea Amplificada.
FBG (por sus siglas en inglés) -----	Redes de Bragg en Fibra Óptica.
EDFA (por sus siglas en inglés) -----	Fibra dopada con erbio.
FWM (por sus siglas en inglés) -----	Mezcla de cuatro ondas.
NZDSF (por sus siglas en inglés) ----	Fibra con dispersión desplazada distinta de cero.
EMI (por sus siglas en inglés) -----	Interferencia electromagnética.
RFI (por sus siglas en inglés) -----	Interferencias de radiofrecuencia
DPSSL (por sus siglas en inglés) ----	Láser de estado sólido bombeado por diodos.
FWHM (por sus siglas en inglés) ----	La Anchura a media altura.
LASER (por sus siglas en inglés) ----	Amplificación de la luz por emisión estimulada de radiación.
LFDE -----	Los láseres de fibra óptica dopada con Er ³⁺ .
FP -----	Fabry-Perot.
NA (por sus siglas en inglés) -----	Apertura numérica.
EDFA (por sus siglas en inglés) -----	Amplificador de fibra dopada.
YEDFAs (por sus siglas en inglés) --	Amplificadores de fibra, co-dopada con erbio e iterbio.
OSA (por sus siglas en inglés) -----	Analizador de espectro óptico.
ZBLAN -----	Vidrio a base de fluoruro.
ANOVA (por sus siglas en inglés) ---	Análisis de varianza.

DFB (por sus siglas en inglés) -----	Láser de retroalimentación distribuida.
FFP -----	Filtro Faby-Perot.
EDFL (por sus siglas en inglés) -----	Láser sintonizable en anillo de fibra dopado con erbio.
PMF (por sus siglas en inglés) -----	Fibras.
MZI (por sus siglas en inglés) -----	Interferómetro Mach-Zehnder.
SNR (por sus siglas en inglés) -----	Relación señal a ruido.
MMF (por sus siglas en inglés) -----	Fibra óptica multimodo.
FWHM (por sus siglas en inglés) ----	Anchura a media altura

Índice de tablas

Tabla 2.1 -----	Espectro electromagnético.
Tabla 2.2 -----	Bandas de transmisión óptica.
Tabla 4.1 -----	Diseño de experimentos un solo factor para el periodo FSR.
Tabla 4.2 -----	Análisis de varianza.
Tabla 5.1 -----	Perspectiva de otros autores en la sintonización de láseres.

Capítulo 1

Introducción

Los láseres de fibra óptica se han sido estudiados fuertemente debido a las excelentes aplicaciones y las considerables ventajas que poseen [1,2]. Por un lado, entre las aplicaciones importantes de los láseres de fibra óptica, se puede encontrar una variedad de aplicaciones en diversos campos, tales como *Multiplicación por División de Longitud de onda múltiple* (WDM por sus siglas en inglés), sistemas y redes de comunicación de fibra óptica, detección y rango de imágenes por láser o detección y rango de luz (LIDAR por sus siglas en inglés), sistemas de sensores ópticos, pruebas ópticas, sistemas de metrología para mediciones y otros. Además, por otro lado, se pueden destacar las siguientes grandes ventajas que tiene el láser de fibra óptica, tales como alta potencia, operación libre de mantenimiento, peso ligero, compacidad, bajo costo, ancho de banda estrecho, conversión de alta eficiencia, compatibilidad con dispositivos de fibra óptica, entre otros.

Como los láseres de fibra óptica llegan a tener aplicaciones potenciales debido a las características especiales que tienen, siguen siendo objeto de un inmenso estudio. Uno de los retos de estudio de mucho y interés sobre los láseres de fibra óptica es la investigación para manipular y controlar sus emisiones. Hasta la fecha, se han realizado muchos esfuerzos para manipular y controlar las emisiones únicas o múltiples de láser de fibra óptica. El método más utilizado para manipular las emisiones del láser de fibra óptica es la inserción de pérdida intracavitaria, por medio de un filtro que depende de la longitud de onda agregado en la cavidad del láser, para inducir un número determinado de emisiones en las longitudes de onda requeridas. Estas emisiones de longitud de onda pueden ser inducidos en las longitudes de onda en las que el filtro dependiente de la longitud de onda tiene pérdidas mínimas

o insignificantes. Por ejemplo, para inducir múltiples emisiones, se han empleado filtros con pérdidas periódicas dependientes de la longitud de onda (filtro de peine), en las que las emisiones pueden inducirse a los máximos del espectro de transmisión del filtro [3], para generar múltiples láser de fibra óptica de longitud de onda. Por ejemplo, los filtros de peine basados en los interferómetros Fabry-Perot [4], Mach-Zehnder [5, 6], Michelson [1] y Sagnac [7] han sido ya incluidos en cavidades resonantes de láseres de fibra óptica con la intención de inducir y controlar Emisiones múltiples en láser de fibra óptica. Sin embargo, la mayoría de estos filtros de peine utilizados para inducir múltiples emisiones en los láseres de fibra óptica tienen una construcción fija que conduce a pérdidas dependientes de la longitud de onda fija y, por lo tanto, a emisiones fijas de longitud de onda múltiple, lo cual es una clara desventaja que limita el láser de fibra óptica a ciertas aplicaciones. Para superar esta desventaja, se han realizado enfoques para ajustar las emisiones de los láseres de fibra óptica mediante el cambio de longitud de onda. En la mayoría de los casos, el cambio de longitud de onda es causado por una perturbación física sobre el filtro de peine [2]. La perturbación más utilizada es la deformación de la estructura del filtro de peine [8, 9].

1.1. Hipótesis

Las cavidades de tipo Fabry-Perot, han generado un enorme impacto en diversas áreas de la Ciencia e Ingeniería, tales como: Astronomía, Fotónica, Metrología, telecomunicaciones, Electrodinámica Cuántica, Espectroscopía, etc. Su simple composición, que consta de dos caras semitransparentes paralelas separadas una determinada distancia, y su gran potencialidad de resonancia ha llevado a diversas y efectivas aplicaciones tecnológicas como, por ejemplo: nuevos tipos de láseres, elementos seleccionadores de frecuencias, sensores en imágenes biomédicas, detectores de ultrasonido, intensificadores de Campos electromagnéticos ultra localizados e incluso a ser parte de detectores de ondas gravitacionales. En general, las investigaciones sobre las cavidades Fabry Perot, rondan entorno a aumentar la cantidad de ondas reflejadas dentro de la cavidad, mejorar las formas y reflectividades de las caras, analizar la estabilidad y las pérdidas sufridas en la cavidad, desarrollar nuevas y diferentes formas de crear cavidades tanto de dimensiones grandes, varios centímetros, como pequeñas, algunos micrómetros. De una manera simplificada se podría decir que las investigaciones apuntan optimizar la fineza de la cavidad Fabry-Perot según la aplicación deseada. Por otro lado, en el área de las comunicaciones ópticas las fibras láseres son empleadas como fuentes de bombeo en amplificadores que contienen impurezas de erbio/iterbio para la generación de la señal en la tercera ventana de las telecomunicaciones.

A partir de los acontecimientos planteados anteriormente, considero que es posible controlar la longitud de onda de las emisiones de láseres de fibra óptica en un rango de 1500 – 1565 nm, mediante el uso de un interferómetro modal Fabry-Perot de fibra óptica con estructura reconfigurable y construido con fibra estándar monomodo SMF (Single Mode Fiber).

1.2. Objetivos

- Sintonizar la longitud de onda de la emisión láser de fibra óptica mediante del interferómetro Fabry-Perot
- Implementar un interferómetro Fabry-Pérot integrado en la misma fibra óptica estándar SMF
- Armar un láser de cavidad en forma de anillo con medio activo de fibra dopada con erbio.
- Incluir el interferómetro en la cavidad láser para el ajuste de pérdidas que generan las emisiones en cierta longitud de onda.
- Reconfigurar el número y la posición de las emisiones láser.

1.3. Planteamiento del problema

El análisis e implementación de un láser sintonizable ya sea en número o posición de las emisiones es de mucha importancia, dada la vasta aplicación en la industria. Las investigaciones acerca de las fuentes de luz láser con gran sintonización, y con medio activo una Fibra Óptica Dopada con Erbio, se han estudiado fuertemente, en vista de sus significativas características de emisión en bandas de las telecomunicaciones ópticas, como por ejemplo: la banda C (1530-1565 nm) y la banda L (1565-1625), mismas que las convierten en elementos de mucha importancia, tales como: en sistemas de Multiplexación por División de Longitud de Onda (WDM por sus siglas en inglés), las cuales son requeridas en importantes aplicaciones, algunas de estas son: instrumentos de medición, comunicaciones ópticas de última generación, entre muchos otros [10,11].

En ese sentido, nos hemos planteado un problema importante: Proponer un láser de menor costo y simple capaz de controlar la longitud de onda de las

emisiones de láseres de fibra óptica en un rango de 1500 – 1565 nm, en comparación a los altos costos de los láseres sintonizables comerciales de una manera sencilla, la cual sería desplazando una fibra; debido a que las frecuencias en este rango, proporcionan múltiples aplicaciones, algunas de las cuáles son: uso en las transmisiones de enlace descendente de satélites, utilizadas para proporcionar diversos servicios en países tanto desarrollados como en desarrollo, entre los cuales se pueden citar: la enseñanza a distancia (que hoy por hoy, se ha vuelto una necesidad mundial por la pandemia), telemedicina, servicios de acceso universal, telefonía (incluyendo tanto enlaces de conexión del servicio móvil por satélite como los enlaces de emergencia), internet, transacciones bancarias, servicios de recuperación en caso de catástrofe y el seguimiento oportuno meteorológico.

1.4. Justificación e Importancia

Características como el ancho estrecho del espectro de las fuentes láser de fibra y espacioso rango para sintonizar en la curva de Emisión Espontánea Amplificada (ASE, por sus siglas en inglés), además de la potencia umbral baja, elevada relación señal-ruido y eficiencia en alta energía, entre otras más, las transforman (a las fuentes de láser de fibra) en importantes elementos para el desarrollo de procesos de instrumentación óptica cuasi-distribuida, como por ejemplo: los que configuran los sistemas de Redes de Bragg en Fibra Óptica (FBG por sus siglas en inglés) [12,13,14]. Se han presentado numerosos modelos teóricos para el diseño de este tipo de fuentes de luz, que utilizan parámetros espectroscópicos de la fibra, como por ejemplo: secciones eficaces tanto en las longitudes de onda de emisión como de bombeo, tiempos de vida, concentración de dopante, etc.; mismas que en la mayoría de los casos son de difícil medición, razón por la cual, en el proceso de las cavidades láser, ocasionan inconvenientes significativas [15,16]. El desarrollo de fibra dopada de tierras raras ha llevado a aumentos dramáticos en las capacidades de canal de los sistemas de comunicación de fibra, además, ha proporcionado los componentes clave en muchas nuevas formas de fuentes

ópticas y dispositivos de procesamiento de señales. Los amplificadores de fibra óptica más utilizados se forman al dopar el huésped de fibra de vidrio con iones de erbio, de los cuales se produce una ganancia por emisión estimulada a longitudes de onda cercanas a $1.55 \mu m$. Estos amplificadores se bombean ópticamente usando luz a longitudes de onda de $1.48 \mu m$ o $0.98 \mu m$. Por otro lado, otros dopantes de tierras raras incluyen: Praseodimio, que proporciona una ganancia de $1.3 \mu m$ y que bombea a $1.02 \mu m$; iterbio, que se amplifica de 975 a $1150 nm$ utilizando longitudes de onda de bombeo entre 910 y $1064 nm$; codopaje erbio-iterbio, que permite uso de la luz de bombeo a $1.06 \mu m$ mientras proporciona ganancia a $1.55 \mu m$; el tulio y las fibras de fluorur dopadas con thulium/terbium se han construido para amplificación a 0.8 , 1.4 y $1.65 \mu m$ [17,18].

En este trabajo se implementa un láser de fibra óptica con medio activo de erbio en configuración de anillo, donde la cavidad y sus pérdidas es perturbada por un interferómetro Fabry-Perot variable que genera un control de emisiones en el rango de telecomunicaciones, cuyas aplicaciones pueden llegar a ser muy variadas e importantes, pues el despliegue de amplificadores de fibra en redes comerciales demuestra el movimiento hacia sistemas de fibra transparente, en los que las señales se mantienen en forma óptica, y en las que se admiten múltiples longitudes de onda, velocidades de datos y formatos de modulación; así como se describe también en la sección de introducción.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. La óptica

La óptica, que etimológicamente proviene del latín medieval *opticus*, relativo a la visión, proveniente del griego clásico, *optikós*, es la parte de la física, encargada de estudiar la forma de comportarse y las propiedades de la luz, incluyendo las interacciones con la materia y todos aquellos instrumentos involucrados en su detección. Describe eventualmente la forma en que se comporta la luz visible por el ojo humano, la radiación ultravioleta y la radiación infrarroja. Destacando que la luz se comporta como una onda electromagnética, tales como las ondas de radio, solo que a mayor frecuencia y razón por la cual su longitud de onda es significativamente menor. Una comparación de las ondas de luz con otras ondas electromagnéticas de origen estelar, puede consultarse en la tabla 2.1. Concretamente, obsérvese la existencia de un espacio entre las microondas y el infrarrojo lejano, que va de 0.05 mm a 0.5 mm. Cabe mencionar que las ondas electromagnéticas son transversales, esto es, que las oscilaciones electromagnéticas son, de acuerdo con la dirección de la propagación, perpendiculares.

Es posible establecer tres partes de la óptica, las cuales dependerán del escenario donde se sitúe el “problema luminoso”. Tales modelos son los siguientes: Modelo geométrico (Óptica Geométrica), modelo ondulatorio (Óptica Ondulatoria) y modelo corpuscular (Óptica Cuántica). Para la presente investigación, se describirán las primeras dos.

	<i>Tipo de onda</i>	<i>Límites aproximados de sus longitudes de onda</i>
Dominio Electromagnético	Ondas de radio	1000 m ----- 0.50 m
	Microondas	50 cm ----- 0.05 mm
Dominio óptico	Infrarrojo Lejano	0.5 mm ----- 0.03 mm
	Infrarrojo cercano	30 μm ----- 0.72 μm
	Luz visible	720 nm ----- 400 nm
	Ultravioleta	400 nm ----- 200 nm
	Extremo ultravioleta	2000 λ ----- 500 λ
Física de la energía	Rayos X	500 λ ----- 1 Å
	Rayos gamma	1 Å ----- 0.1 Å

1 micra=1 μm = 10^{-6}m ; 1 *ångström* = 1 Å = 10^{-10}m ; 1 nanómetro=1 nm= 10^{-9}m

Tabla 2.1. Espectro electromagnético

2.2. La óptica geométrica y ondulatoria

La óptica geométrica es una buena aproximación en fenómenos luminosos que se pueden calificar de “macroscópicos”: formación tanto de haces luminosos como de imágenes. Esta parte de la Óptica, opera con el concepto de rayos luminosos que se subordinan a las leyes de reflexión y de la refracción. Puede considerarse también como un modelo matemático y aproximado para el estudio de la luz, desde el punto de vista de su propagación como energía radiante. Es decir, la óptica geométrica interpreta los rayos luminosos como la trayectoria de la energía radiante.

Por otro lado, la Óptica ondulatoria o Física, encuentra su escenario natural, en fenómenos luminosos que se podrían catalogar como microscópicos. Esto es, la propagación de la luz se analiza como una onda electromagnética. El comportamiento de los campos electromagnéticos se rige por las ecuaciones de Maxwell, dichas ecuaciones se escriben a continuación:

Primera ecuación de Maxwell

Se parte de la ley de Faraday sobre la fuerza electromotriz inducida

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \iint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} \quad (2.1)$$

donde \vec{E} , es la intensidad del campo eléctrico y \vec{B} , la inducción magnética, y σ la superficie que tiene por borde a la curva C.

Luego, usando el Teorema de Stokes:

$$\iint_{\Sigma} \vec{\nabla} \times \vec{E} \cdot d\vec{\sigma} = -\frac{d}{dt} \iint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} \quad (2.2)$$

Exigiendo que el recinto de la integral del lado derecho no dependa del tiempo, esto significaría que físicamente los puntos de la superficie de integración se mantengan estacionarios, podríamos conmutar la integral con la derivada dependiente del tiempo, así, no habría problema en igualar los integrandos.

En tal caso quedaría:

$$\iint_{\Sigma} \vec{\nabla} \times \vec{E} \cdot d\vec{\sigma} = -\iint_{\Sigma} \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{\sigma} \quad (2.3)$$

En vista de que los puntos de interés deben estar en reposo, se cumple que:

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Ahora, al igualar los integrandos, se obtiene la primera ecuación de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

Segunda ecuación de Maxwell

Partiendo de la ley de Gauss - Faraday sobre la inducción eléctrica.

$$\oiint_{\Sigma} \vec{D} \cdot d\vec{\sigma} = \iiint_V \rho dV \quad (2.6)$$

Donde \vec{D} , es el desplazamiento dieléctrico y ρ es la densidad espacial de la carga libre. Usando el teorema de Gauss quedaría:

$$\iiint_V \nabla \cdot \vec{D} dV = \iiint_V \rho dV \quad (2.7)$$

Como ambas integrales del lado derecho, presentan el mismo recinto de integración, es posible igualar sus integrandos, a partir de esto, obtenemos la segunda ecuación de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.8)$$

La ecuación anterior representa la ley escalar e indica que las fuentes del campo D son las cargas positivas y los sumideros de las cargas negativas. Es necesario hacer hincapié en que el campo eléctrico asociado es positivo o negativo.

Tercera Ley de Maxwell

En cuanto a la tercera ley, comenzamos de la primera ley de Ampere

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_{\Sigma} \vec{J} \cdot d\vec{\sigma} \quad (2.9)$$

Así que, luego de usar el teorema de Stokes quedaría:

$$\iint_{\Sigma} \nabla \times \vec{H} \cdot d\vec{\sigma} = \iint_{\Sigma} \vec{j} \cdot d\vec{\sigma} \quad (2.10)$$

Donde H es la intensidad del campo magnético y \vec{j} la densidad de corriente. Puesto que las dos integrales conservan los mismos límites de integración, es posible igualar los integrandos y de este modo obtener la “Ley de Ampere microscópica”.

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} \quad (2.11)$$

La ecuación 2.11, se cumple que si el vector J es estacionario, en vista de que la ley de Ampere es válida sólo para corrientes constantes.

Calculemos ahora el flujo de J , a través de ella, considerando cualquier superficie cerrada. Estableciéndose entonces, la siguiente ecuación:

$$\oiint_{\Sigma} \vec{j} \cdot d\vec{\sigma} = -\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV \quad (2.12)$$

El lado derecho de la integral, representa la carga neta en el volumen V .

Aplicando el teorema de Gauss, obtenemos:

$$\iiint_V \nabla \cdot \vec{j} dV = -\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV \quad (2.13)$$

Es decir,

$$\begin{aligned} \iiint_V \nabla \cdot \vec{j} dV &= -\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \\ \Rightarrow \nabla \cdot \vec{j} &= -\frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Esto último, suponiendo nuevamente, que los límites de integración no dependen del tiempo.

La siguiente ecuación, se da a partir de la segunda ecuación de Maxwell, en vista de que la carga en un punto está dada por la divergencia de D en dicho punto.

$$\nabla \cdot \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.15)$$

Éste divergente siempre es cero, por lo tanto, para hacer cumplir, tanto la ley de Ampere como ecuación de continuidad, sería agregando la variación temporal de D en el segundo miembro de esa ley.

Obsérvese que en el caso estacionario, resultaría la ley clásica de Ampere.

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.16)$$

Como $\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = 0$, quedará $0 = \nabla \cdot \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \text{ Ecuación de continuidad} \quad (2.17)$$

A la anterior variación temporal de D descrita, que fue agregada por Maxwell es llamada corriente de desplazamiento.

Cuarta ecuación de Maxwell

Aceptando que las líneas de fuerza del campo magnético son cerradas, se tiene que:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.18)$$

Luego de haber descrito las cuatro ecuaciones de Maxwell, se puede resaltar que éstas conforman los Principios de la Teoría Electromagnética.

Ecuación de Onda

Partimos de estar en el vacío, y asumamos también válidas y sin restricciones las cuatro ecuaciones de Maxwell que, en estas condiciones, son las siguientes:

1. $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
2. $\nabla \cdot \vec{E} = 0$
3. $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
4. $\nabla \cdot \vec{B} = 0$

Luego, aplicando la igualdad vectorial

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (2.19)$$

En cualquiera de los miembros de la primera ecuación de Maxwell, resulta:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2.20)$$

Luego, al usar la segunda ecuación (divergencia nula) y tomando en cuenta que tanto la derivada temporal como el rotacional son operaciones que se pueden conmutar, debido a que operan sobre variables independientes, obtenemos:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

La ecuación 2.21, es una ecuación vectorial de ondas, que admiten solución no nula.

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

Siendo v la velocidad de propagación, como, por ejemplo, una onda plana Monocromática

$$\Phi(x, t) = \Phi_0 \sin(kt - \omega t) \quad (2.23)$$

En el caso electromagnético es:

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 \sin(kt - \omega t) \quad (2.24)$$

Es posible determinar, comparando con la ecuación de D'Alembert, la velocidad con la que se propagan las ondas electromagnéticas en el vacío, dando como resultado, la velocidad de la luz.

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \quad (2.25)$$

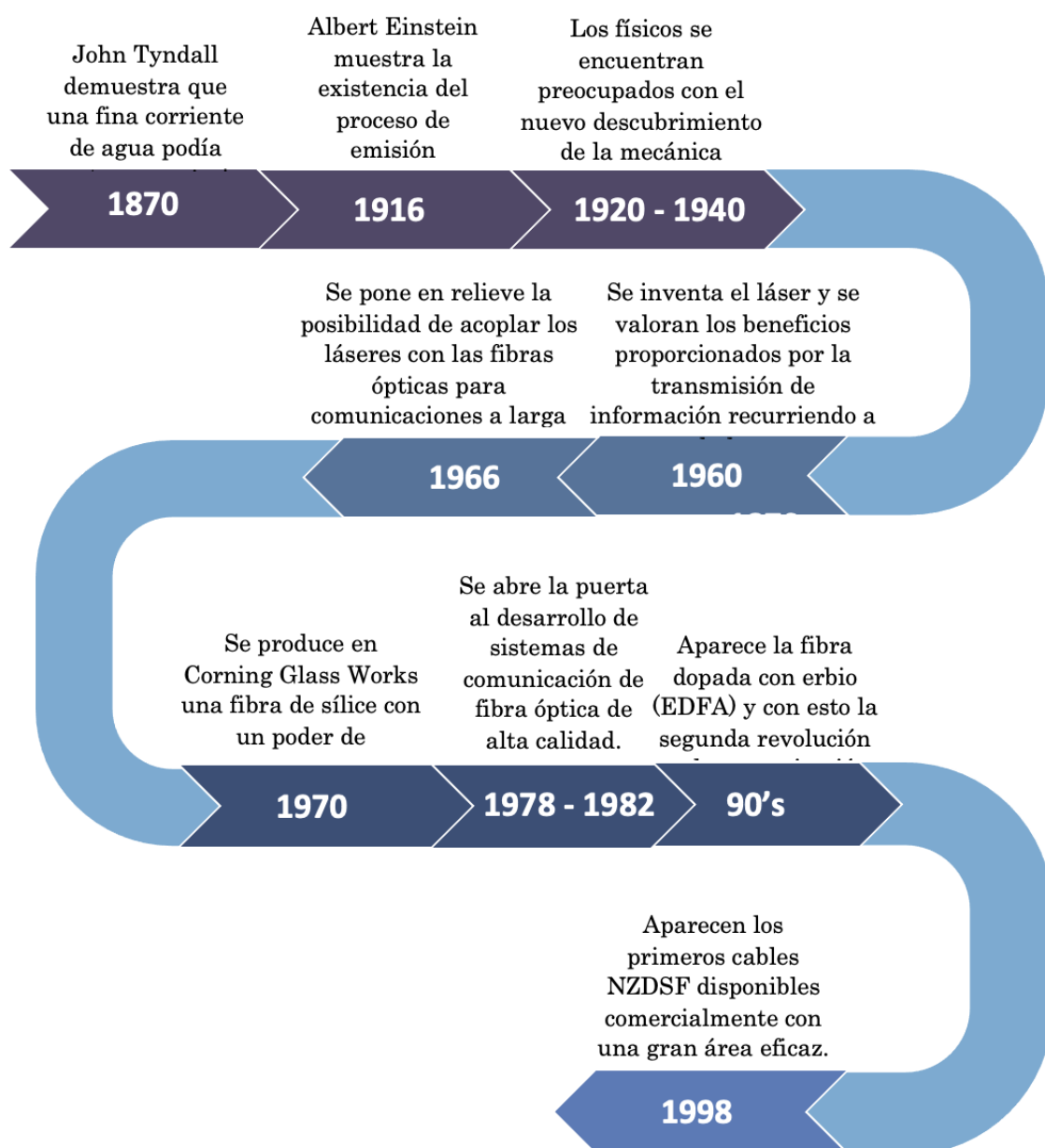
De manera análoga, haciendo el mismo procedimiento, y a partir de la tercera ecuación, llegamos a la siguiente ecuación:

$$\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.26)$$

La propagación de los campos E y B, se da, de acuerdo con el análisis de la Hipótesis de Maxwell.

2.3. Historia de la fibra óptica

En la siguiente línea del tiempo, se pueden apreciar algunos acontecimientos históricos, importantes, que muestran los avances de la fibras ópticas, al paso de los años.



2.4. La fibra óptica

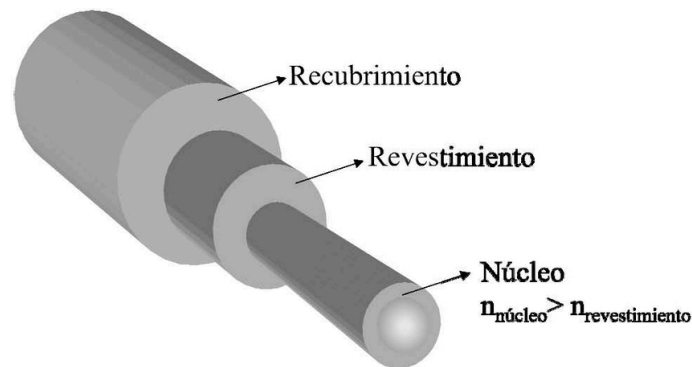
Una fibra óptica es un medio cilíndrico muy fino que transporta haces de luz. El material que se usa para su construcción es un dieléctrico y puede ser de diferentes materiales, tales como: vidrio, sílice o plástico. Está compuesto por un núcleo central en el cual la luz es guiada, además de estar rodeada de un revestimiento con un índice de refracción ligeramente inferior al del núcleo.

Los rayos de luz que inciden en el núcleo en ángulos mayores que el ángulo crítico, experimentan una reflexión total interna y son guiados a través de éste sin refracción. Los rayos de mayor inclinación al eje de la fibra pierden parte de su poder en el revestimiento en cada reflexión y no son guiados.

El primer factor de propagación de la luz dependerá del tipo de fibra y éste será en forma de modos que viajan a lo largo del eje de propagación. Cuando el diámetro del núcleo es pequeño, solo se permite un solo modo (es decir, una sola forma en que la onda se propaga) y la fibra es llamada monomodo. Las fibras con grandes diámetros de núcleo son fibras multimodo. Una de las dificultades asociadas con la propagación de la luz en las fibras multimodal surge de las diferencias entre las velocidades de grupo de los modos. Esto resulta en una variedad de tiempos de viaje para que los pulsos de luz se amplíen a medida que viajan a través de la fibra. Este efecto, es denominado: dispersión modal, limita las velocidades a la que pueden enviarse pulsos adyacentes sin superposición, y, por lo tanto, la velocidad a la que puede operar un sistema de comunicación óptica [19].

En las fibras multimodales, la dispersión modal se puede reducir variando el índice de refracción del núcleo. Existen dos tipos de perfiles de índice, estos son el escalonado y el graduado. Cuando el núcleo es relativamente ancho, y los índices del núcleo y revestimiento son constantes en todo momento, se

trata de la fibra de índice escalonado, con un núcleo homogéneo de aproximadamente 50.200 mm y un revestimiento típicamente de 200 mm de espesor [20]. Una fibra de índice gradual no tiene un índice de refracción constante dentro del núcleo, sino que éste va decreciendo conforme se aleja del eje central de la fibra hasta que alcanza el mismo valor del índice del revestimiento. Ver figura 2.1.



*Figura 2.1. Estructura de una fibra óptica
Esquema tomado de (J.C. Hernández García:2010)*

2.5. Características mecánicas de la fibra óptica

El uso más simple de fibras ópticas ya sea individualmente o en haces, es como tubos de luz. Por ejemplo, se podría usar un haz flexible de fibras para transportar la luz desde el interior de un sistema de vacío al exterior, donde se puede medir más fácilmente. El paquete podría dividirse en dos o más secciones en algún momento para actuar como divisor de haz. Para tales aplicaciones sin imágenes, las fibras se pueden distribuir aleatoriamente dentro del cable. Sin embargo, cuando se requieren imágenes, los extremos de la fibra en la entrada se coordinan con los extremos de la fibra en la salida [21]. La fibra óptica, no tiene características aceptables de tracción que permitan utilizarla de manera directa, además, se pueden afectar al núcleo por las instalaciones en el exterior o intemperie, o bien, en ambientes agresivos, en la que de pronto se ven involucrados.

Los trabajos realizados en esta área (fibras ópticas), ha detonado un sensible aumento de la calidad de funcionamiento de los sistemas, es de necesidad importante disponer de cubiertas y protecciones de calidad a la fibra. Para hacer cumplir esto, se debe tener en cuenta: i) la sensibilidad a la curvatura y micro curvatura, ii) resistencia mecánica iii) características de envejecimiento. Las primeras, se determinan mediante los ensayos de tensión, compresión, impacto, enrollamiento, torsión y limitaciones térmicas.

2.6. Ventajas de la fibra óptica

Un formato de pulso flexible también es una herramienta útil para los sistemas LIDAR pulsados, donde las ventajas de los láseres de fibra son la capacidad de operar a longitudes de onda más seguras para los ojos alrededor de 1,5 μm , además de proporcionar sistemas compactos y livianos con una excelente calidad de haz. Una de las principales ventajas de los láseres de fibra óptica, es el potencial de calidad de haz monomodo a niveles de alta potencia [22]. No obstante, la fibra óptica, ofrece otras ventajas, que no se pueden ignorar, dado que ofrecen grandes beneficios; algunas de estas ventajas con: gran capacidad para transmitir cantidades muy grandes de información; el tamaño y peso son menores que un cable de cobre (por ejemplo) con capacidades similares; no se ve afectada por la interferencia electromagnética (EMI) o interferencia de radio frecuencia (RFI), además de no generar por sí sola interferencia; aislamiento por ser un dieléctrico; seguridad; fiabilidad y mantenimiento; versatilidad y expansión.

2.7. Desventajas de la fibra óptica

Por otro lado, las fibras ópticas también presentan ciertas desventajas, que restringen, en cierta medida su uso, algunas de estas podrían ser: i) Conversión Electroóptica, ii) caminos homogéneos, iii) instalación especial, iv)

reparaciones. En cuanto a la primera, podemos decir que antes de conectar a una fibra óptica una señal eléctrica de comunicación, ésta debe convertirse en un espectro luminoso de entre [850, 1310 o 1550nm.]; para el segundo es necesario un camino físico recto para el cable de la fibra óptica; y el tercero, son de necesidad, técnicas notables para la ingeniería e implementación de los enlaces; Por último, en la cuarta, cuando se daña un cable de fibra, no es fácil de reparar, para ello se necesitarían equipos técnicos, los cuales son un poco complejos de usar.

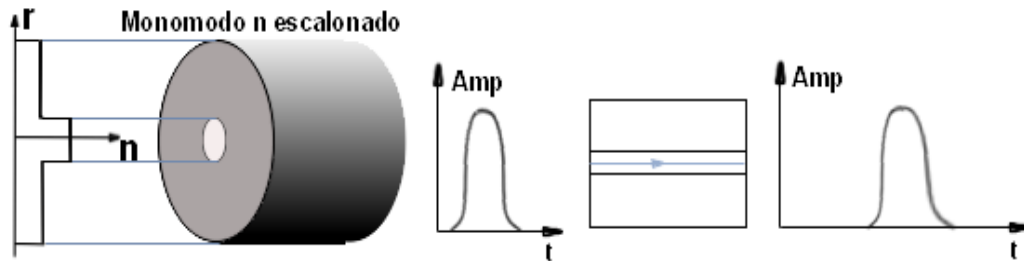
2.8. Tipos de la fibra óptica

La descripción teórica de las fibras como guías de ondas cilíndricas, especialmente fibras monomodo, fue presentada por E. Snitzer a principios de la década de 1960 después de reconocer los primeros modos de guía de ondas encontrados accidentalmente por W. Hicks. Esta base teórica junto con la tecnología de fabricación que mejora rápidamente condujo a la realización de fibras monomodo de baja pérdida que eran aplicables a la transmisión de información [23]. Los tres medios láser de fibra más sintonizables son Er^{+3} , Yb^{+3} y Tm^{+3} [24].

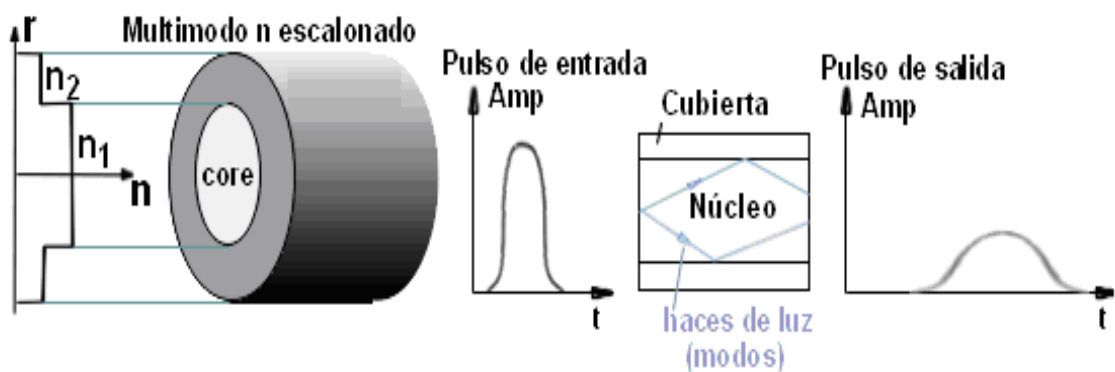
En este sentido, cuestiones económicas, se suelen fabricar tres tipos de fibras, las cuales son: i) Monomodo, ii) Multimodal con índice de refracción escalonada, y iii) Multimodal con índice de refracción gradual; mismas que son clasificadas por la forma de propagar la señal luminosa en el interior de la fibra.

Las figuras 2.2, 2.3 y 2.4, muestran los tres tipos de fibra óptica mencionados anteriormente, la principal diferencia entre fibras monomodo y multimodo es la dimensión del núcleo, siendo de alrededor de $50 \mu\text{m}$ para multimodo y de $9 \mu\text{m}$ para monomodo. También, en las figuras se muestra el perfil de índice correspondiente a cada tipo de fibra y además se ilustra la forma del pulso de salida a través de cada fibra correspondiente a una forma

de pulso de entrada, se ilustra también la forma de los haces de luz de los modos al viajar por el núcleo de la fibra óptica.



*Figura 2.2. Fibra óptica monomodo
Esquema tomado de (YIO:2008)*



*Figura 2.3. Fibra óptica multimodo de índice escalonado
Esquema tomado de (YIO:2008)*

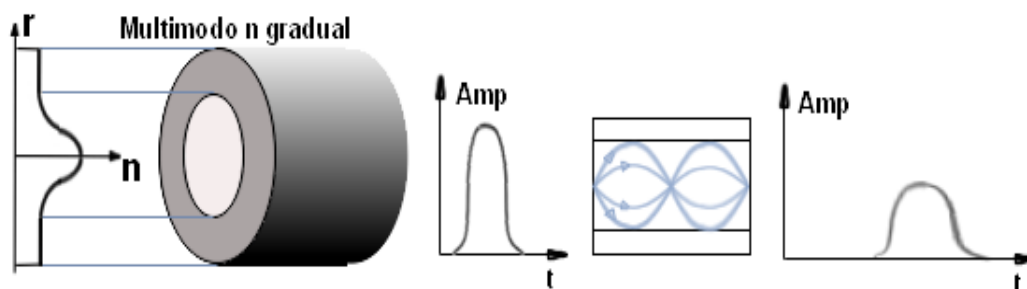


Figura 2.4. Fibra óptica con índice gradual

de acuerdo con la designación del material que conforman el núcleo de la fibra, las mismas pueden dividirse en: Fibra de Sílice, Fibra dopada, Fibras dopadas con tierras raras, Fibras de plástico y de núcleo líquido.

Cabe hacer hincapié, que para el presente trabajo se usó una fibra monomodo dopada con erbio como medio activo para conformar un láser de fibra óptica.

2.9. Fibra óptica para su uso en láseres

Varios parámetros clave hacen que el funcionamiento del láser de fibra sea muy diferente en comparación con el láser de estado sólido bombeado por diodos (DPSSL, por sus siglas en inglés) o las tecnologías tradicionales de láser de gas.

Primero, el núcleo de una fibra óptica actúa como una guía de ondas que limita el modo láser y determina la calidad del haz de salida de un láser de fibra. El uso de rejillas de Bragg de fibra (FBG) escritas en el núcleo de la fibra óptica y que actúan como reflectores para la cavidad del láser esencialmente elimina la necesidad de cualquier componente de espacio libre dentro de la cavidad del láser. Esto también elimina cualquier posible desalineación del láser, ya que estos componentes están empalmados por fusión. Además, la guía de ondas central reduce los efectos térmicos sobre la calidad del haz en el medio de ganancia a niveles de alta potencia [22].

2.10. Interferometría

En el presente apartado, se busca describir algunas configuraciones interferométricas ampliamente aplicadas en la medición de la longitud de onda y el ancho de línea. Así que, una técnica o método para la medición y diagnósticos de señales, el cual aplica el fenómeno de interferencia, o bien, a través del análisis de patrones creados por la superposición de dos o más ondas, es la interferometría. Por tal razón, la atención se centra en los interferómetros de dos y múltiples haces.

El método descrito anteriormente se, describe las técnicas que utilizan las ondas de la luz para estudiar los cambios de desplazamiento, a partir de la cual se proporcionan significativas ventajas para la la calibración y el control de movimiento en la fase mecánica del mecanizado de precisión.

Desde hace más de un siglo, la interferometría óptica, se ha catapultado como una técnica muy importante, que con la aparición de láser, su precisión mejoró.

2.10.1. Interferómetros de fibra óptica

Un instrumento diseñado para explotar la interferencia de la luz y los patrones de franjas que resultan de las diferencias en la trayectoria óptica, en cualquiera de una variedad de formas, se llama interferómetro óptico. Los interferómetros de división de frente de onda muestrean diferentes porciones del mismo frente de onda de un haz de luz coherente, como en el caso de la doble rendija de Young, o adaptaciones como las que usan el espejo de Lloyd o el prisma de Fresnel. En cambio, los interferómetros de división de amplitud utilizan algún tipo de divisor de haz que divide el haz inicial en dos partes.

El interferómetro de Michelson es de este tipo. Por lo general, la división del haz se gestiona mediante una película metálica o dieléctrica semi reflectante;

también puede ocurrir por reflexión interna total frustrada en la interfaz de dos prismas que forman un cubo, o por doble refracción o difracción. Otro medio de clasificación distingue entre aquellos interferómetros que hacen uso de la interferencia de dos haces, como en el caso del interferómetro de Michelson, y los que operan con múltiples haces, como en el interferómetro de Fabry-Perot [21].

En la Figura 2.5, se aprecian los esquemas de algunos interferómetros en su versión en fibra óptica.

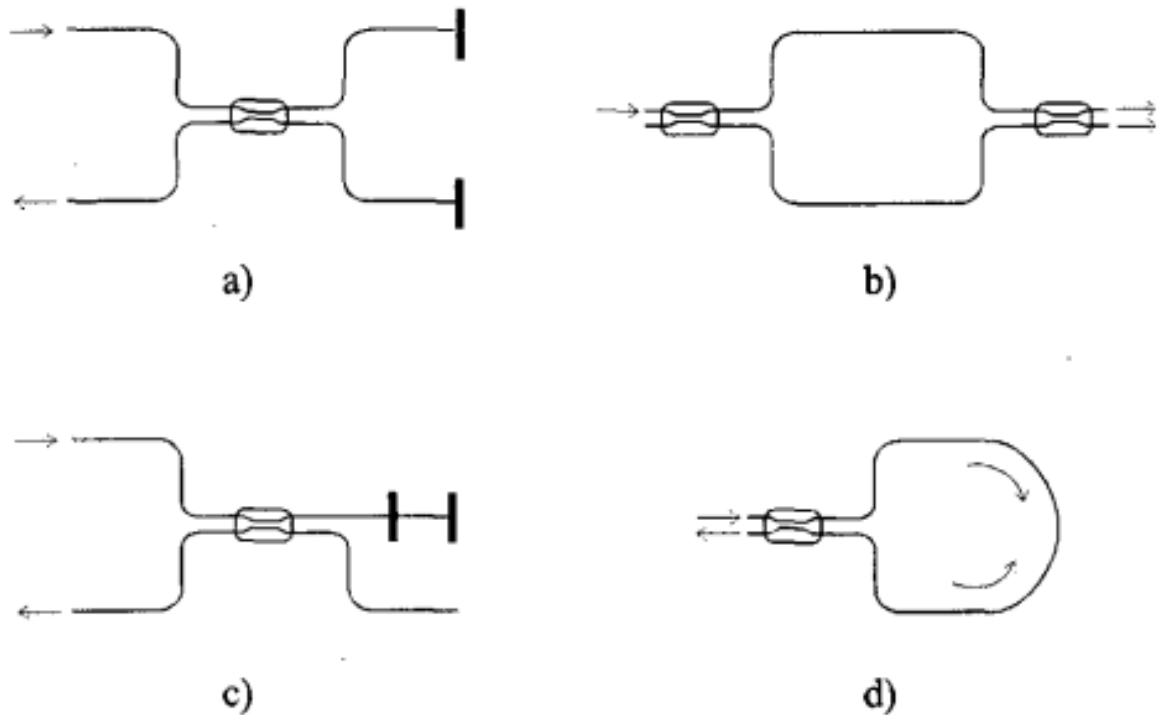


Figura 2.5. Interferómetros de fibra óptica. a) Michelson;

b) Mach-Zehnder; c) Fabry-Perot; d) Sagnac.

Esquema tomado de (Navarrete Fernández, M.C, 1994)

2.10.2. Interferómetro Fabry-Perot en óptica convencional

El interferómetro de Fabry-Perot es un dispositivo, presentado por primera vez en 1899, que utiliza una disposición similar a la placa plana paralela para producir un patrón de interferencia que resulta de la superposición de los múltiples haces de la luz transmitida, o bien, debido a la generación de una diferencia de camino óptico entre los haces transmitido y reflejado. Este instrumento, probablemente el más adaptable de todos los interferómetros, se ha utilizado, por ejemplo, en medidas de precisión de longitudes de onda, análisis de estructuras de líneas espectrales hiperfinas, determinación de índices de refracción de gases y calibración del medidor estándar en términos de longitudes de onda. Aunque de estructura simple, es un instrumento de alta resolución que ha demostrado ser una herramienta poderosa en una amplia variedad de aplicaciones [21].

Las interferencias son generadas por división de la amplitud de onda. Se dejan pasar cierta cantidad de luz por transmisión por las dos superficies de alta reflectancia y tales interferencias se generan porque se crea una diferencia de camino óptico entre los haces transmitido y reflejado doblemente en ambas caras de la cavidad del interferómetro.

2.10.3. Interferómetros Fabry-Perot de frecuencia de entrada variable

Para el escaneo de la cavidad de Fabry-Perot discutido en la sección anterior, la transmitancia a través de la cavidad de Fabry-Perot es una función de la longitud cambiante de la cavidad. Una segunda variante del interferómetro de Fabry-Perot utiliza una cavidad de longitud fija y un campo de entrada de frecuencia variable. En este modo de operación, las frecuencias asociadas con

los picos de transmitancia proporcionan marcadores de frecuencia que pueden usarse para monitorear y calibrar la frecuencia cambiante del campo láser de entrada. El rango espectral libre y FWHM de la transmitancia a través de un interferómetro Fabry-Perot de frecuencia de entrada variable se pueden derivar relacionando el cambio de fase de ida y vuelta con la frecuencia del campo de entrada [21].

2.10.4. Los láseres y la cavidad Fabry-Perot

Las cavidades láser normalmente constan de dos espejos esféricos altamente reflectantes y, por lo tanto, tienen la misma estructura básica que las cavidades de Fabry-Perot de espejo esférico. Las frecuencias para las que una cavidad de Fabry-Perot de longitud fija tiene la máxima transmisión son también las frecuencias para las que la luz generada en un medio láser, dentro de la misma cavidad, experimentaría una baja pérdida. Además, como mostramos más adelante, la velocidad a la que la energía luminosa almacenada en una cavidad óptica disminuye con el tiempo debido a la transmisión y absorción por los espejos de la cavidad está directamente relacionada con el FWHM, $2\Delta\nu_{1/2}$, de los picos de transmitancia de la misma cavidad utilizada como Interferómetro de Fabry-Perot. Esta tasa de pérdida de cavidad, a menudo llamada tasa de disminución de cavidad y dado el símbolo, debe ser compensada por el medio de ganancia para mantener el funcionamiento del láser en estado estable [21].

2.10.5. Estructura del interferómetro Fabry-Perot diseñado y fabricado para la sintonización de emisiones laser junto con su principio de funcionamiento

En la Fig. 2.6, se ilustra el filtro de peine usado para la reconfiguración de la salida del láser de fibra óptica. Se basa en un interferómetro Fabry-Perot donde la interferencia es producida por múltiples reflejos de luz entre dos extremos de la cara plana paralela de las fibras ópticas. La figura 2.6. a) muestra el esquema de la estructura del interferómetro, mientras que la figura 2.6 b) muestra una imagen microscópica del interferómetro

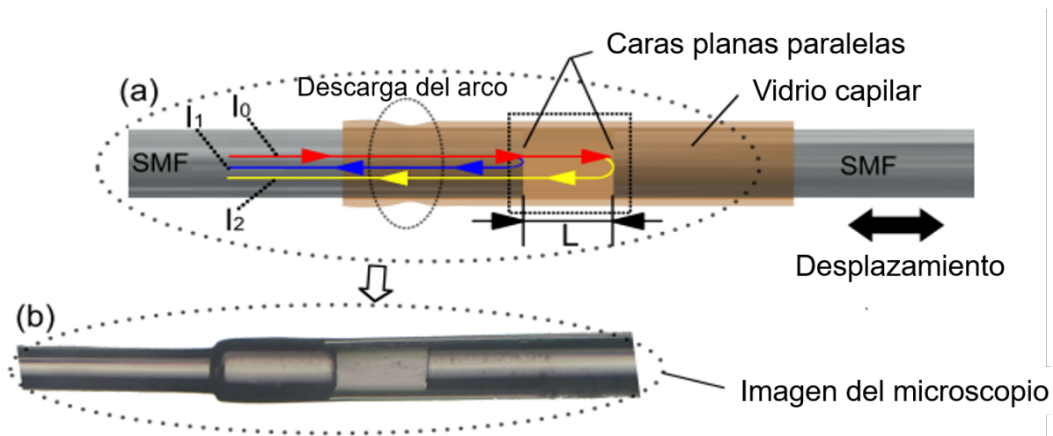


Figura 2.6. (a) Estructura y luz del interferómetro Fabry-Perot comportamiento, (b) imagen del microscopio interferómetro.

La estructura del interferómetro se compone de dos extremos SMF estándar (125 μm de diámetro). Éstos extremos tienen 90° Flat-faced que se obtuvieron simplemente cortando los SMF con una cortadora de fibra óptica típica.

Los extremos se colocan dentro de un vidrio capilar de material F-300 con $\sim 125 \mu\text{m}$ y $\sim 140 \mu\text{m}$ de diámetro interior y exterior, respectivamente.

Como el diámetro interior del vidrio capilar y el diámetro SMF están muy cerca, el SMF dentro del capilar está soportado y fijado por las paredes internas del capilar, y el único movimiento que puede hacer la fibra dentro del capilar es longitudinal. Una fibra dentro del capilar se fusiona con el vidrio

capilar mediante una descarga de arco de una máquina de empalme por fusión, produciendo así que la fibra se fije a la estructura. El otro extremo de la fibra dentro del capilar no se fusiona con el capilar, por lo que puede desplazarse linealmente para variar la distancia L entre los dos extremos de las caras planas paralelas de las terminaciones de las fibras ópticas (ver figura 1a)). Además, el otro extremo SMF del SMF libre se cortó en ángulo para evitar reflejos innecesarios (ver figura 4.1).

La intensidad de la luz que viaja a través de la estructura del interferómetro de Fabry-Perot puede aproximarse a un interferómetro de dos haces que interfieren [13,26]:

$$I \approx I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (2.21)$$

Donde I_1 e I_2 son la intensidad de los rayos reflejados en las dos caras extremas paralelas de los SMF en la estructura de Fabry-Perot. I_0 es el haz que ingresa al interferómetro. I_1 es el haz reflejado por el primer extremo de la cara e I_2 es el haz reflejado por el segundo extremo de la cara, y $\Delta\phi$ es la diferencia de fase entre los dos haces reflejados que es igual a:

$$\Delta\phi(\lambda, L) = \left(\frac{4\pi n L}{\lambda} + \phi_0 \right) \quad (2.22)$$

Donde λ es la longitud de onda de los haces incidentes, n es el índice de refracción del espacio entre los extremos de la fibra, L es la longitud de separación del espacio y ϕ_0 es la diferencia de fase inicial entre los haces.

Se puede observar en la ecuación 2.22, que la intensidad (ecuación 2.21) depende de la separación del espacio, L, entre los extremos de la fibra óptica. En consecuencia, cualquier cambio en este parámetro provocará un cambio de diferencia de fase que se reflejará en una alteración de intensidad en cada valor de longitud de onda del espectro del interferómetro, manifestándose también como cambio de longitud de onda. Este cambio de longitud de onda

es hacia longitudes de onda más cortas cuando la distancia de separación disminuye y, a la inversa, un cambio de longitud de onda a longitudes de onda más largas cuando aumenta la distancia de separación [27]. La distancia de separación que causa una diferencia de fase de 2π , para una longitud de onda de 1550 nm, es $1,55 / 2 \mu\text{m} = 0,775 \mu\text{m}$. En este desplazamiento de $0,775 \mu\text{m}$, un pico se mueve al lugar del pico adyacente, y en ese rango de longitud, la longitud de onda tomará un valor mínimo y máximo causado por interferencia constructiva y destructiva. En consecuencia, el cambio de longitud de onda de los picos del interferómetro de Fabry-Perot se puede aproximar a:

$$\Delta\lambda \approx \frac{FSR}{0.775} \text{ nm}/\mu\text{m} \quad (2.23)$$

Donde FSR es la separación entre dos franjas adyacentes en el espectro del interferómetro. Como la respuesta espectral del interferómetro es una modulación periódica, el FSR es otro factor esencial para considerar. Esta separación espectral se puede describir como [28]:

$$FSR \approx \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (2.24)$$

El FSR depende de la separación de la longitud de la brecha L, de modo que un aumento de L producirá una disminución de la separación de franjas y viceversa. Esta modulación periódica en la respuesta interferida del interferómetro es la correspondiente a un filtro de peine [29]. Es importante señalar que la fabricación de la estructura de Fabry-Perot propuesta es simple, adecuada y rentable en comparación con otros trabajos informados. Tales como, estructuras de interferómetro de Fabry-Perot basadas en deposiciones de películas delgadas [30,31], grabado químico [32,33], micro mecanizado [34,35], el uso de FBGs [36,37] y la generación de burbujas [38]. A diferencia de otras estructuras de Fabry-Perot mencionadas anteriormente, la estructura del interferómetro propuesta solo requiere una fibra capilar, dos

extremos SMF de caras planas y una máquina de empalme por fusión para su sencillo proceso de construcción y fabricación.

2.11. Láseres

Desde un punto de vista práctico, un láser puede considerarse como una fuente de un haz estrecho de luz monocromática y coherente, ya sea en el visible, infrarrojo, o partes ultravioletas del espectro, además, la potencia de los láseres puede variar de una fracción de mili Watts (mW) a alrededor de 25 kilowatts (kW) en los láseres comerciales, y hasta más de un Mega watt en los láseres militares especiales, por lo que la gama de dispositivos láser es amplia. Se puede agregar que el medio láser, o material que emite el rayo láser, puede ser un gas, líquido, vidrio, cristalino sólido o cristal semiconductor y puede variar en tamaño desde un grano de sal hasta llenar el interior de un edificio de tamaño moderado. Así que, un láser consiste en un material fluorescente (medio láser, medio activo) colocado en una cavidad óptica adecuada que generalmente se compone de dos espejos enfrentados entre sí. Aunque la luz fluorescente no es direccional, parte de la emisión del material golpea los espejos y regresa a través de la fuente, si la configuración de los espejos es correcta, y si el medio de fluorescencia es ópticamente homogéneo entonces se generarán múltiples reflexiones.

Este término (LÁSER), representa el acrónimo en inglés *light amplification by stimulated emission of radiation*, es decir, amplificación de la luz por emisión estimulada de radiación. En cuanto a la forma de funcionar de un

láser, podemos explicar que parte de la emisión estimula; esto es, que los electrones de un átomo tienden a permanecer en un nivel de energía estable; aunque, dichos electrones experimentan transiciones entre dos estados energéticos absorbiendo energía, o por el contrario, emitiéndola. La frecuencia del fotón que es absorbido/emitado se representa mediante la ecuación $\nu = \frac{\Delta E}{h}$, donde ΔE es la diferencia de energía entre los niveles involucrados y h es la constante de Plank ($h = 6.26 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$).

Consideremos un electrón y supongamos que está en los niveles de energía: estable (E_1) y excitado (E_2), a partir de ello, habrán tres procesos a través de los cuales el electrón es posible que cambie de nivel:

Absorción: El cual se refiere al hecho de absorber al fotón con energía $h\nu = E_2 - E_1$, por el electrón, esto al pasar del nivel E_1 al nivel de energía E_2 , es cual es superior.

Emisión espontánea: Dado que el electrón se ubica en el nivel excitado, E_2 , y cambia a uno con menos energía, de forma espontánea, al tiempo que libera la energía en distintas direcciones, con una polarización y con la forma de fotón.

Emisión estimulada: Nuevamente, partiendo de que el electrón está en un nivel excitado E_2 , con la diferencia de que al bajar a un nivel de energía menor, se emite un fotón con energía $h\nu$, y no de manera arbitraria, el cual equivale a la separación de energía entre E_1 y E_2 , induciendo así, una emisión de un fotón con la misma energía, polarización y dirección de propagación.

Los fenómenos antes descritos, pueden apreciarse en la figura 2.7.

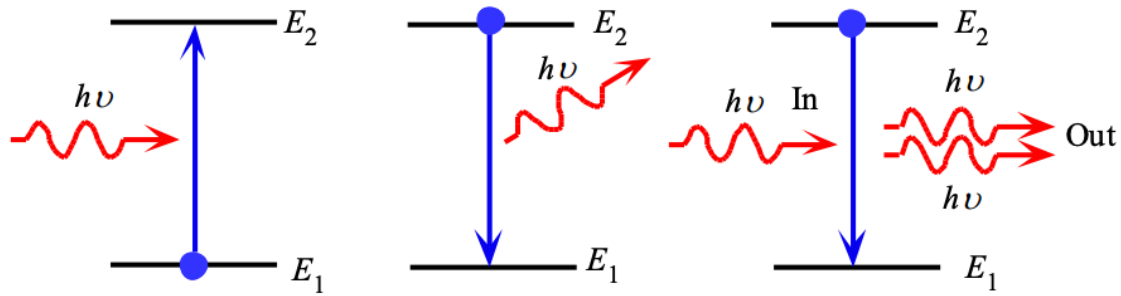


Figura 2.7: Diagrama de niveles de energía que muestra los procesos de a) absorción, b) emisión espontánea, c) emisión estimulada.

Esquema tomado de programador clic

La emisión estimulada de la luz, es el proceso cuántico vital para que un láser opere. La luz que pasa a través de la sustancia fluorescente puede ser amplificada por un proceso conocido como emisión estimulada. Si el material está preparado adecuadamente, la emisión estimulada puede exceder la absorción de la luz. Cuando la amplificación es suficiente, el carácter de la emisión cambia por completo. En lugar de emisión difusa, no direccional, un haz potente y altamente direccional se propaga a lo largo del eje definido por los dos espejos. Cuando se produce dicha emisión, se dice que el conjunto, llamado láser, oscila o, coloquialmente, laser. La emisión de láser a menudo es muy coherente tanto en el espacio como en el tiempo.

En términos prácticos, los láseres contienen tres elementos clave. Uno es el medio láser en sí mismo, que genera la luz láser. Un segundo es la fuente de alimentación, que entrega energía al medio láser en la forma necesaria para excitarlo y emitir luz. El tercero representa la cavidad óptica o resonador, que concentra la luz para estimular la emisión de radiación láser.

Es pertinente incluir que algunas de las características de la luz láser, son: coherente, monocromática y colimada.

Por último, es posible hacer hincapié, en los defectos, Como la mayoría de las otras fuentes de luz, los láseres son ineficaces para convertir energía de entrada en luz.

Las eficiencias oscilan entre menos del 0.01 y más del 30 por ciento, estas bajas eficiencias pueden conducir a requisitos especiales de enfriamiento y limitaciones del ciclo de trabajo, particularmente para los láseres de alta potencia. En algunos casos, es posible que se necesite un equipo especial para producir las condiciones adecuadas para la operación con láser.

2.11.1 Láseres sintonizables de fibra óptica

La óptica láser se refiere a los elementos ópticos individuales que comprenden las cavidades láser, los conjuntos ópticos que comprenden las cavidades láser y la física que resulta de la propagación de la radiación láser. Además, la óptica láser incluye la instrumentación empleada para caracterizar la radiación láser y la instrumentación que incorpora láseres.

Una de las funciones principales, y quizás la función principal, de la óptica láser aplicada, correctamente y habilmente diseñada, es el de producir una emisión coherente de alta calidad con fines utilitarios. La esencia de la radiación coherente de alta calidad es la emisión de modo transversal único y modo longitudinal único de ancho de línea estrecho.

Basado en gran parte en la tecnología desarrollada para las comunicaciones ópticas, el valor práctico de los láseres de fibra debe examinarse críticamente antes de su aplicación para determinar el impacto real de su implementación. Al ser un sistema de onda guiada, los láseres de fibra nos permiten utilizar enfoques que no están disponibles con sistemas en los que los modos están determinados firmemente por la cavidad del láser, por ejemplo, los láseres de estado sólido.

A medida que ha aumentado la demanda de sistemas láser integrados de alta potencia, gran parte de los esfuerzos de investigación se han centrado en el empaquetado y la integración de sistemas láser en unidades individuales, incluido el bombeo y la amplificación. Investigaciones recientes que utilizan fibra óptica integrada han dado lugar a varios sistemas láser de fibra de alta potencia compactos, fiables y eficientes para aplicaciones fundamentales e industriales.

Gran variedad de láseres son empleados en diversas labores y áreas del conocimiento, en vista de que son de mucha utilidad. Los láseres de fibra óptica representa uno de éstos tipos de láseres, debido a la gran influencia que tienen en distintas áreas del conocimiento. En ésta ocasión, es de interés conocer sobre los láseres de fibra óptica dopada con Er^{3+} (LFDE), por su amplio estudio, pero principalmente por sus características de emisión en la banda C y L de las comunicaciones ópticas [39][40][41]. Llama mucho la atención, que el requerimiento de los láseres sintonizables, se ha convertido en un común denominador de las investigaciones en los últimos años, por su capacidad de emitir diferentes longitudes de onda, ya que solo es cuestión ciertas características del resonador [42]. Es ese sentido, se ha trabajado mucho para la obtención de láseres sintonizables, algunas de ellas son: mediante un filtro Fabry-Perot dentro de la cavidad de anillo (FP) [43], usando rejillas de Bragg grabadas en fibra (FBG) y fibra de cristal fotónico [6], usando un interferómetro Mach Zehnder [44]. Dada la versatilidad de los láseres sintonizables con FBGs, se pueden lograr sintonizaciones de manera muy sencilla aplicando ya se esfuerzo, temperatura o ambas [45]. Se ha utilizado últimamente las obleas de silicio en la sintonización de un LFDE, debido a su comportamiento similar al de un interferómetro FP [9].

2.12. Amplificadores de fibra dopada con erbio o codopada con erbio e iterbio.

Como parte de los láseres de fibra óptica dopada con Erblio, el amplificador de fibra óptica dopada con Erblio forma parte fundamental de estos láseres en la constitución de la cavidad resonante del mismo laser.

2.12.1 Elementos básicos y forma de bombeo

Es necesario precisar que, para la presente investigación, no se usó un amplificador directamente, se armó un láser con la cavidad resonante en anillo, en la cual se incluyó una fibra dopada con erbio, pero no directamente como un amplificador. Sin embargo, se consideró pertinente describir el amplificador de fibra dopada con tierras raras; uno de los más comunes es el amplificador de fibra dopada con erbio, dado que son los que han mostrado mejores resultados que otros, en las experimentaciones. Inclusive, es posible conseguir hasta 50 dB de ganancia, con potencias de bombeo no tan altas. Por otro lado, amplifican en la zona espectral que va en un rango de 1530 a 1560 nm, misma que corresponde a la tercera ventana de las telecomunicaciones, y que es el intervalo que se propone en la hipótesis de nuestro trabajo. Una razón importante por la cual nos interesa esta ventana es por la baja atenuación presentadas por las fibras de sílice, precisamente a estas longitudes de onda. Su uso presenta ventajas significativas.

En la configuración de nuestro láser, se consideran fuentes láser para bombear la fibra dopada con erbio y aisladores con la finalidad de que no existan posibles reflexiones en dirección contra propagante y puedan ser amplificadas.

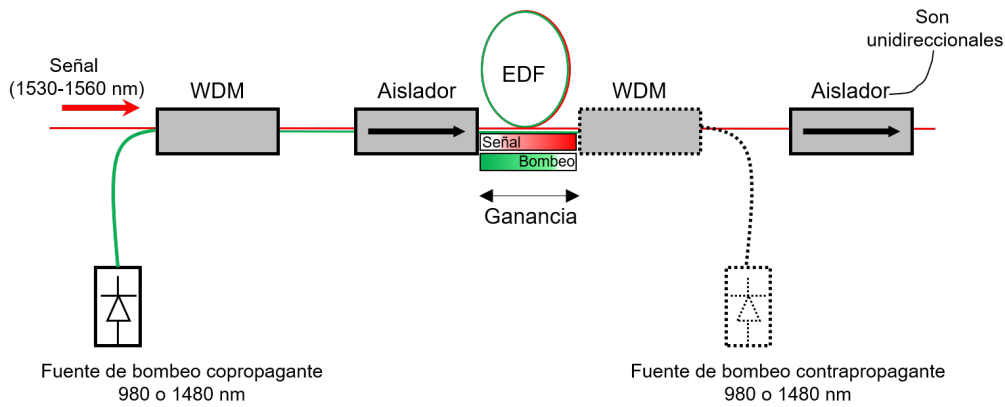


Figura 2.8: Esquema básico de un EDFA
Esquema replicado de (P., Martín Ramos, 2010)

La transición láser que ocurre en un EDFA tiene cabida en niveles de banda que van de ${}^4I_{13/2}$ a ${}^4I_{15/2}$, en donde cabe la posibilidad de encontrar transiciones de bombeo, alrededor de 514, 650, 800, 980 y 1480 nm [45].

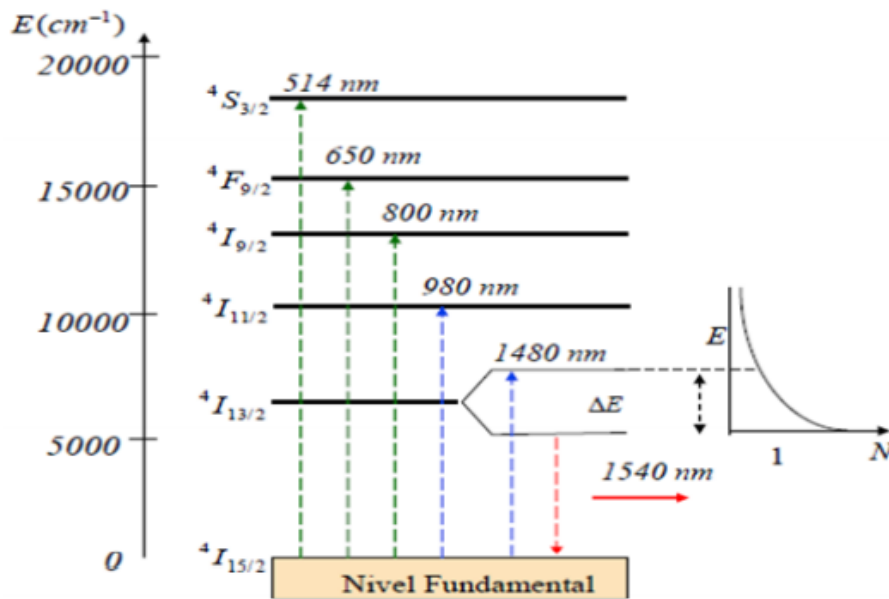
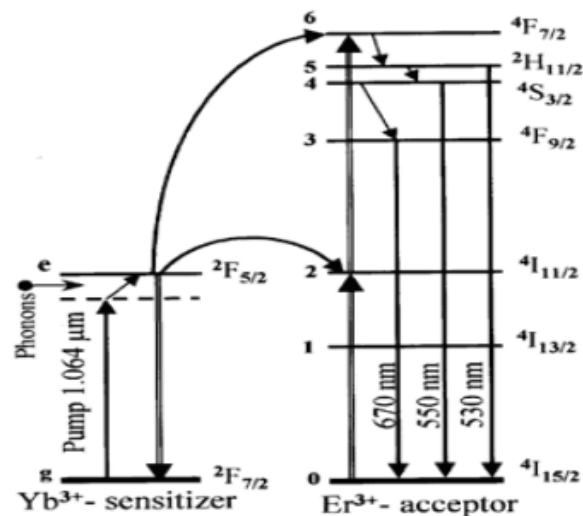


Figura 2.9: Diagrama de energías
Esquema recuperado de (P., Martín Ramos, 2010)

Es de vital importancia, hacer mención de que la luz de longitudes de onda que van de 980 o 1480 nm, las que usualmente se usan en el bombeo de amplificadores (EDFAs), por las siguientes razones: se eliminan las de 514 y 650 nm por el hecho de que no hay pequeñas fuentes a esa potencia. Para

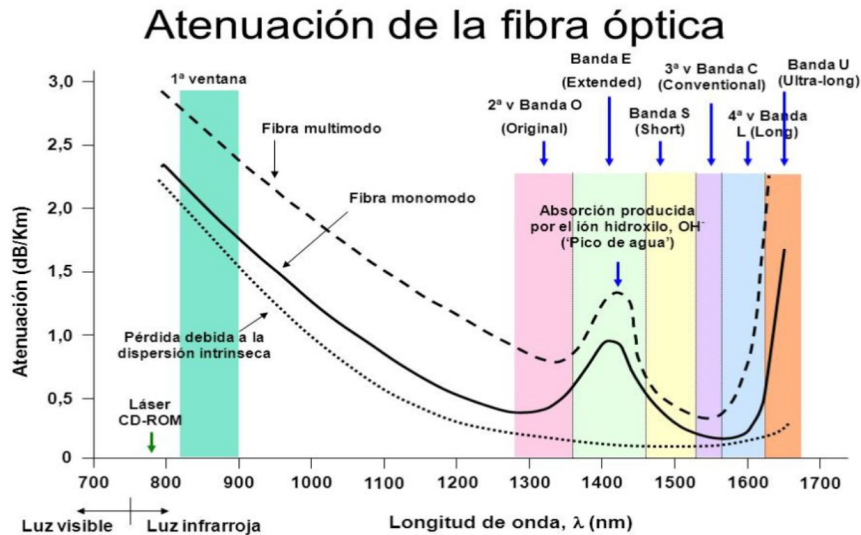
bompear a 800 nm, se tendría que asumir lo siguiente: la longitud de onda ocasiona considerables cambios desde el estado excitado de la transición láser, las cuales debilitan fuertemente el mecanismo de bombeo. Con el afán de adquirir estabilidad, tanto en longitud de onda como la potencia, es necesario controlar estrictamente la corriente con la que se alimenta, así como también la temperatura de los láseres que emiten, en cuanto a la temperatura, se usan refrigeradores operadas por efecto Peltier, y redes de Bragg para contribuir en la estabilización de la longitud de onda. Es preciso recalcar que los láseres fabricados con compuestos de $Ga_xIn_{(1-x)}As_yP_{(1-y)}$ emiten a 980 nm. Se puede agregar que, desde hace algunos años, se ha estado utilizando otro mecanismo de bombeo consistente para co-dopar la fibra con iterbio y bombear (utilizando láseres de Nd y láseres de Yb) con luz desde 900 a 1090 nm. En la figura 2.12, puede apreciarse que el bombeo a 1064 nm proporciona la excitación de los iones iterbio con eficiencia notable, además de transferirse de manera posterior a los iones erbio.



*Figura 2.10: Mecanismo de bombeo en fibra 1064 nm monomodo
Esquema recuperado de (P., Martín Ramos, 2010)*

Desde hace algunos años, se ha estado investigando dispositivos de larga longitud de onda, con la intención de aprovechar las ventajas de las ventanas ópticas para baja dispersión y atenuación, para esto, vea la figura 2.11; debido a ciertas características que poseen, tales como: el bombeo de fibras de Er/Yb

en una geometría de doble cubierta, a través de fuentes con potencias que van a 920 ó 975 nm, y por la evolución de las longitudes de onda de transmisión a 1300 y 1550 nm.



*Figura 2.11: Características de atenuación de la fibra
Esquema tomado de www.incom.mx*

2.12.2. Propiedades de los amplificadores EDFA: absorción y emisión en el Er(+3)

La ganancia en el sistema de fibra dopada con Erblio ocurre cuando existe una inversión de población entre paredes de los estados $^4I_{13/2}$ y a $^4I_{15/2}$.

Esta notación utiliza la forma estándar $(2s + 1)_{Lj}$, donde L, S y J son los momentos orbitales giratorios y angulares totales, respectivamente.

Los EDFA se fabrican incorporando iones de erblio en la matriz de vidrio que forma el núcleo de la fibra.

Las interacciones entre los iones y la matriz huésped inducen la división de Stark de los niveles de energía iónica.

Esto produce un espacio promedio entre los niveles adyacentes de Stark de 50 cm^{-1} , y una extensión general de $300 \text{ a } 400 \text{ cm}^{-1}$ dentro de cada estado.

Se obtiene un espectro de emisión más amplio, ya que se producen más vías de desexcitación, que se producen en diferentes longitudes de onda de transición.

Otros mecanismos amplían aún más el espectro de emisión.

Primero, el grado en que los iones interactúan con el vidrio varía de un sitio a otro, como resultado de la estructura no uniforme de la matriz de vidrio amorfo. Esto produce un cierto grado de ampliación no homogénea en el espectro de emisión, cuya extensión varía con el tipo de host de vidrio utilizado.

Segundo, las fluctuaciones térmicas en el material conducen a una ampliación homogénea de las transiciones Stark individuales. Las magnitudes de los dos mecanismos de ampliación son de 27 a 60 cm^{-1} para no homogéneo, y de 8 a 49 cm^{-1} para homogéneo. La elección del material huésped afecta fuertemente la forma del espectro de emisión, debido al carácter del ion.

Interacciones con el anfitrión. Por ejemplo, en sílice pura (SiO_2), el espectro del sistema dopado con Er es más estrecho y tiene la menor suavidad. El uso de un huésped de aluminosilicatos ($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$) produce un leve ensanchamiento y suavizado. Sin embargo, los espectros más amplios se producen cuando se usa vidrio a base de fluoruro, como ZBLAN.

La siguiente figura muestra cómo se construye el espectro de emisión neta (fluorescencia) a partir de la superposición de los espectros individuales de Stark; estos últimos están asociados con las transiciones que producen la inversión de población.

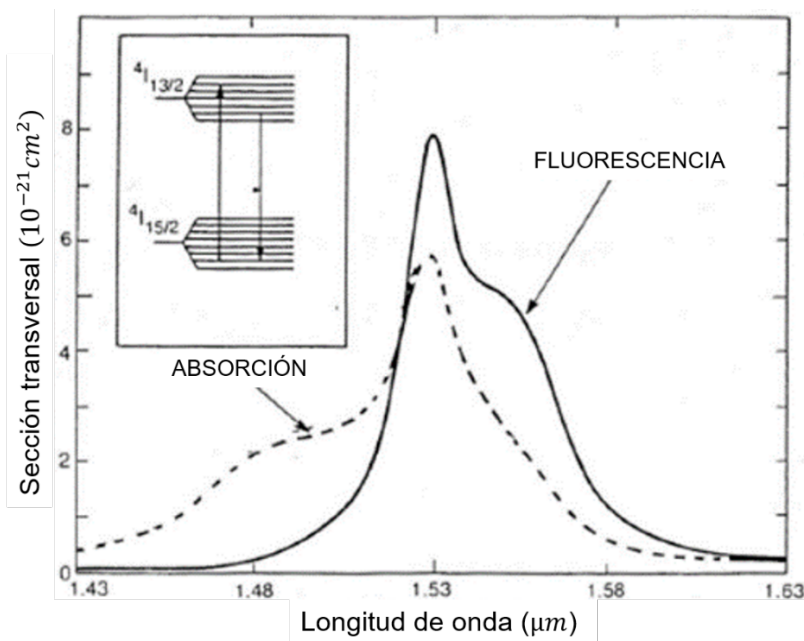
Se pueden construir diagramas similares para las transiciones ascendentes (de absorción), a partir de las cuales se puede desarrollar el espectro de absorción.

Las poblaciones de los niveles divididos de Stark influyen aún más en las formas de ambos espectros, que asumen una distribución de Maxwell-Boltzman.

La secuencia de eventos en la dinámica de la población es:

- La luz de bombeo aumenta la población desde el estado fundamental, $^4I_{15/2}$, hasta los niveles superiores de Stark en el primer estado excitado, $^4I_{13/2}$.
- Las poblaciones de nivel Stark del estado superior se termalizan.
- La desexcitación de $^4I_{13/2}$ a $^4I_{15/2}$ ocurre por emisión espontánea o estimulada.

La figura 2.14, se muestra la fluorescencia que presenta la transición óptica, misma que está entre 1.52 y 1.57 μm , situándose en la tercera ventana. Así que, a estas longitudes de onda se producirá la amplificación [20,46]. Obsérvese, además, la absorción producida en ese mismo rango, ambas curvas tienen el mismo máximo en la longitud de onda.

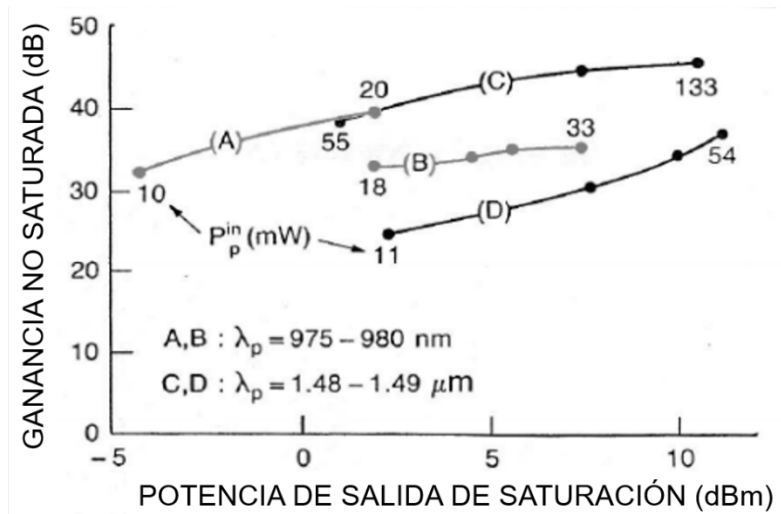


*Figura 2.12: Esquema de emisión espontánea (fluorescencia)
Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)*

A parte de lo ya expresado, en la gráfica anterior, se observan otros acontecimientos importantes, en primera, que, en las longitudes de onda de emisión, existe también absorción; en segunda, que es posible bombear en 1480 nm; y en tercera, que la curva de ganancia no presenta homogeneidad,

es decir, que dentro de la curva amplificada del EDFA, existen longitudes de onda con la posibilidad de amplificarse más.

Retomando lo que ya se ha dicho, en vista de que los láseres de 980 nm no habían sido bien desarrollados, en un principio, era preferible bombear a 1480 nm [46], Sin embargo, es más eficiente bombear a 980 nm, puesto que, los amplificadores bombeados a 980 nm proporcionan mejores características en el ruido. La figura 2.15, muestra algunas de las diferencias resaltadas en éste párrafo.



*Figura 2.13: Diferencias entre esquema de bombeo de 980 nm y 1480 nm
Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)*

Sin embargo, el bombeo a 1480 nm ofrece mayores ganancias y potencias de salida, esto último, por el hecho de bombear a mayores potencias. Lo anterior se muestra en la figura 2.16. Véase también la presencia de otros dopantes.

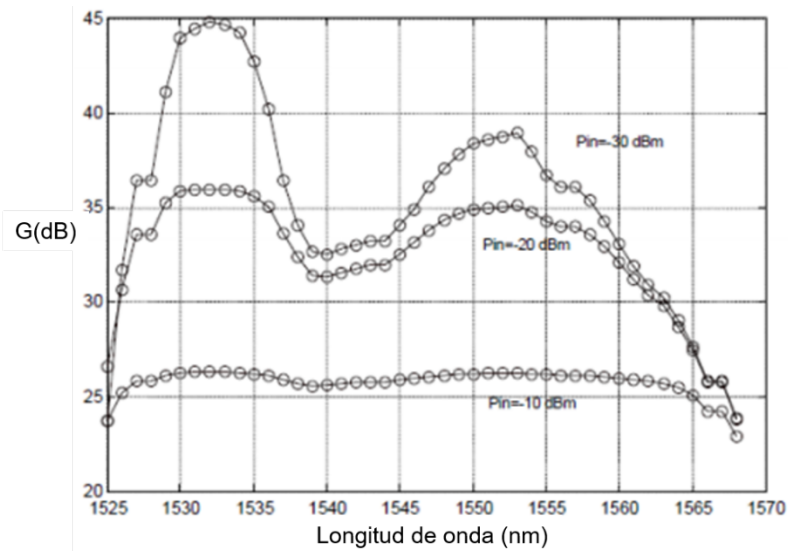


Figura 2.14: EFDA bombeado a 1480 nm

Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)

En la figura 2.15 (a y b), se presenta el esquema de ganancia de un amplificador. Las situaciones más importantes mostradas en tal gráfico es que: la señal de entrada es directamente proporcional a la ganancia, es decir, cuando la señal tiende a ser menor, el amplificador proporciona la mayor ganancia, inclusive, se llega un escenario en el cual la potencia que entra es tan grande que, por la energía, el amplificador no proporciona toda la ganancia, y debido a esto cae, en ese caso, suele decirse que el amplificador trabaja en un estado saturado, entendiéndose por esto, que el valor de salida para el cual la ganancia ha caído 3 dB.

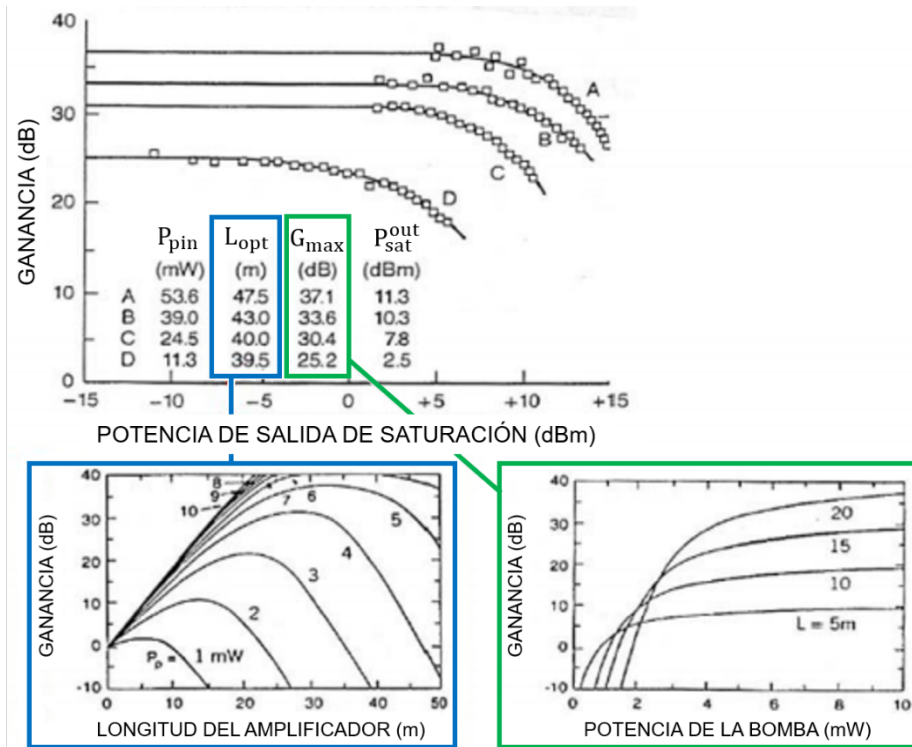


Figura 2.15 (a): Ganancia con respecto a la longitud de fibra dopada en los EDFA

Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)

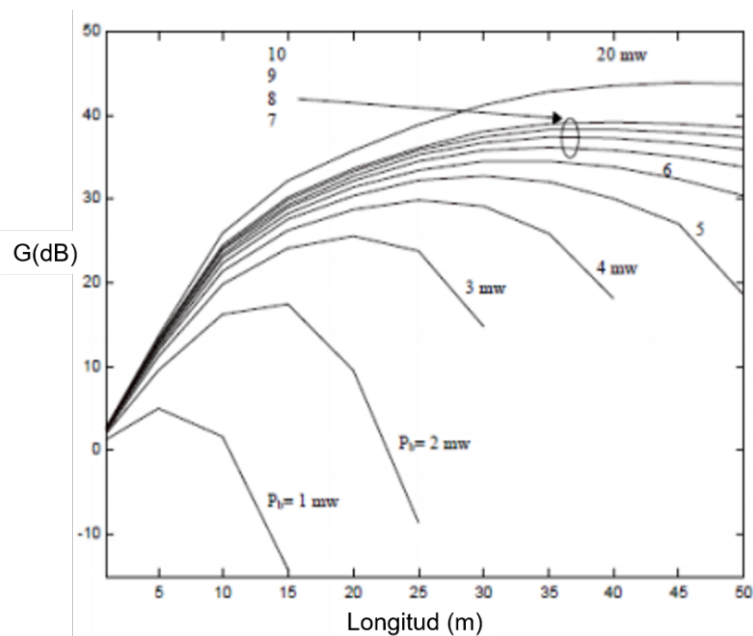


Figura 2.15 (b): Ganancia con respecto a la longitud de fibra dopada en los EDFA

Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)

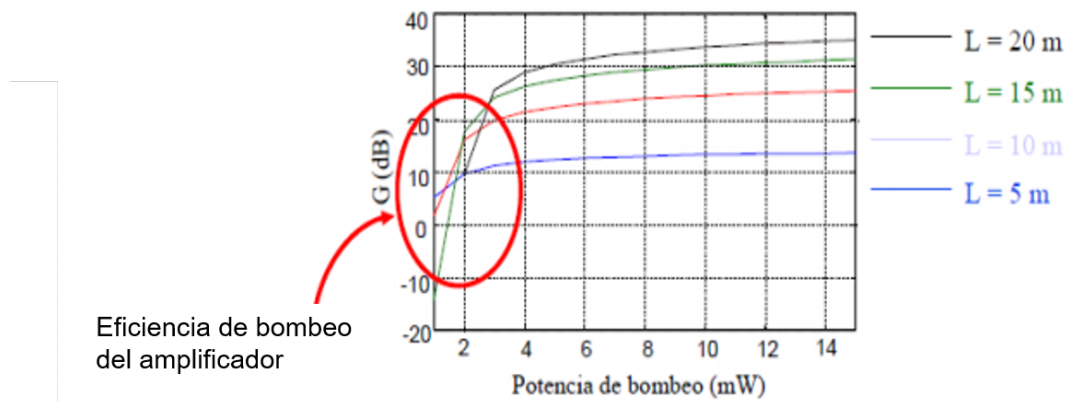


Figura 2.16: Ganancia con respecto a potencia de bombeo en los EDFA, donde $P_{entrada}$ es de -40 dBm y 1555 nm con una señal de bombeo de 1480 nm.

Esquema recuperado de (P. Martín Ramos, 2010)

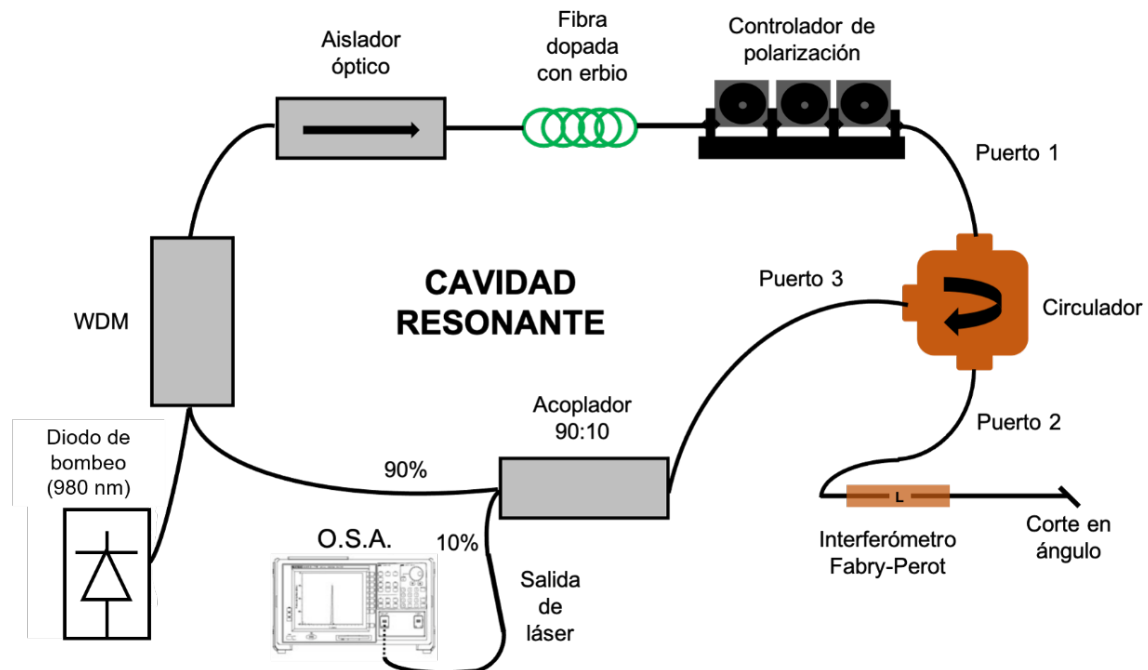
En base a lo explicado anteriormente, la ventaja más importante de los amplificadores ópticos, es precisamente su ganancia, en vista de que introduce y amplifica al mismo tiempo un número relativamente grande de longitudes de onda. En ese sentido, los EDFA, han creado un método nuevo de multiplexación, además, sin los EDFA, no sería posible crear sistemas WDM. Sin embargo, es posible enfrentar numerosas complicaciones, entre las cuales hacer mención: acumulación de la dispersión cromática, aparición de fenómenos no lineales, la ganancia no es homogénea, entre otras. Por último, las características más comunes de los EDFAs comerciales son: frecuencias de operación (bandas C y L, véase tabla 2.2), baja figura de ruido (entre 3 y 6 dB), ganancia (entre 15 y 45 dB), baja sensibilidad al estado de polarización de la luz de entrada, máxima potencia de salida (entre 14 y 15 dBm), entre otros.

<i>Banda</i>	<i>Longitud de onda (nm)</i>
	820 - 900
	1260 - 1360
“Banda nueva”	1360 - 1460
Banda S	1460 - 1530
Banda C	1530 - 1565
Banda L	1565 - 1625
Banda U	1625 - 1675

Tabla 2.2. Bandas de transmisión óptica

Capítulo 3

Metodología



Configuración del sistema láser de fibra óptica dopada con erbio donde se agrega el interferómetro Fabry-Perot para su sintonización de emisiones

En la figura 3.1, podemos apreciar un láser de fibra óptica en forma de anillo que utiliza como medio activo una fibra óptica dopada con Erblio E^{+3} . En esta figura se ilustra la cavidad resonante del láser, la cual está en forma de anillo donde la luz viaja en círculos a través de los componentes WDM, aislador óptico, fibra dopada con Erblio, Controlador de polarización, circulator óptico, y el acoplador.

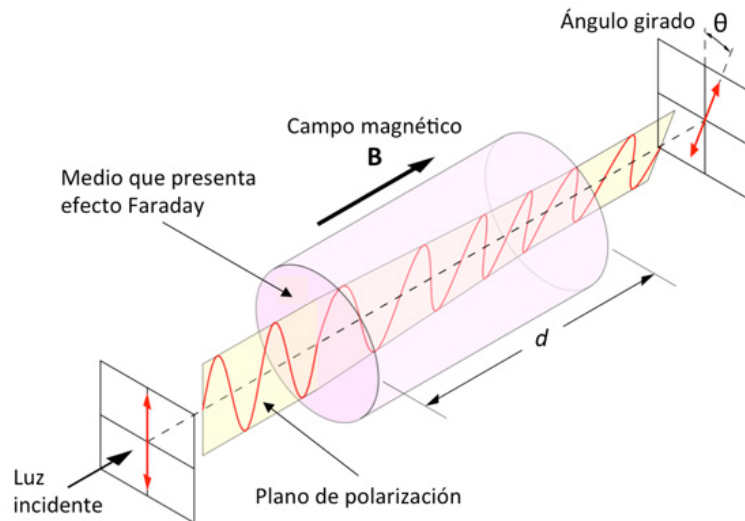
Conocer la operación de los dispositivos que conforman un sistema láser de fibra, nos permite explicar el funcionamiento en general del arreglo. Por tal motivo, a continuación, se describirán los dispositivos que forman parte de nuestro láser de fibra óptica y algunas especificaciones de cómo operan. Y una

descripción más detallada de la configuración del sistema laser se da en la sección 4.1

3.1. Aisladores ópticos

El aislador óptico desempeña un papel de suma importancia para la estabilidad de sistemas ópticos de comunicaciones, al eliminar las reflexiones de cada dispositivo, éste se incluyó en el armado nuestro arreglo experimental de fibra óptica, protegiendo a la fuente láser de haces de luz reflejada, los cuales podrían provocar una desestabilización de su emisión. Una limitación importante que los aisladores presentan, es ser la insensibles a la polarización; esta insensibilidad se refiere sólo al arreglo de prismas polarizadores, no toma en cuenta la birrefringencia residual de la fibra y/o la inducida al torcer las colas de fibra. Los aisladores en línea son esenciales siempre que se desee estudiar el efecto del estado de polarización de la luz en el proceso de amplificación en un amplificador de fibra dopada con erbio. En ese sentido, enfocamos nuestros esfuerzos a modificar el aislador óptico para anular su contribución al cambio en el estado de polarización de señales cuyas longitudes de onda estén ubicadas en la tercera ventana de las comunicaciones.

De forma general, un aislador óptico es un dispositivo que permite que una onda electromagnética se propague en una sola dirección. Los aisladores están basados en el efecto Faraday, su composición consta de un polarizador, un rotador de Faraday y un analizador principalmente. La onda, al incidir sobre el dispositivo, inicialmente encuentra un polarizador cuya propiedad hace que la onda sea polarizada linealmente, después, esta onda pasa a través del rotador, al cual es aplicado un campo magnético. La polarización de la onda es girada con un ángulo de 8° debido al campo magnético aplicado (efecto de Faraday), de tal forma que es ahora paralela al eje x_i . Ver figura 3.2.



*Figura 3.2: Rotación de la polarización de la luz debida al Efecto Faraday
Esquema adaptado de Wikipedia*

Este dispositivo, hace que el ángulo de rotación sea el mismo para la luz que se propaga paralela o antiparalelamente al campo magnético. El polarizador inicial, determina el ángulo de polarización (θ) de la onda de luz incidente; este ángulo es normalmente ajustado para que tenga un valor de 45° con respecto al eje x_1 , en este caso según lo descrito en la parte superior, cualquier onda reflejada, es polarizada a 45° por el analizador, entonces, esta onda, tendrá una orientación de 90° con respecto al polarizador y por tanto la luz será extinguida.

Para el láser de fibra utilizado en el presente correo, se utilizó el aislador de marca Thorlabs, modelo 10202A-90, el cual está diseñada para una longitud de 1550 nm , con un rango de error de $\pm 20 \text{ nm}$.



*Figura 3.3: Aislador óptico 10202A-90
Esquema tomado de Thorlabs, Inc.*

3.2. WDM

Las siglas WDM (por sus siglas en inglés) significa multiplexación por división de longitud de onda, es un dispositivo con la tecnología para transmitir diferentes longitudes de onda de luz de manera simultánea a través de una fibra óptica en forma paralela. Cada señal es transmitida con su banda de color, de tal modo que se define una longitud de onda exclusiva para cada fuente de señal. Estos dispositivos generalmente son bidireccionales, esto significa que podemos dividir una señal en varias longitudes de onda, en el caso opuesto, podemos unir diferentes longitudes de onda en una sola con el mismo dispositivo (ver figura 3.4)

Los demultiplexores, por ejemplo, utilizan un componente llamado rejilla de fibra, el cual consiste en un pedazo de fibra óptica, en donde el índice de refracción del núcleo varía periódicamente a lo largo de éste, el cual actúa como un transmisor o reflector que depende de las longitudes de onda presentes, es decir, que funciona como un filtro, permitiendo solo el paso de ciertas longitudes de onda selectivamente, las otras simplemente serán reflejadas.

El WDM utilizado en el sistema propuesto, está conformado por un mecanismo bidireccional que opera a 980/1550 nm; con el propósito de combinar o separar la luz eficientemente en estas dos diferentes longitudes de onda con un alto aislamiento y una pérdida de inserción baja.

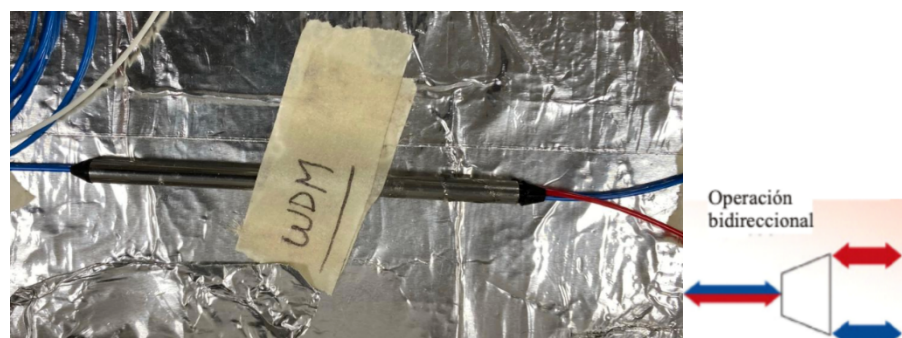


Figura 3.4: Fotografía de WDM utilizado en la configuración del sistema

3.3. Fibra dopada con Er^{+3}

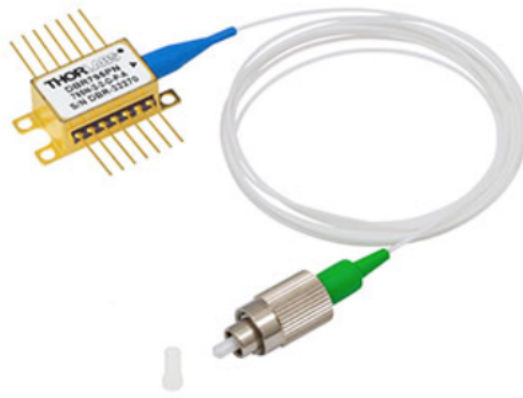
La fibra dopada con tierras raras ha sido utilizada para aplicaciones que requieren pulsos muy enérgicos, este es el caso por ejemplo para el área de telecomunicaciones. Una de las tierras raras trivalentes muy importante es el erbio (Er^{+3}), las fibras dopadas con este elemento pueden operar en varias regiones de longitud de onda que con desde el espectro visible hasta el infrarrojo. La región de 1550nm (infrarrojo) coincide con la región de menores pérdidas en las fibras de silicio, tiene un mejor rendimiento cuando es bombeada por una fuente láser a una longitud de onda de 0.98 o 1.48 μm . Los láseres semiconductores que operan a las longitudes de onda mencionadas han sido diseñados exclusivamente para el bombeo de fibras dopada con erbio, su uso ha sido para fibras comerciales de 1.55 μm .

La fibra dopada con Er^{+3} utilizada en nuestro sistema como medio activo es altamente dopada (4.4 m de fibra dopada) con erbio con absorción de 4.5-5.5 dBm^{-1} a 980 nm y 5.4-7.1 dBm^{-1} a 1531 nm, de la marca Thorlabs M5-980-125.

3.4. Diodo Láser

De forma básica, sabemos que el diodo láser está compuesto de la unión de un material semiconductor tipo p con otro tipo n (unión p-n), con este proceso de unión, se crea una región activa en donde, como consecuencia del proceso de recombinación (que se origina a partir de la aplicación de voltaje) aparecen fotones y como consecuencia la luz láser. Los diodos láser entre sus aplicaciones más importantes, se encuentra la de su uso como fuentes de bombeo para amplificadores o láseres de fibra óptica debido a su tamaño, bajo costo y larga duración.

La fuente de bombeo utilizada en nuestro sistema fue un diodo de bombeo a 980 nm. de la marca Thorlabs.



*Figura 3.5: Diodo Láser
Esquema tomado de Thorlabs, Inc*

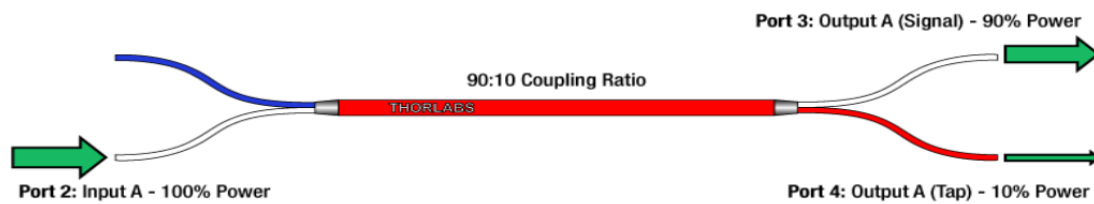
3.5. Acoplador 90/10

Los acopladores ópticos son los componentes de mayor utilidad, como, por ejemplo: son usados en redes y circuitos ópticos, permitiendo dividir la potencia óptica y acoplarla, además de sus usos como multiplexores y demultiplexores o divisores de polarización entre muchos otros, siendo usualmente bidireccionales. Son diseñados especialmente para su uso en amplificadores de fibra dopada con erbio, con la garantía de ofrecer un desempeño óptimo en cuanto a pérdida de inserción y dependencia de longitud de onda se refiere. Estos dispositivos son desarrollados por medio de tecnología que utilizan fibra fusionada, además de que son bidireccionales y pueden ser usados tanto para separar o combinar señales ópticas.

Cabe la posibilidad de obtener configuraciones que van desde los 4 hasta 128 puertos, diferentes encapsulados y diferentes métodos de fabricación, usando desde fibras monomodo hasta guías de ondas planas que pasan por varios tipos de fibras.

Su funcionamiento se puede describir en la figura 3.6, y se basa en el fenómeno óptico de acoplamiento de campos evanescentes. El cual explica que el campo modal del pulso guiado se extiende más allá del propio núcleo y al acercarlo suficiente a otra fibra, este campo terminará eventualmente

acoplándose a la segunda fibra.



*Figura 3.6. Funcionamiento acoplador
Esquema tomado de academica-e.unavarra.es*

El acoplador 90/10 utilizado en nuestro sistema se muestra en la figura 3.7, modelo PN:10202-FC, marca Thorlabs. Opera con una longitud de onda de 1550 nm, tiene un ancho de banda de ± 40 del valor fijo y su pérdida por inserción máxima es de 0.1 dB.



Figura 3.6: Fotografía tomada del acoplador 90/10 de la marca Thorlabs.

3.6. Controlador de polarización

Para caracterizar las propiedades de emisión del sistema láser en función de distintos estados de polarización, se utilizó el controlador de polarización FPC560 de Thorlabs, el cual tiene las siguientes características: Convierte Polarización elíptica en lineal, tiene desempeño estable en un rango de 500-

1660 nm, completo control a la salida de la polarización, es para fibras con relativamente altas pérdidas de doblamiento.



Figura 3.7: Controlador de polarización FPC560 de Thorlabs

Si las aplicaciones incluyen fibra monomodal y se requiere luz linealmente polarizada, el controlador de polarización PFC560 puede fácilmente implementarse para convertir su luz elípticamente polarizada de fibra monomodal en luz linealmente polarizada, es tan sencillo como enrollar un número de veces específico dentro de cada plato y ajustar la posición de los tres platos.

3.7. Analizador de espectros ópticos

Para poder observar el comportamiento espectral del sistema láser implementado se usó el analizador de espectros óptico MS97740A de la marca Anritzu: Posee un rango de longitud de onda optimizado de 600 a 1750 nm, requiere niveles de potencia entre $10 \mu W$ (mínimo) - $2mW$ (máximo).

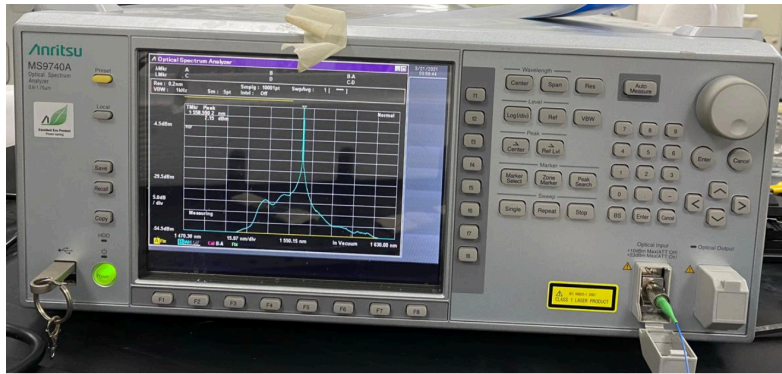


Figura 3.8: Fotografía del analizador es espectros ópticos modelo MS97740A de la marca Anritzu.

3.8. Empalmadora de fibra

La empalmadora de fibra monomodo que utilizamos (s178 A versión 2) posee un mecanismo activo de alineamiento de los núcleos para ajustar los extremos de las fibras y un arco eléctrico controlable para derretir el cristal y empalmar los extremos. Como resultado se produce un empalme fuerte con bajas pérdidas y muy baja reflexión inversa. Esta empalmadora se utilizó para armar el láser empalmando cada componente que conforma a este.



Figura 3.9: Fotografía para el empalme de la fibra óptica s178 A, versión 2

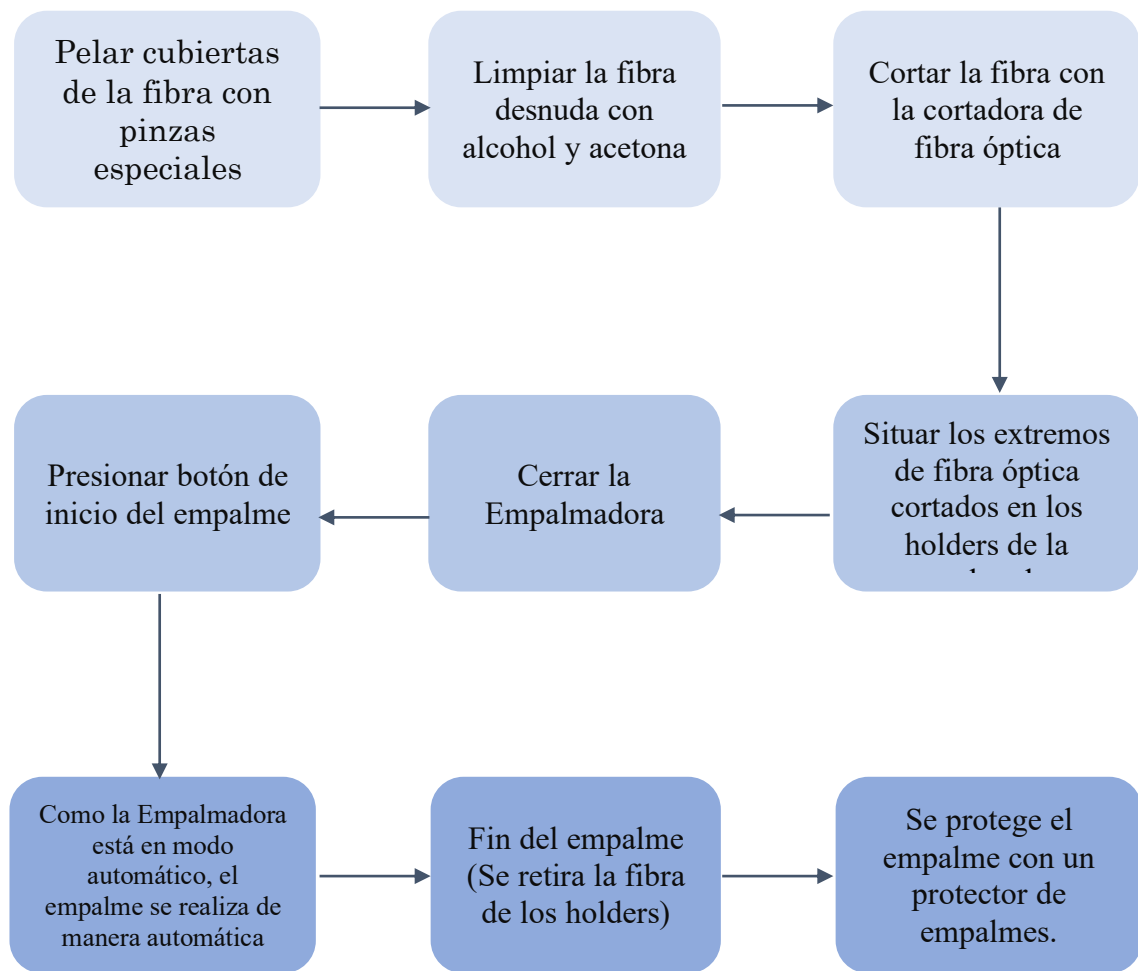


Figura 3.10: Procedimiento para empalmar fibra

Capítulo 4

Resultados

4.1 Configuración experimental y manipulación del interferómetro

Se usa un circulador óptico para alimentar y recolectar luz hacia y desde el interferómetro, ya que la estructura del interferómetro tiene la entrada y salida de luz en la misma fibra (ver figura 4.1). La estructura del interferómetro de Fabry-Perot propuesta permite la reconfiguración de su construcción mediante la capacidad de cambiar la separación del espacio de fibra entre los extremos de la fibra óptica plana. Para modificar esta separación de espacios de forma controlada, se colocó el extremo opuesto del SMF correspondiente fusionado al vidrio capilar en un soporte de fibra óptica fijo, y la fibra libre de la estructura del interferómetro se colocó en un soporte montado en una etapa de traslación lineal con una resolución de 5 μm . De esta manera, al desplazar la etapa de traslación lineal, la fibra óptica libre se mueve para ajustar la separación de espacios de la estructura del interferómetro de Fabry-Perot.

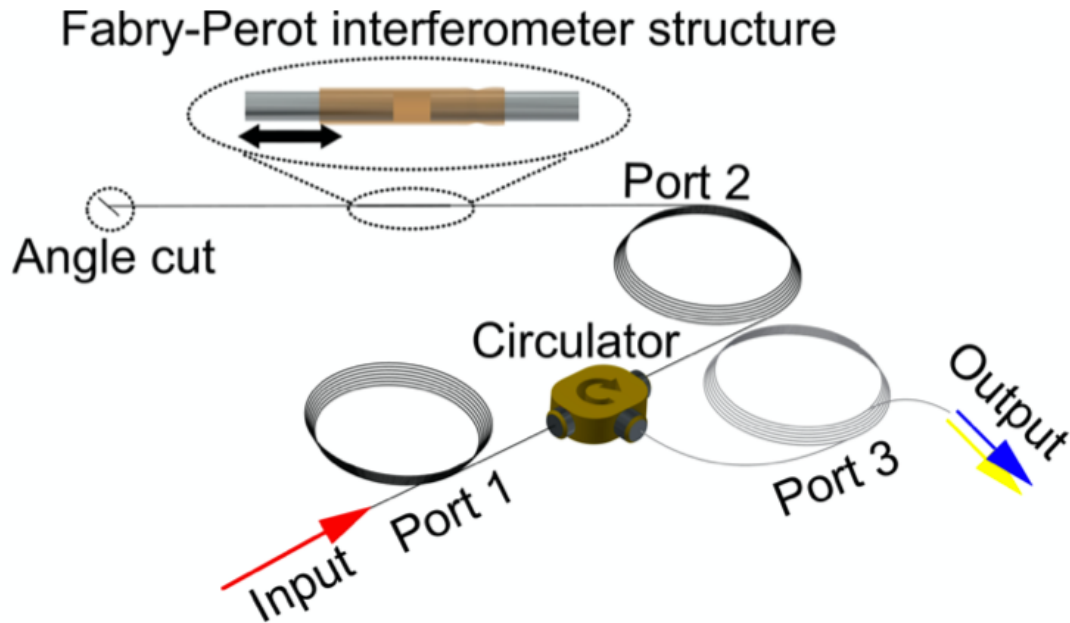


Figura 4.1. Estructura del interferómetro Fabry-Perot unida a un circulator óptico para permitir la entrada y salida del interferómetro Fabry-Perot.

La Figura 4.2 muestra la incorporación del interferómetro de Fabry-Perot en la configuración de láser de fibra óptica usada en una configuración de anillo. El medio activo es ~ 4.4 metros de fibra dopada con erbio con absorción de 4.5-5.5 dB / m @ 980 nm y 5.4-7.1dB / m @ 1531nm (Thorlabs M5-980-125). El anillo de la cavidad láser está conformado por un WDM, un aislador, la fibra dopada con erbio, un controlador de polarización, un circulator y un acoplador 90:10. Un diodo de bombeo de 980 nm bombea la cavidad (con alrededor de 250 mW de potencia óptica a 400 mA) a través del WDM, y el acoplador 90:10 habilita la salida del láser a través del puerto de fibra al 10%. Además, el circulator de fibra óptica permite la inclusión del interferómetro de Fabry-Perot para inducir las pérdidas intracavitarias y permitir la remodelación de la salida del láser.

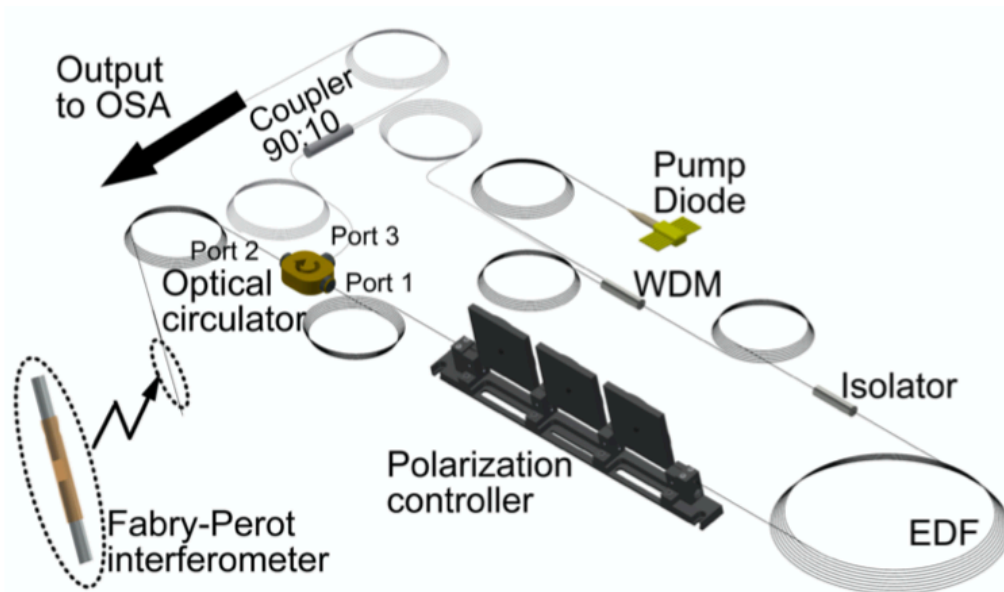


Figura 4.2. Configuración de láser experimental con el interferómetro Fabry-Perot incluido.

4.2. Resultados experimentales

A medida que el SMF libre de la estructura del interferómetro de Fabry-Perot de fibra óptica se aleja del SMF fijo, aumenta la separación entre las caras planas paralelas. Este cambio de separación hace que el periodo (o FSR) del interferómetro disminuya.

Con el afán de determinar si el factor de la longitud de separación del interferómetro contribuye de manera significativa en la variable de respuesta: periodo FSR, se realizó un diseño de experimentos de un solo factor, usando como herramienta estadística para su análisis, el Análisis de Varianza (ANOVA por sus siglas en inglés). Para tal experimento, se definieron 6 niveles para el factor longitud de separación y se corrieron 5 réplicas para cada uno de los niveles o tratamientos, obteniéndose la siguiente información:

Longitud	Observaciones (Periodo, FSR)				
	1	2	3	4	5
50	25.86506	25.99526	25.69399	25.82311	25.78008
70	17.47363	17.21540	17.21540	17.21540	17.21540
90	13.51409	13.51409	13.25586	13.51409	13.29890
110	10.80267	11.06090	10.80267	11.06090	11.06070
130	9.12417	8.86593	9.12417	9.08113	8.56466
150	7.61782	7.35959	7.61782	6.88617	7.35959

Longitud, medida en μm ; FSR = Periodo medido en nm

Tabla 4.1. Diseño de experimentos un solo factor para el periodo FSR

El interés del diseño experimental recae en probar la hipótesis nula de que diferentes longitudes de la separación del interferómetro no afectan significativamente el periodo FSR, contra la hipótesis alternativa de que al menos uno lo hace. Para tal prueba, se usó un nivel de significación (α) de 0.05. Para refutar o no la hipótesis nula, se usó el análisis de varianza.

Fuente	Gl	SC Ajust.	MC Ajust.	Valor F	Valor p
Factor	5	1148.54	229.708	6550.78	0.000
Error	24	0.84	0.035		
Total	29	1149.38			

Tabla 4.2. Análisis de varianza

De acuerdo con la tabla anterior, el valor p es menor que el nivel de significancia α , así que se rechaza H_0 , por lo que podemos concluir que la separación L del interferómetro, afecta de manera importante en el periodo FSR.

Por otro lado, el coeficiente de determinación, R^2 , el cual fue de 0.9993, indicó que en un 99.93%, el cambio en la separación del interferómetro explica el periodo FSR.

La figura 4.3, se muestra la curva que describe el período como una función de la separación entre los extremos SMF de la estructura del interferómetro. Además, los espectros para separaciones de espacios de 100, 200 y 300 μm se insertan en esta figura 4.3. Los espectros se tomaron directamente del puerto tres del circulador óptico conectando este puerto a un analizador de espectro óptico (OSA por sus siglas en inglés), mientras que el puerto uno y el puerto dos estaban conectados a un diodo super luminiscente y la estructura de Fabry-Perot, respectivamente. A partir de la figura 4.3, es claro observar que el periodo del espectro del interferómetro disminuye a medida que aumenta la separación de los dos extremos de las fibras, que sigue la ecuación 2.24.

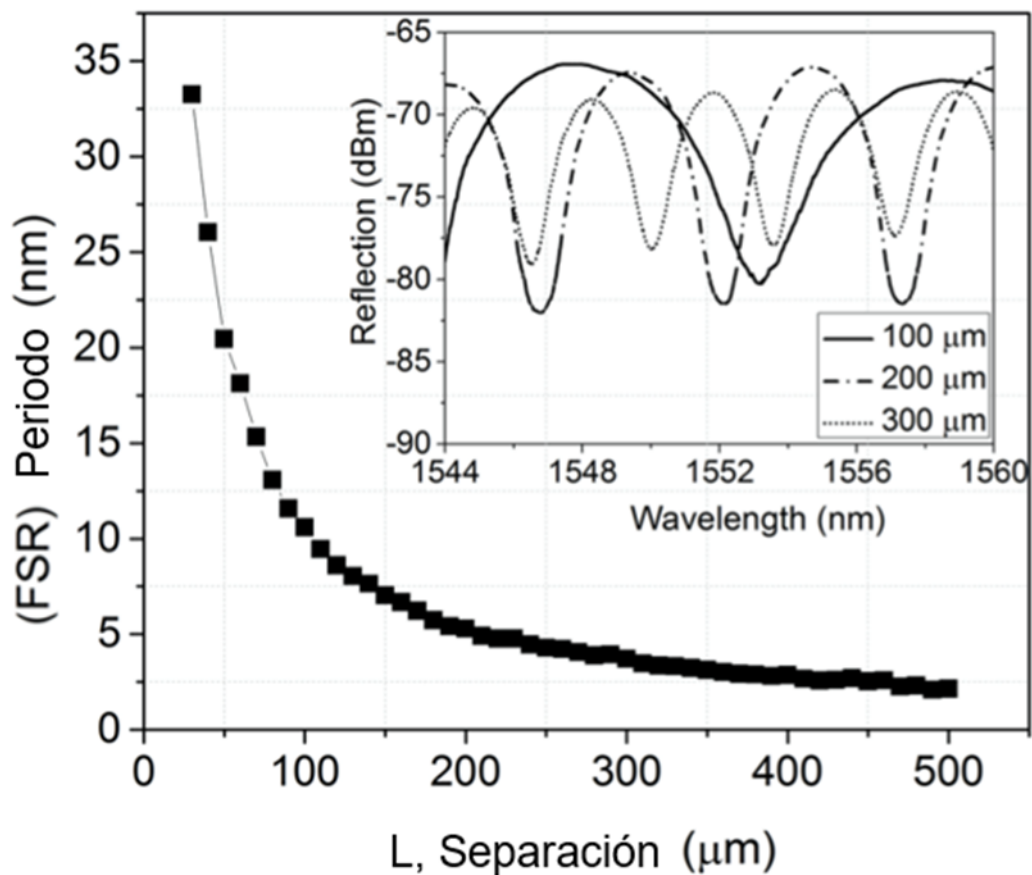


Figura 4.3. Separación versus período (FSR) del interferómetro de Fabry-Perot con filtro de peine. El recuadro son los espectros para 100, 200 y 300 μm de separación entre los extremos de las fibras de la estructura del interferómetro.

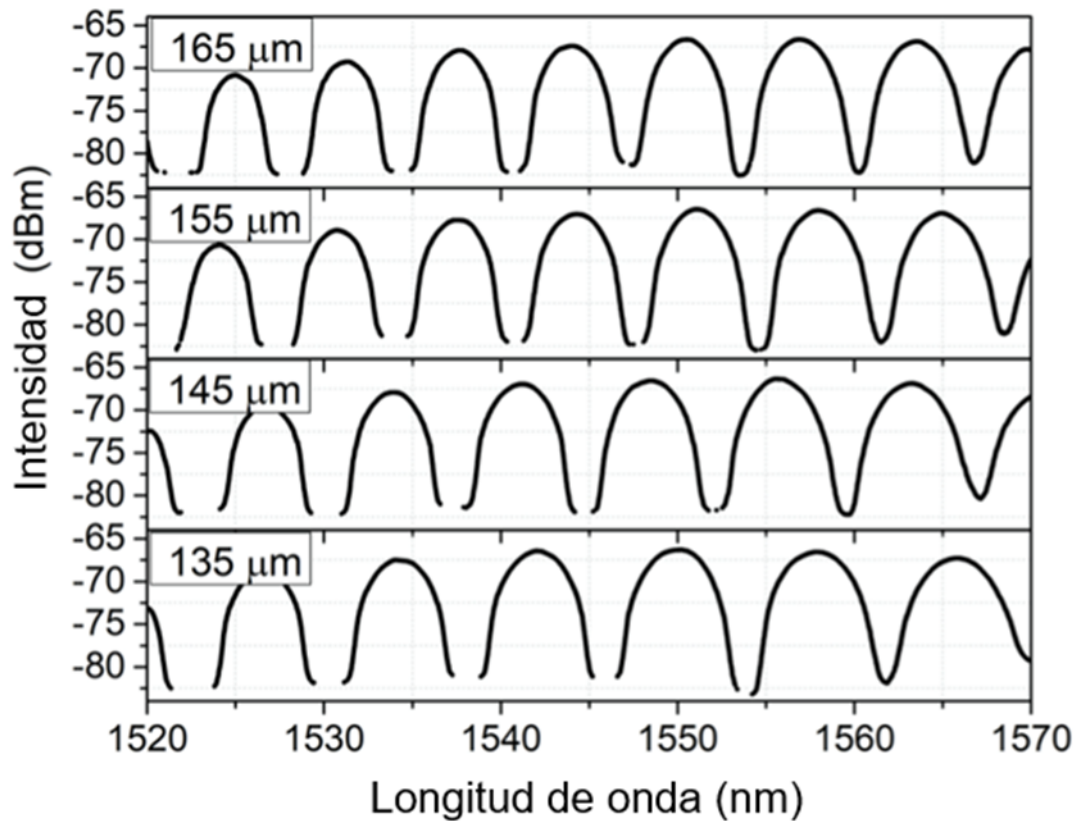


Figura 4.4. Espectros del interferómetro de Fabry-Perot para distancias de separación de 135 a 165 μm con 10 μm de paso

La Figura 4.4 muestra las franjas de interferencia para distancias de separación de interferómetro de 135 a 165 μm con 10 μm de paso. En la figura 4.4, se observa cómo el cambio en la distancia de separación del interferómetro provoca un reordenamiento espectral que está relacionado con el cambio de período y el desplazamiento de longitud de onda provocado por la reestructuración del interferómetro al cambiar la distancia de separación. El desplazamiento de los picos de Fabry-Perot es de alrededor de $10 / 0,775\text{FSR} = 12,9\text{FSR}$ para el paso de 5 μm, y la separación de franjas FSR disminuye como se ilustra en la figura 4.3.

La figura 4.5 muestra las pérdidas de inserción que genera el dispositivo Fabry-Perot para una distancia de separación de 50 μm. Se puede observar que estas pérdidas de inserción son de aproximadamente -15.4 dBm.

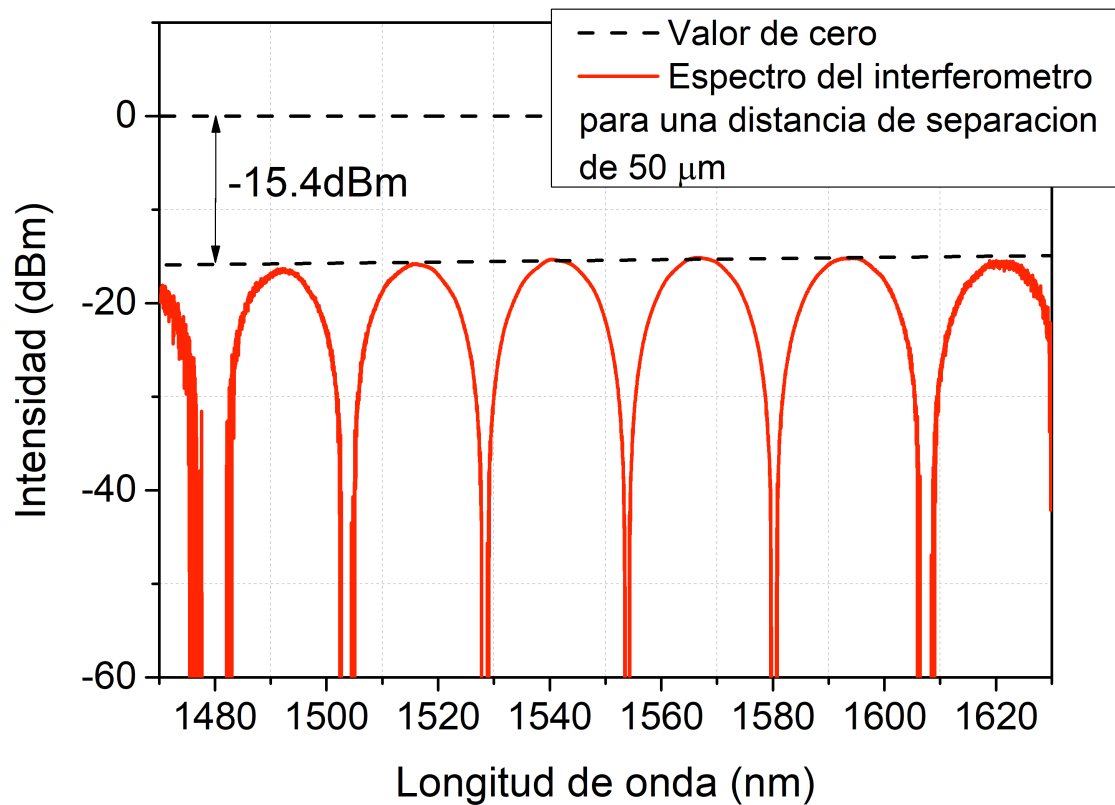


Figura 4.5. Pérdida de inserción

Cabe agregar que a pesar de estas grandes pérdidas es posible contrarrestarlas con el aumento de la potencia de fuentes que alimenten el dispositivo. Para el caso que se incluya en la cavidad laser, con el aumento de la potencia de bombeo del láser es posible contrarrestar estas altas pérdidas. Como se ilustra en la figura 4.2, el interferómetro de Fabry-Perot se incluyó en un láser de fibra óptica dopado con erbio de cavidad en forma de anillo. La Figura 4.6 muestra los espectros de la señal de salida del láser para distancias de separación del interferómetro de 0 a 25 μm con un paso de 5 μm . Se ve que el largo período inducido en el láser de salida por el interferómetro no es suficiente para hacer una posible selección de las emisiones de longitud de onda del láser debido a la competencia de ganancia homogénea. Sin embargo, a medida que aumenta la distancia de separación, la competencia de ganancia homogénea se centra en los picos de longitud de onda de la señal de salida modulada inducida. El recuadro de la figura 4.6 muestra los espectros del interferómetro y los espectros de salida del láser conformado cuando la separación de la estructura del interferómetro es de 125 y 130 μm . Cabe

señalar que el interferómetro incluido en la cavidad del láser es capaz de configurar la señal de salida del láser de acuerdo con la forma del espectro del interferómetro. Además, en los experimentos, se intentó estimular las emisiones en todos los posibles máximos de longitud de onda del láser de salida ajustando el controlador de polarización en la cavidad del anillo. Sin embargo, el número de emisiones inducidas no cambió significativamente en la salida del láser cuando se cambió de posición el controlador de polarización.

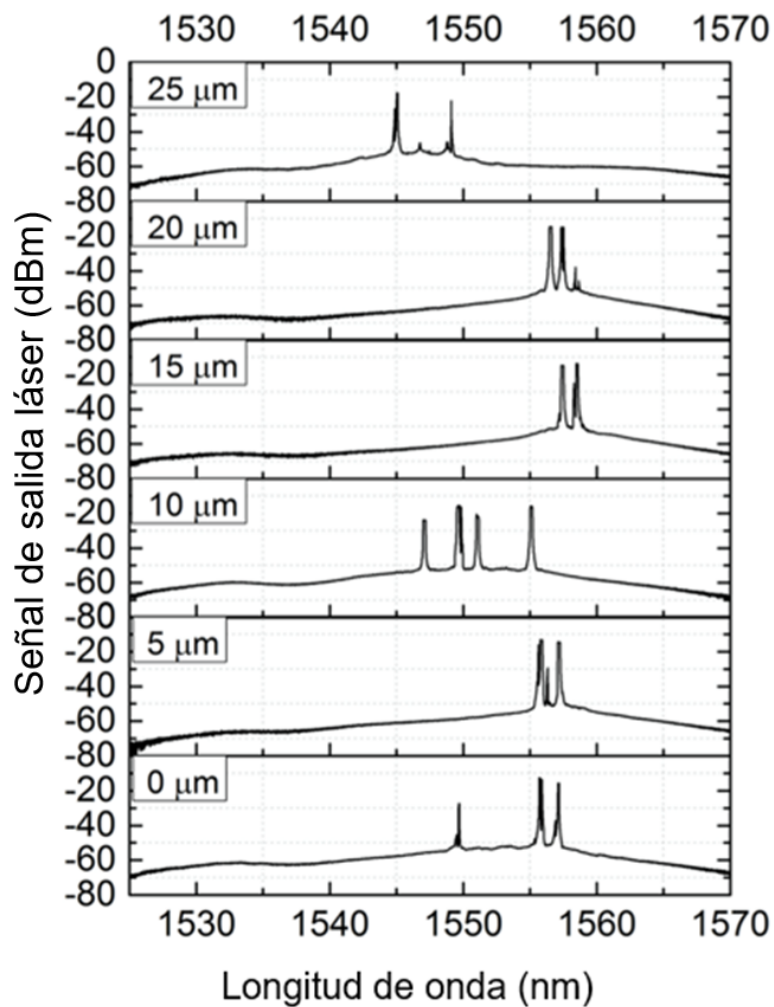


Figura 4.6. Espectros de señal de láser de salida para distancias de separación del interferómetro Fabry-Perot de 0 a 25 μm, con un paso de 5 μm.

Entonces, la polarización controlada se fijó en una posición, y el efecto primordial de tener el controlador de polarización en la cavidad del láser en

nuestros experimentos fue mantener el láser lo más estable posible. Además, en la figura 4.7, se muestra una comparación del período del interferómetro con el período en la señal de salida del láser que se formó mediante la adición del interferómetro de Fabry-Perot, donde se observa que la comparación presenta una buena correspondencia. Como la señal de salida del láser sigue el patrón de la forma del espectro del interferómetro, el láser sigue el mismo período que el interferómetro. Además, se puede observar que las emisiones de láser se pueden inducir alrededor de los máximos de longitud de onda de las franjas inducidas en la señal de salida del láser. En el caso del recuadro de la figura 4.7, un máximo es el que provoca una sola emisión del láser cuando la separación es de $130\ \mu\text{m}$. Cuando la separación es de $125\ \mu\text{m}$, se inducen cuatro emisiones, cada una en un máximo del espectro de salida del láser.

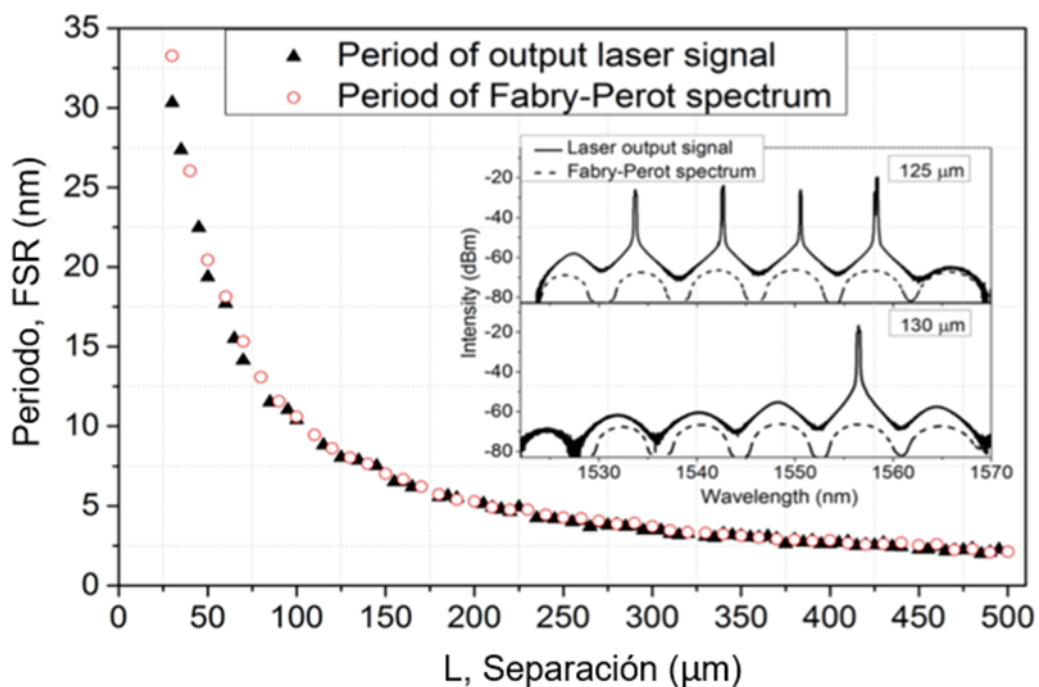


Figura 4.7. Comparación del período de Fabry-Perot del interferómetro con el período de salida del láser cuando se incluye el interferómetro de Fabry-Perot modificable en el láser de cavidad. En el recuadro se encuentran las señales de salida del láser y los espectros del interferómetro para distancias de separación del interferómetro Fabry-Perot de 125 y $130\ \mu\text{m}$.

Una ley de escalamiento de la longitud de onda como función de la separación en el interferómetro, puede apreciarse en la siguiente figura 4.8:

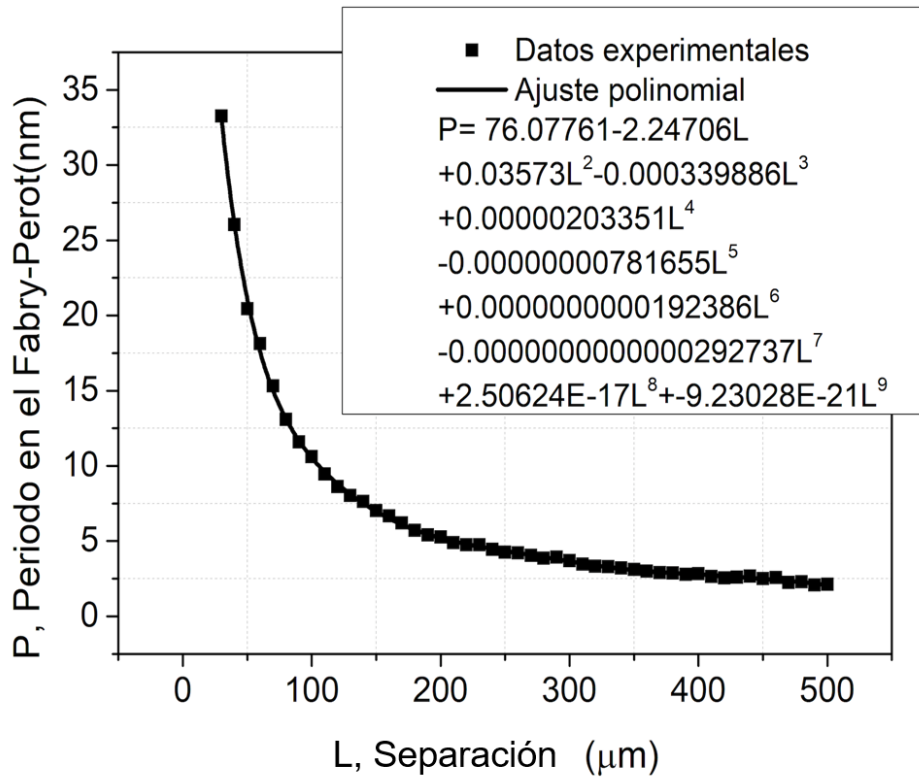


Figura 4.8: Función de escalamiento

De acuerdo con la figura 4.8, es posible apreciar un ajuste polinomial para el periodo en el interferómetro Fabry-Perot, debido a la separación (L) en él mismo.

El cambio de longitud de onda mencionado en la sección 2.10.5, que es causado por la variación de la separación del espacio del interferómetro, también se manifiesta en la salida del láser cuando se incluye el interferómetro en el láser de cavidad en forma de anillo. La figura 4.9 muestra la señal de espectro de salida del láser para las separaciones de distancia de 295 a 305 μm con un paso de 5 μm. Aquí, los picos y las emisiones de línea inducidas se desplazan a longitudes de onda más largas a medida que aumenta la distancia de separación del intervalo del interferómetro. El desplazamiento de la longitud de onda de la señal de salida del láser a medida que aumenta la separación

tiene aproximadamente el comportamiento de la ecuación 2.23, ya que el espectro de salida del láser se filtra por la forma del espectro del interferómetro. Para las distancias de separación en la figura 4.9, las líneas de emisión se indujeron en la región entre 1520 y 1535 nm.

Para ilustrar y demostrar el método de remodelación propuesto, se registraron y representaron gráficamente los picos de longitud de onda de la señal láser de salida para cada valor de desplazamiento de 30 a 495 μm con 5 μm de paso.

Cuando el pico de longitud de onda induce una emisión de láser, el punto representado en la gráfica aparece en un círculo gris. Los gráficos resultantes para las variaciones de la distancia de separación se muestran de la figura 4.10 a la figura 4.14. En estas figuras también se indica el número de emisiones inducidas para cada separación de distancia. A medida que la separación de los extremos SMF aumenta a distancias más largas, la interferencia desaparece porque la intensidad reflejada I_2 se vuelve más débil, y la salida del interferómetro a una cierta longitud es solo la intensidad reflejada I_2 (ver figura 4.1).

Experimentalmente, se encontró que la distancia sobre la cual el efecto de la interferencia desaparece por completo es de alrededor de 4,75 mm. En la figura 4.11, también se observa que el máximo de emisiones láser simultáneas fue cuatro, y se presentaron para distancias de separación de espacios que oscilan alrededor de 120 μm .

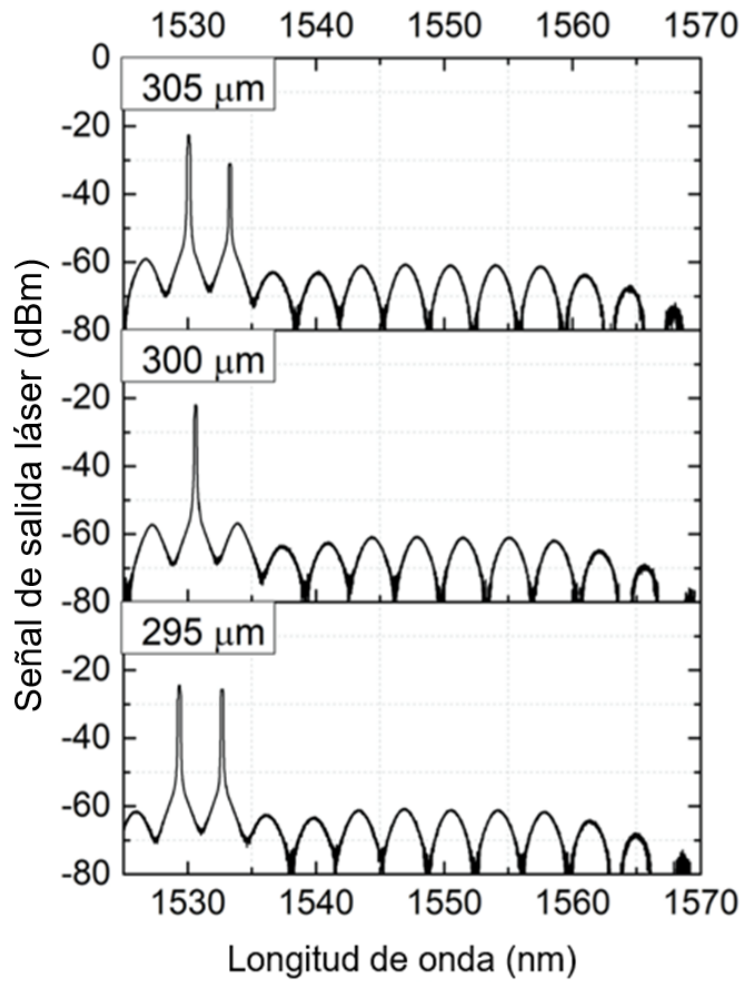


Figura 4.9. Señal láser de salida de la configuración del láser con distancias de interferómetro de separación de 295 a 305 μm con un paso de 5 μm .

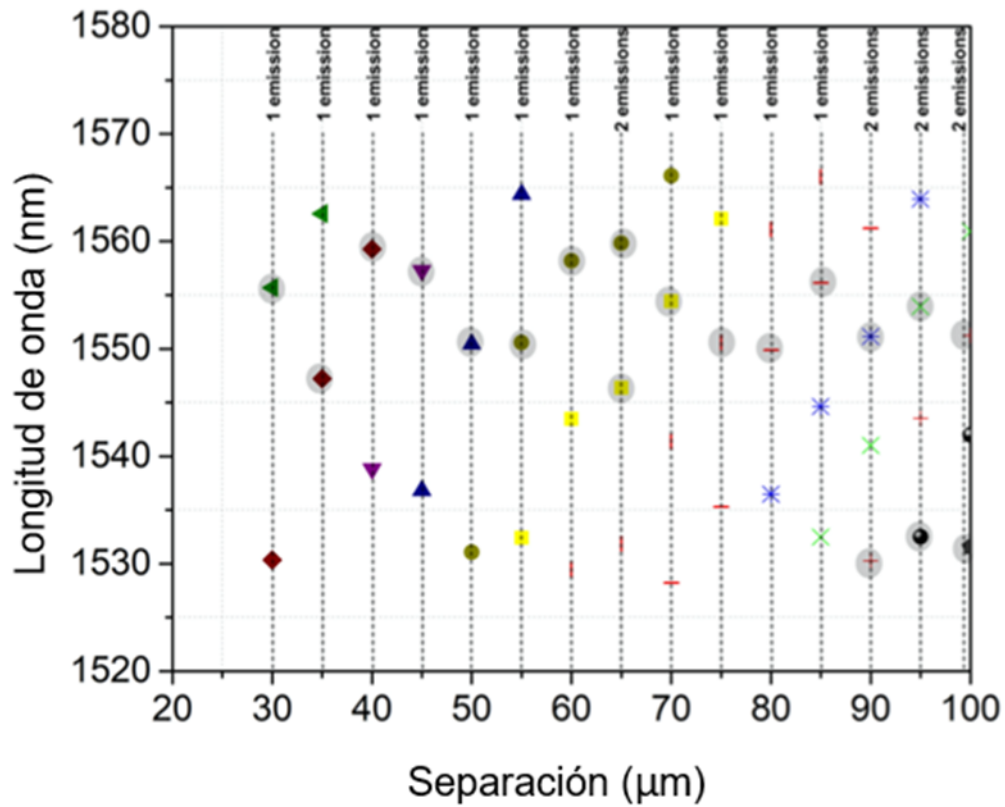


Figura 4.10. Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 30 a 100 μm con un paso de 5 μm. El número de emisiones inducidas también se indica para cada distancia de separación de espacios, y estas emisiones inducidas están marcadas con un círculo gris.

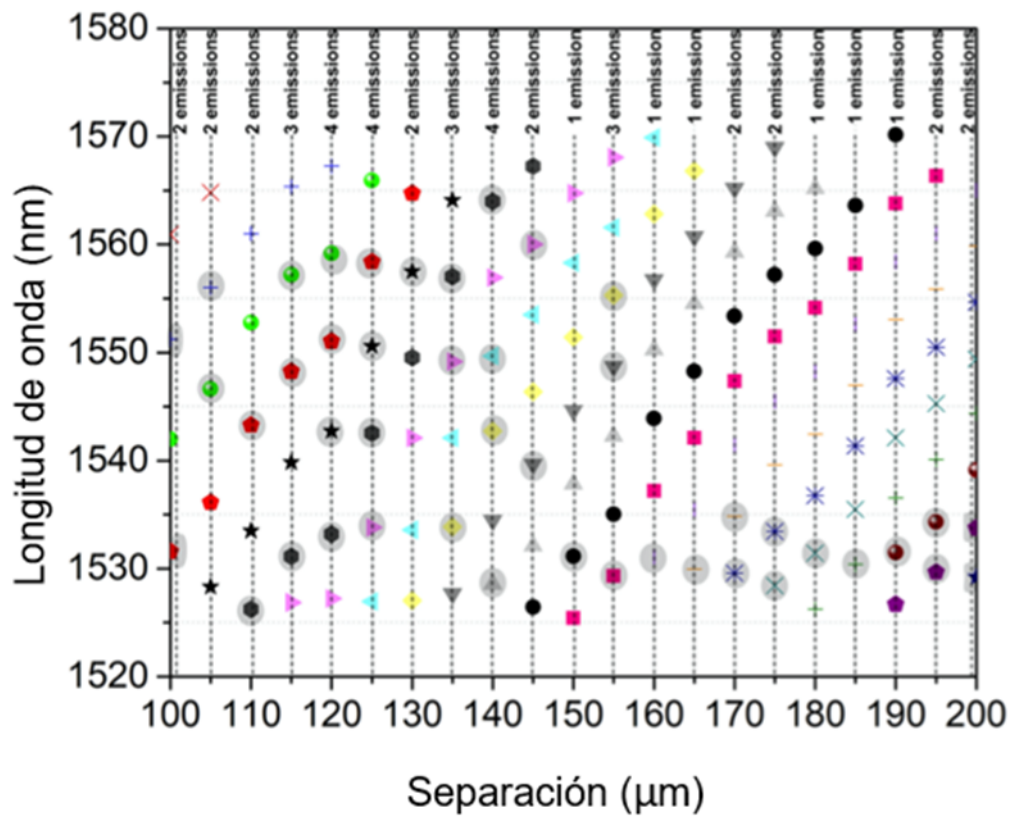


Figura 4.11. Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 100 a 200 μm con un paso de 5 μm . El número de emisiones inducidas también se indica para cada distancia de separación de espacios, y estas emisiones inducidas están marcadas con un círculo gris.

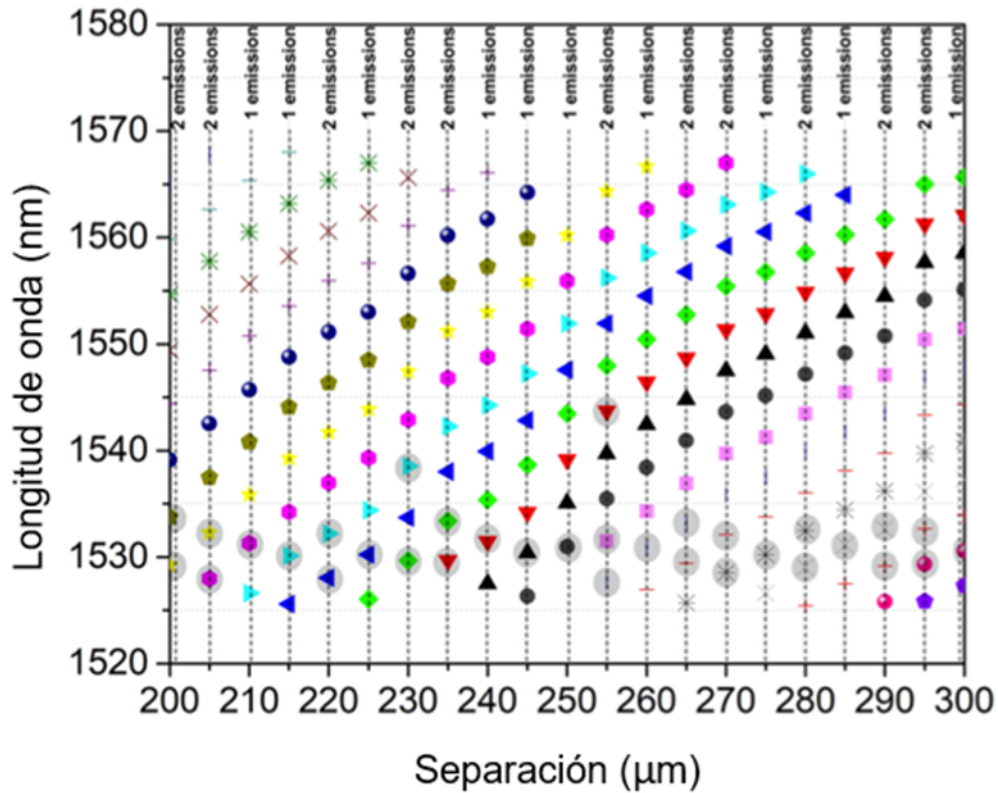


Figura 4.12. Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 200 a 300 μm con un paso de 5 μm . El número de emisiones inducidas también se indica para cada distancia de separación de espacios, y estas emisiones inducidas están marcadas con un círculo gris.

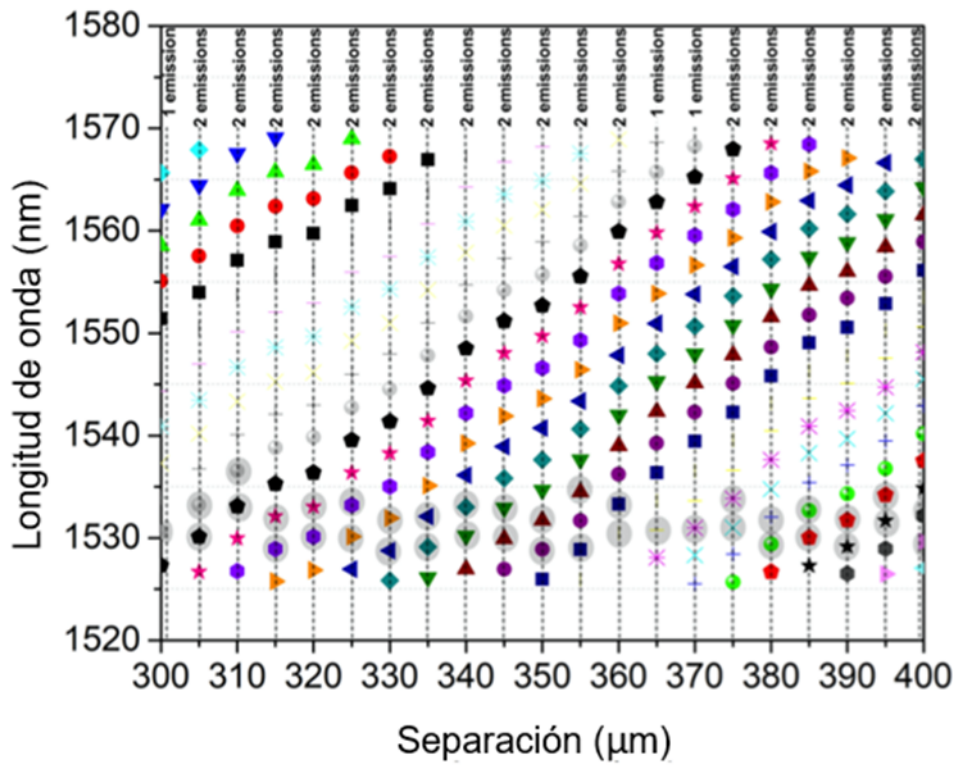


Figura 4.13. Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 300 a 400 μm con un paso de 5 μm . El número de emisiones inducidas también se indica para cada distancia de separación de espacios, y estas emisiones inducidas están marcadas con un círculo gris.

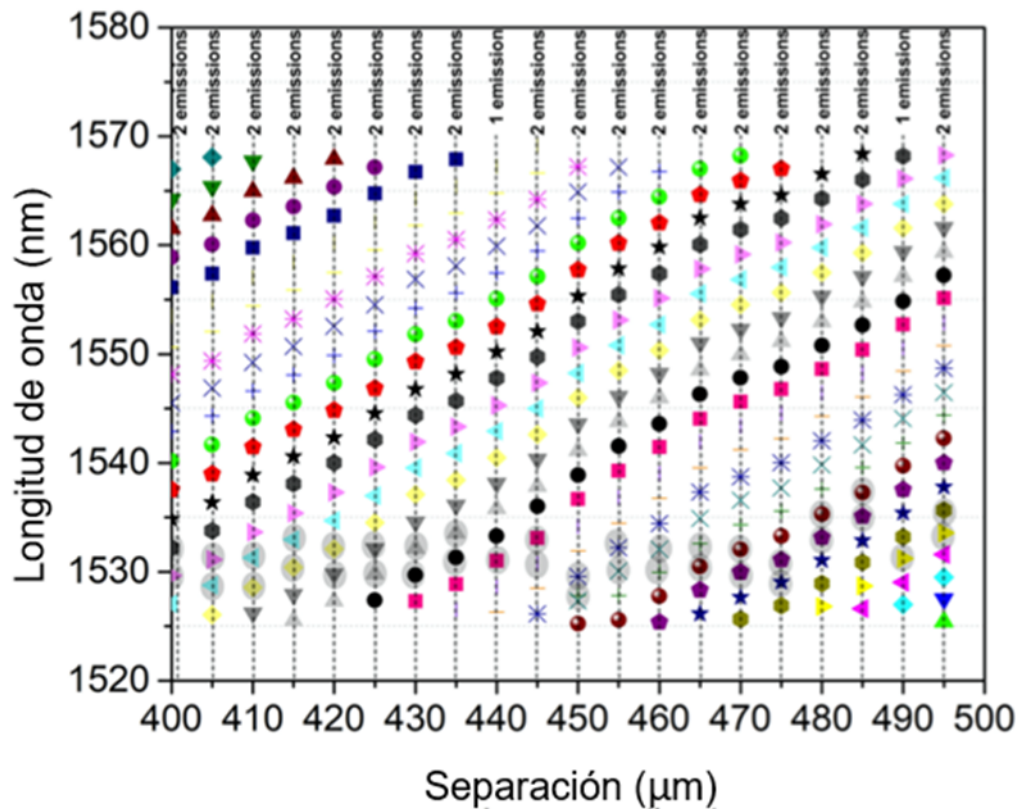


Figura 4.14. Seguimiento de picos de la señal láser de salida para distancias del interferómetro de separación que van desde 400 a 495 μm con un paso de 5 μm . El número de emisiones inducidas también se indica para cada distancia de separación de espacios, y estas emisiones inducidas están marcadas con un círculo gris.

4.2.1 Eficiencia del láser usando el método de sintonización propuesto con el interferómetro Fabry-Perot reconfigurable

Para la estimación de la eficiencia del método propuesto en láseres, se determinó un modelo lineal, tomando como variable dependiente la potencia óptica de salida del láser y como independiente, la potencia óptica de salida del diodo de bombeo. La pendiente del modelo antes descrito proporciona la eficiencia de interés, misma que podemos apreciar en la figura 4.15:

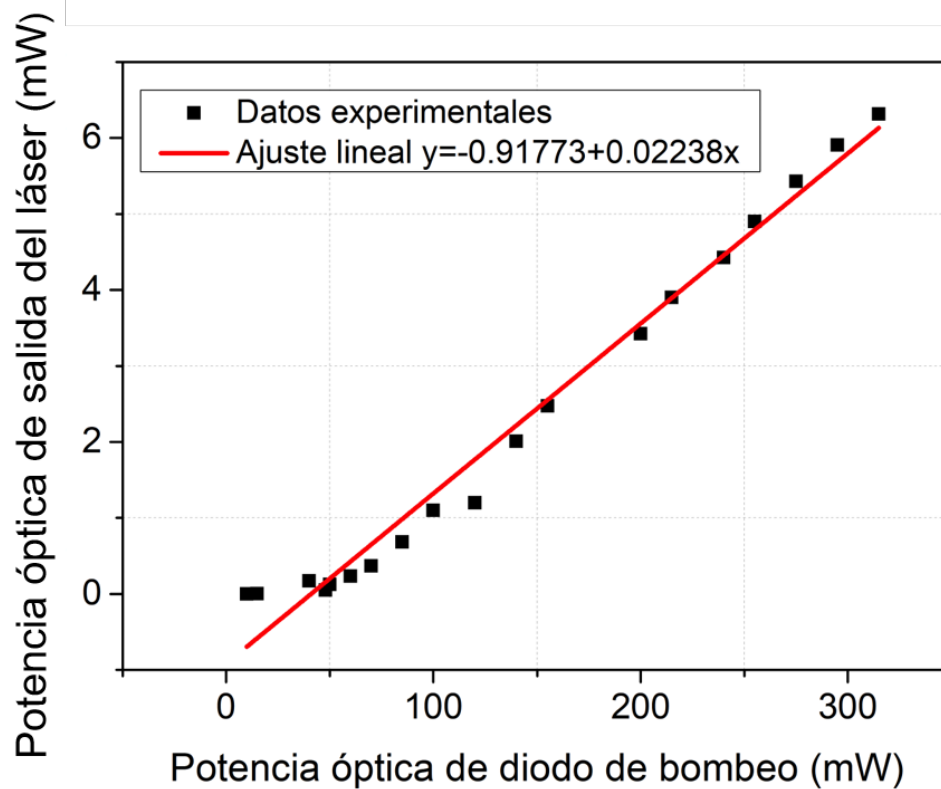


Figura 4.15: Eficiencia del instrumento Fabry-Perot

En la gráfica anterior, se puede apreciar el ajuste lineal para la potencia óptica de salida del diodo de bombeo, contra la potencia óptica de salida del láser, ambas medidas en micro watts y para diferentes magnitudes en la corriente de bombeo medidas en miliamperes, a través del ajuste lineal se puede determinar que la eficiencia del método propuesto en el láser usado experimentalmente se encuentra alrededor del 2.2%.

4.3. Estabilidad del láser con el método de sintonización propuesto

Para investigar la estabilidad del láser, se registró la señal de salida del láser cada 10 minutos durante aproximadamente una hora. Primero, se hizo para una distancia de separación de interferómetro de 100, y luego para una distancia de separación de 250 μm . Los espectros de la señal de salida del láser se muestran en las figuras 16 (a) y 16 (a) para las distancias de 100 y 150 μm , respectivamente. La longitud de onda rastreada y la intensidad de la emisión láser se representaron gráficamente en las figuras 16 (b) y 17 (b) para las distancias de 100 y 150 μm , respectivamente.

En la figura 16 (a), para el caso de 100 μm , se puede observar solo una emisión de línea inducida ($\lambda \sim 1557.04 \text{ nm}$), con variaciones máximas de 0.21 dBm y 0.02 nm para intensidad y longitud de onda, respectivamente (ver figura 17(b)). En la figura 17 (a), para el caso de 150 μm , se indujeron dos líneas láser (láser 1 ~ 1553.73 y láser 2 $\sim 1560.54 \text{ nm}$) con variaciones de longitud de onda de alrededor de 0.03 nm y 0.08 nm, respectivamente para láser 1 y láser 2 Y variaciones de intensidad de alrededor de 2,88 y 2,86 dBm, respectivamente para láser 1 y láser 2 (ver figura 17 (b))

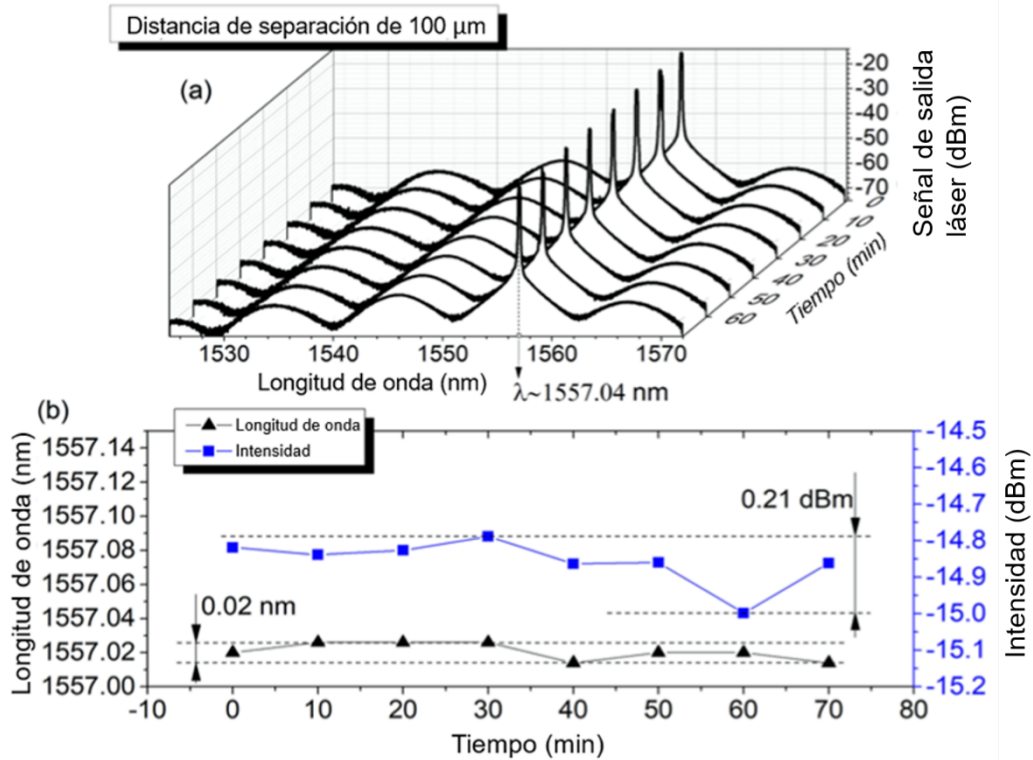


Figura 4.16. (a) Espectros de señal de láser de salida para una distancia de separación del interferómetro de 100 μm cada 10 minutos durante 70 minutos en total; (b) Intensidad y longitud de onda de la emisión de la línea en función del tiempo.

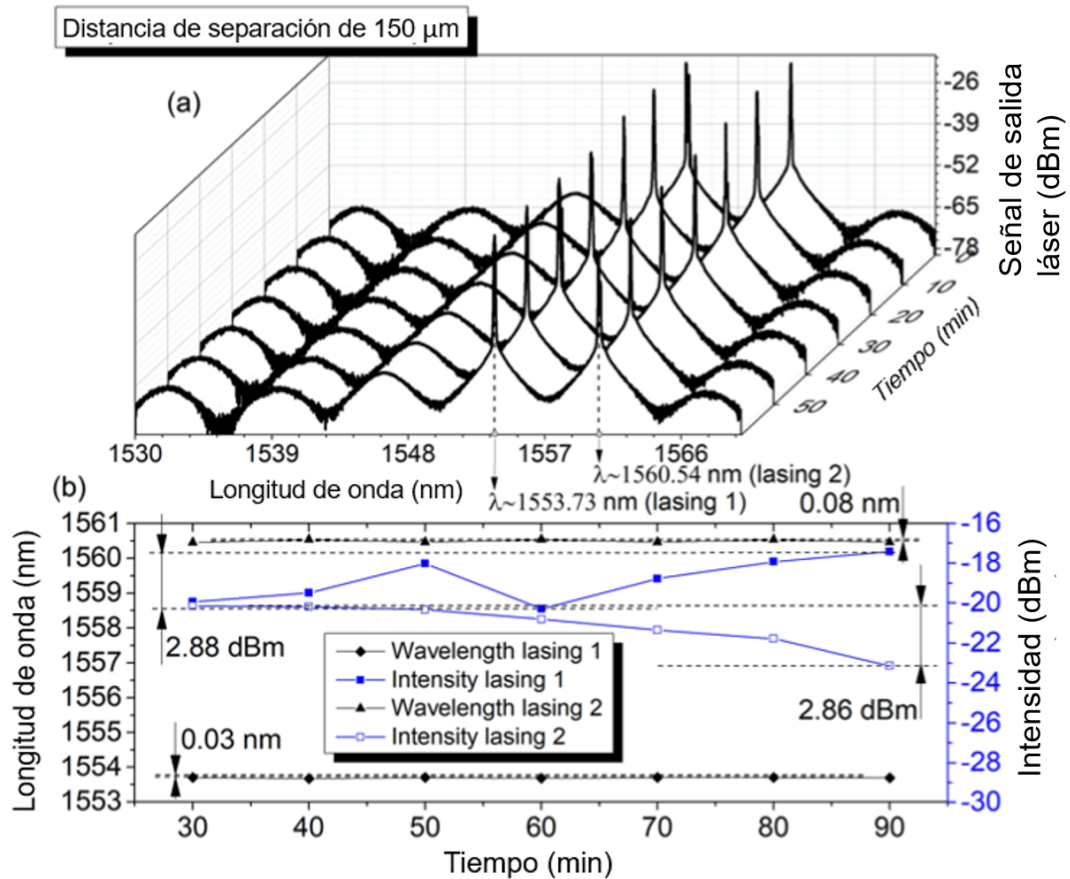


Figura 4.17. a) Espectros de señal de láser de salida para una distancia de separación del interferómetro de 150 micras cada 10 minutos durante un total de 60 minutos; (b) Intensidad y longitud de onda de las emisiones de línea en función del tiempo.

Capítulo 5

Discusión y conclusiones

5.1. Discusión

Al incluir el interferómetro en la cavidad del láser con la intención de controlar las emisiones del láser de fibra óptica, el interferómetro actúa como un filtro de peine para modular las pérdidas en el láser de la cavidad, y dar forma al láser de salida permitiendo una selección de las posibles emisiones en los picos de longitud de onda máxima de la señal láser de salida. Este método de reconfiguración se basa en controlar la separación de espacios entre los extremos de la cara SMF del interferómetro de Fabry-Perot. La separación de espacios se controló experimentalmente mediante un motor lineal con un paso aproximado de $5\ \mu\text{m}$, que es mucho mayor que $\frac{\lambda}{2}$. Debido a esta larga separación, el efecto Moiré puede aparecer en el rendimiento del interferómetro en el láser, y la compensación de los picos de generación parece menor. Sin embargo, aunque el fenómeno de Moiré probablemente puede estar presente en el método de reconfiguración láser propuesto, los resultados experimentales muestran que el comportamiento del interferómetro y su aplicación para la estimulación de emisiones en láseres de fibra óptica son repetibles y estables con variaciones insignificantes.

Cuando la distancia de separación del interferómetro está en el rango de 0 a $40\ \mu\text{m}$, la modulación inducida por el interferómetro en la salida del láser no es suficiente para romper la competencia de ganancia homogénea y aparecen varias líneas de láser aleatorias. En consecuencia, la forma modulada inducida en el láser de señal de salida es apenas perceptible (ver figura 4.6 para distancias de separación de 0 a $25\ \mu\text{m}$). Esta característica se debe al período extendido que corresponde a pequeños valores de la separación de la

distancia del interferómetro, que existen valores de ganancia similares en varias longitudes de onda en todo el rango, lo que involucra los valores de longitud de onda entre dos grandes mínimos separados de un pico de las franjas de interferencia. Sin embargo, esta desventaja comienza a desaparecer a medida que aumentan los valores de distancia del interferómetro; a partir de valores de distancia mayores de 40, el período comienza a ser más notorio en la señal de salida del láser. Para la configuración de instalación de láser de fibra óptica utilizada en este trabajo, las condiciones óptimas necesarias que llevaron a inducir las emisiones de línea láser simultáneas máximas fueron para una distancia de separación de interferómetro de alrededor de 120 μm (ver figura 5.1), donde se logró un máximo de cuatro emisiones. La Figura 5.1, muestra la señal de salida del láser de 120 a 145 μm con un paso de 5 μm .

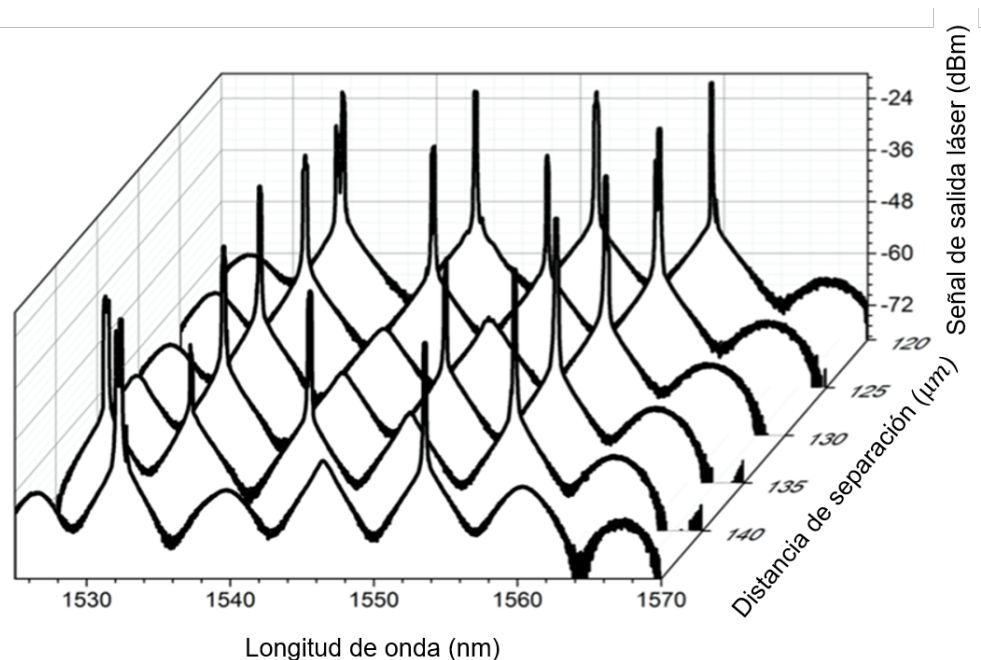


Figura 5.1. Salida de señal láser para distancias de interferómetro que van desde 120 a 145 μm con un paso de 5 μm , donde se inducen cuatro emisiones para 120 y 125 μm .

Las condiciones para los experimentos realizados en este trabajo, tales como las propiedades de la fibra dopada con Erblio, las condiciones de bombeo y los

dispositivos de fibra óptica utilizados, se combinan con las pérdidas inducidas en la cavidad moduladas con valores de período cercanos a 8,6 nm (correspondientes a distancias de separación de $\sim 120 \mu\text{m}$), genera las circunstancias óptimas para permitir la inducción de las máximas emisiones láser simultáneas, en este caso, cuatro emisiones de líneas láser simultáneas. Estas circunstancias pueden modificarse cambiando las condiciones mencionadas anteriormente para encontrar emisiones en otro rango de longitud de onda o más líneas de longitud de onda simultáneas que emiten al mismo tiempo, la condición más crítica para cambiar es especialmente la fibra dopada o el uso de un filtro adicional, que modifica la forma de la ganancia espectral para favorecer la inducción de un número maximizado de emisiones en el rango de longitud de onda deseado y la distancia de separación del intervalo del interferómetro. Dado que la combinación del filtro de espectro (interferómetro de Fabry-Perot) con la ganancia de espectro de la fibra dopada genera un nivel de ganancia adecuado alrededor de las longitudes de onda donde se pueden inducir las emisiones. Hablando de estabilidad láser, para las condiciones de los experimentos en este trabajo, el método propuesto muestra inducir emisiones con variaciones máximas de $\sim 0.08 \text{ nm}$ en longitud de onda y $\sim 2.86 \text{ dBm}$ en intensidad. La variación más significativa está en la intensidad. Sin embargo, la variación de intensidad se puede corregir fácilmente mediante esquemas de control de compensación de retroalimentación. Y las variaciones en la longitud de onda pueden considerarse relativamente pequeñas para fuentes láser aproximadamente estables.

No obstante, estas variaciones pueden reducirse mejorando la calidad de los componentes del láser de fibra óptica junto con el adecuado ensamblaje de prototipos, que potencian la funcionalidad del láser dentro de sistemas adecuados que promueven óptimas y condiciones ambientales adecuadas para el correcto funcionamiento deseado de la estabilidad del láser de fibra óptica. Otro aspecto que es importante señalar es que puede observarse algún desajuste entre los máximos del espectro del interferómetro y la posición del

pico de longitud de onda de la señal láser de salida para una distancia de separación igual determinada del interferómetro de Fabry-Perot (ver recuadro en la figura 4.6). Estas discrepancias pueden deberse no solo a la presencia del efecto Moiré sino también en parte a que las mediciones de los espectros se tomaron por separado, esto es; Primero, se tomaron los espectros de salida del láser para todas las distancias de separación, luego se tomaron los espectros de todas las distancias de separación del interferómetro. Como la etapa de movimiento lineal que mueve la fibra para controlar la distancia de separación tiene una resolución de 5 μm , es un desafío asegurar precisamente la misma separación de longitud para diferentes ciclos de medición debido a las diferencias muy pequeñas en la distancia presentadas para distancias iguales en diferentes ciclos de medición.

Con respecto a la incertidumbre del cambio de la longitud de onda de los picos en el espectro de salida del láser del método propuesto para la sintonización del láser se tendría lo siguiente:

La distancia de separación que causa una diferencia de fase de 2π , para una longitud de onda de 1550 nm, es $1.55/2 \mu\text{m} = 0.775 \mu\text{m}$. Por lo que para un desplazamiento de 0.775 μm un pico se mueve a la posición del pico adyacente, consecuentemente, el desplazamiento en longitud de onda de los picos del interferómetro Fabry-Perot se puede aproximar a:

$$\Delta\lambda \approx \frac{FSR}{0.775} \text{nm}/\mu\text{m} \quad (5.1)$$

Tomando en cuenta la resolución del motor que desplaza la fibra de la estructura del interferómetro, que es 5 μm se tiene:

$$\Delta\lambda \approx \frac{FSR}{0.775} (2 * 5\mu\text{m}) \approx 12.903(FSR)\text{nm} \quad (5.2)$$

Y además usando la resolución máxima del OSA (por sus siglas en inglés), que es de 0.03 nm, se tendría lo siguiente:

$$\Delta\lambda \approx 12.903(FSR)(0.03\text{nm}) \approx 0.387(FSR) \text{ nm} \quad (5.3)$$

Por lo que el método propuesto con el equipo utilizado podría detectar un desplazamiento de longitud de onda de aproximadamente 0.387 nm del FSR.

En la tabla 5.1, se proporciona el resumen de los resultados obtenidos en algunos trabajos anteriores, de reciente publicación, para la sintonización de láseres, siendo el nuestro otra alternativa capaz de controlar la longitud de onda de las emisiones de láseres de fibra óptica en un rango de 1500 a 1565 nm, y logrando un máximo de 4 emisiones, mediante el uso de un interferómetro modal Fabry-Perot de fibra óptica construido con fibra estándar monomodo SMF (Single Mode Fiber), que como se ha dicho en repetidas ocasiones, de muy bajo costo, simple y compacto, siendo de las características más importantes.

<i>Artículo</i>	<i>Descripción</i>
[47]	Se realiza un láser sintonizable en anillo de fibra óptica dopada con erbio, usando un modelo basado en parámetros de transmisión y desarrollando la técnica de “puntos fáciles” para la caracterización de éste. Se hace uso de 15 m de EDF, un láser de retroalimentación distribuida (DFB por sus siglas en inglés) de bombeo emitiendo a 980 nm y un filtro Fabry-Perot (FFP) controlado eléctricamente para la sintonización, obteniéndose un máximo de 2 emisiones simultáneas, el rango de longitud de onda se sintoniza desde 1550 nm hasta 1640 nm.
[48]	Se propone y demuestra, experimentalmente, un láser sintonizable en anillo de fibra dopado con erbio (EDFL por sus siglas en inglés) con un bucle de interferencia Sagnac, con polarización empalmada y con un cambio de ángulo de 45 ° que mantiene las fibras (PMF por sus siglas en inglés). Se utiliza el interferómetro de Mach-Zehnder y el filtro de Fabry-

Perot y se genera un espectro de interferencia relativamente complejo, debido a que los dos haces son transmitidos en sentido horario y antihorario, encontrándose en un acoplador de 3 dB donde se interfieren y forman dos peines de interferencia cuando la luz es transmitida en el bucle Sagnac. El rango de longitud de onda se sintoniza desde 1585 nm hasta 1604 nm y el ancho de sintonía alcanza los 19 nm, obteniéndose un máximo de 1 emisión simultánea.

[49] Se propone el uso de un láser de fibra dopado con erbio basado en una rejilla de Bragg de fibra que mantiene la polarización (PM-FBG) e interferómetro Mach-Zehnder (MZI por sus siglas en inglés) totalmente de fibra para realizar una salida de láser de 1,5 μm de longitud de onda cuádruple. Las longitudes de onda generadas están en el rango de 1534 nm a 1534,6 nm, el espacio de longitud de onda es de 0,2 nm y el ancho de línea de 3 dB es inferior a 0,05 nm. Se observa que la fluctuación de potencia es inferior a 0,912 dB y la relación señal/ruido (SNR por sus siglas en inglés) es superior a 34,9 dB a 26 °C durante un tiempo de exploración de 10 min. Se logran, experimentalmente, láseres conmutables y estables de longitud de onda simple, doble, triple y cuádruple, con un ancho de línea de 3 dB inferior a 0,05 nm, una SNR superior a 34,9 dB, obteniéndose un máximo de 4 emisiones simultáneas.

[50] Se demuestra un láser de fibra dopado con erbio de longitud de onda simple/doble, compacto, sintonizable y conmutable. El láser de fibra se puede sintonizar y cambiar de una oscilación de longitud de onda única a una de longitud de onda doble mediante el uso del filtro de peine sintonizable propuesto. El filtro de peine consta de una sección de fibra multimodo (MMF por sus siglas en inglés) enrollada en un controlador de polarización y dos secciones de fibras monomodo (SMF por sus siglas en inglés) para formar una estructura SMF/MMF/SMF, que sirve como un

interferómetro Mach-Zehnder de fibra sintonizable simple. El láser se puede sintonizar continuamente desde 1554,96 nm hasta 1564,25 nm, con un rango de sintonización de 9,3 nm, obteniéndose 2 emisiones simultáneas.

- [51] Se propone y demuestra un láser de fibra de banda ancha y sintonizable pasivamente modulado ópticamente que utiliza un absorbente saturable (SA por sus siglas en inglés) basado en seleniuro de galio (GaSe). La SA basada en GaSe está preparada por exfoliación mecánica y es capaz de generar pulsos de inicio automático que tienen una tasa de repetición máxima de 57,9 kHz y un ancho de pulso mínimo de 3,6 μ s. La energía de pulso más alta generada por el láser de pulso es de 30 nJ. El láser tiene una capacidad de sintonización de banda ancha que cubre un amplio rango de longitud de onda de 1501 nm a 1586 nm, lo que proporciona un rango de sintonización total de más de 85 nm. El láser propuesto podría utilizarse en diversas aplicaciones de medición y telecomunicaciones ópticas, con 1 emisión simultánea obtenida.

Tabla 5.1. Perspectiva de otros autores en la sintonización de láseres

5.2. Conclusiones y contribución

En la investigación realizada se cumplieron todos los objetivos trazados desde el inicio de la misma, esto es, se construyó e implementó un interferómetro Fabry-Perot integrado en la misma fibra óptica estándar SMF y se armó un láser de cavidad en forma de anillo con medio activo de fibra dopada con erbio incluyendo el interferómetro en la cavidad láser para el ajuste de pérdidas que generan las emisiones en cierta longitud de onda, por lo que se estudió analizó y modeló el sistema descrito, obteniendo como resultados la sintonización de la longitud de onda de las emisiones del láser. Las emisiones obtenidas pudieron variarse dentro del rango que va de 1525 nm a 1565 nm, este rango de sintonización abarca parte de la banda S y la banda C en las telecomunicaciones.

El método propuesto para la configuración del láser sintonizable fue simple, adecuado y compacto, lo cual impactó en el bajo costo para su implementación, de manera significativa, siendo rentable en comparación con otros métodos en trabajos reportados. Es posible agregar que este método puede emplearse para la fabricación y desarrollo de sintonización de fuentes de láseres de fibra óptica para aplicaciones en varios campos, como sistemas de interrogación, detección, comunicaciones, sistemas de redes, biológicos, Sistemas LIDAR, espectroscopia, metrología óptica, etc., para señalar algunos de los campos de aplicación más esenciales.

En el presente trabajo se ha demostrado, además, la reconfiguración de las emisiones de los láseres de fibra óptica utilizando un interferómetro Fabry-Perot modificable por fibra óptica. El interferómetro se utilizó como filtro de peine para la selección de la longitud de onda de las emisiones del láser de fibra óptica. La construcción del interferómetro se basa en el espacio entre dos extremos de SMF con caras planas dentro de un vidrio capilar, donde un extremo de la fibra está fijo y el otro extremo de la fibra está libre para desplazarse linealmente a lo largo del capilar. La interferencia es causada por

los reflejos en los extremos con caras planas SMF. A medida que se desplaza el extremo libre de SMF, se varía la separación del intervalo del interferómetro, lo que permite una reestructuración del interferómetro que provoca un cambio del período de interferencia y un cambio de longitud de onda de la interferencia generada. Cuando el interferómetro está incluido en un láser de fibra óptica en anillo, variando la distancia de separación entre los dos SMF, las pérdidas de la cavidad láser se filtran y ajustan para permitir el control del número y posición de las posibles emisiones inducidas que el láser puede tener y también, para la configuración del láser experimental utilizada en este trabajo, el método propuesto muestra para inducir emisiones de láser con variaciones insignificantes.

Como contribución, de la presente investigación se publicó un artículo, el cual fue publicado en la revista *Laser Physics*, con factor de impacto de 1.231 y que lleva por título: *Reshaping the output of fiber lasers by using a variable intra-cavity filter based on a reconfigurable Fabry-Perot interferometer*. Además, usando filtrado de cavidad laser, se presentaron otras alternativas en láseres de fibra óptica en el congreso nacional de física LXIII (Trabajo en el cual se usó un adelgazamiento de fibra óptica como filtro en la cavidad laser para presentar un sensor laser de desplazamiento) y el congreso internacional OSA Laser Congress 2020 (Trabajo en el cual se usó un adelgazamiento de fibra óptica como filtro en la cavidad para sintonizar emisiones laser). El artículo de investigación antes mencionado, se encuentra en el anexo 1.

Referencias

- [1] Salceda-Delgado, G., Martínez Rios, A., Sierra-Hernández, J., Rodríguez-Carreón, V., Toral-Acosta, D., & Selvas-Aguilar, R. (2018). Reconfiguration of the multiwavelength operation of optical fiber ring lasers by the modifiable intracavity induced losses of an in-fiber tip probe modal Michelson interferometer. *Laser Physics*, 28(3):035107.
- [2] Salceda-Delgado, G., Martínez Rios, A., Sierra-Hernández, J., Rodríguez-Carreón, V., Toral-Acosta, D., Selvas-Aguilar, R., & Álvarez-Tamayo, R. (2019). Wavelength switching and tuning of fiber lasers by using a modifiable intra-cavity filter based on a modal Michelson interferometer. *Laser Physics*, 29(6):065104.
- [3] Mary, R., Choudhury, D., & Kar, A. (2014). Applications of fiber lasers for the development of compact photonic devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(5):72–84.
- [4] Wang, M., Huang, Y., Yu, L., Song, Z., Liang, D., & Ruan, S. (2018). Multiwavelength thulium-doped fiber laser using a microfiber-optic Fabry–Perot interferometer. *IEEE Photonics Journal*, 10(4):1–8.
- [5] Dignonnet, M., & Gaeta, C. (1985). Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators. *Applied Optics*, 24(3):333–342.
- [6] Xia, L., Shum, P., & Cheng, T. (2007). Photonic generation of microwave signals using a dual-transmission-band FBG filter with controllable wavelength spacing. *Applied Physics B*, 86(1):61–64.
- [7] Lian, Y., Ren, G., Zhu, B., Gao, Y., Jian, W., & Ren, W. (2017). Switchable multiwavelength fiber laser using erbium-doped twin-core fiber and nonlinear polarization rotation. *Laser Physics Letters*, 14(5):055101.
- [8] Cheng, J., Chen, W., & Chen, G. (2016). Switchable quadruple-wavelength Erbium doped fiber laser based on a chirped fiber grating and polarization maintaining fiber. *Optics & Laser Technology*, 78:71–73.
- [9] Qian, L., Fen, D., Xie, H., & Sun, J. (2015). A novel tunable multi-wavelength Brillouin fiber laser with switchable frequency spacing. *Optics Communications*, 340:74–79.
- [10] Cheng, J., Zhang, L., Sharafudeen, K., & Qiu, J. (2014). Tunable and switchable six wavelength erbium-doped fiber ring laser. *Laser Physics*, 24(3):035102.

- [11] Yelen, K., Hickey, L., & Zervas, M. (2005). Experimentally verified modeling of erbium-ytterbium co-doped DFB fiber lasers. *Journal of lightwave technology*, 23(3):1380.
- [12] Sobon, G., Kaczmarek, P., & Abramski, K. (2012). Erbium–ytterbium co-doped fiber amplifier operating at 1550 nm with stimulated lasing at 1064 nm. *Optics Communications*, 285(7):1929–1933.
- [13] Martinez-Rios, A., Anzueto-Sanchez, G., Monzon-Hernandez, D., Salceda-Delgado, G., & Castrellon-Urbe, J. (2014). Multiwave-length switching of an EDFL by using a fixed fiber-comb filter and a broadband tunable S-bent fiber filter. *Optics & Laser Technology*, 58:197–201.
- [14] Slavik, R., Castonguay, I., LaRochelle, S., & Doucet, S. (2004). Short multiwavelength fiber laser made of a large-band distributed Fabry-Pérot structure. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(4):1017–1019.
- [15] Wei, H., Amrithanath, A., & Krishnaswamy, S. (2019). Multi-wavelength erbium doped fiber ring lasers based on an optical fiber tip interferometer. En *Optical Components and Materials XVI* (Vol. 10914, pág. 1091420).
- [16] Wang, M., Huang, Y., Yang, J., Zhang, Y., & Ruan, S. (2018). Multi-wavelength mode locked thulium-doped fiber laser based on a fiber-optic Fabry–Perot interferometer and a nonlinear optical loop mirror. *Laser Physics Letters*, 15(8):085110.
- [17] Bass, M., & Van Stryland, E. W. (s.f.). Fiber, Devices and systems for Optical Communications. En *Fiber Optics Handbook*. McGraw-Hill TELECOM ENGINEERING.
- [18] Poboril, R., Siska, P., Latal, J., Cubík, J., Smrz, M., Kepak, S., & Vasinek, V. (2014). Measuring optimal length of the amplifying fiber in different working conditions of the amplifier.
- [19] Saleh, B.E.A. y Teich, M.C. (1991). *Fundamentals of photonics*. USA: John Wiley & sons, Inc
- [20] Hecht, E. (2000). *Óptica* (3rd ed), Madrid: Adisson Wesley Iberoamericana.
- [21] Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. M., & Pedrotti, L. S. (2017). Optical Inteferometry. En *Introduction to Optics Third Edition* (pág. 199).
- [22] Dong, L., & Samson, B. (2017). En *Fiber Lasers* (págs. 179-195). Taylor & Francis Group.

- [23] Schreiber, T., Eberhardt, R., Limpert, J., & Tunnermann, A. (2012). High-Power Fiber Lasers and Amplifiers: Fundamentals High-Power Fiber Lasers and Amplifiers: Fundamentals. En *Fiber Lasers* (pág. 7).
- [24] Hecht, E. (2017). A Brief History. En *OPTICS* (págs. 9-15).
- [25] Duarte, F. (1995). Tunable Laser Complementary. En *Tunable Lasers* (pág. 4).
- [26] Han, Y., Moon, D., Chung, Y., & Lee, S. (2005). Flexibly tunable multiwavelength Raman fiber laser based on symmetrical bending method. *Optics Express*, 13(17):6330– 6335.
- [27] Li, M., Wang, M., & Li, H. (2006). Optical MEMS pressure sensor based on Fabry-Perot interferometry. *Optics Express*, 14(4):1497–1504.
- [28] Liao, C., Hu, T., & Wang, D. (2012). Optical fiber Fabry-Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing. *Optics Express*, 20(20):22813–22818.
- [29] Salceda-Delgado, G., Martinez-Rios, A., & Monzón-Hernández, D. (2012). D. Tailoring Mach-Zehnder comb-filters based on concatenated tapers. *Journal of lightwave technology*, 31(5):761–767.
- [30] Zhao, J., Huang, X., He, W., & Chen, J. (2010). High-resolution and temperature insensitive fiber optic refractive index sensor based on Fresnel reflection modulated by Fabry- Perot interference. *Journal of lightwave technology*, 28(19):2799–2803.
- [31] Morris, P., Hurrell, A., Shaw, A., Zhang, E., & Beard, P. (2009). A Fabry-Perot fiber optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(6):3611–3622.
- [32] Machavaram, V., Badcock, R., & Fernando, G. (2007). Fabrication of intrinsic fibre Fabry-Perot sensors in silica fibres using hydrofluoric acid etching. *Sensors and Actuators A: Physical*, 138(1):248–260.
- [33] Zhang, Y., Chen, X., Wang, Y., Cooper, K., & Wang, A. (2007). Microgap Multicavity Fabry-Perot Biosensor. *Journal of lightwave technology*, 25(7):1797–1804.
- [34] Ran, Z., Rao, Y., Liu, W., Liao, X., & Chiang, K. (2008). Laser-micromachined Fabry-Perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature independent measurement of refractive index. *Optics Express*, 16(3):2252– 2263.

- [35] Wei, T., Han, Y., Tsai, H., & Xiao, H. (2008). Miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer fabricated with a femtosecond laser. *Optics letters*, 33(6):536–538.
- [36] Wan, X., & Taylor, H. (2002). Intrinsic fiber Fabry-Perot temperature sensor with fiber Bragg grating mirrors. *Optics letters*, 27(16):1388–1390.
- [37] Wang, Z., Shen, F., Song, L., Wang, X., & Wang, A. (2007). Multiplexed fiber Fabry-Perot interferometer sensors based on ultrashort Bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(8):622–624.
- [38] Duan, D., Rao, Y., Hou, Y., & Zhu, T. (2012). Microbubble based fiber-optic Fabry-Perot interferometer formed by fusion splicing single-mode fibers for strain measurement. *Applied Optics*, 51(8):1033–1036.
- [39] Bianchetti, M., Sierra-Hernandez, J., Mata-Chavez, R., Gallegos-Arellano, E., Estudillo-Ayala, J., & Jauregui-Vazquez, D. (2018). Switchable multi-wavelength laser based on a core-offset Mach-Zehnder interferometer with non-zero dispersion-shifted fiber. *Optics & Laser Technology*, 104:49–55.
- [40] Pottiez, O., Martinez-Rios, A., Monzon-Hernandez, D., Salceda-Delgado, G., Hernandez-Garcia, J., & Ibarra-Escamilla, B. (2013). Multiple continuous-wave and pulsed modes of a figure-of-eight fibre laser. *Laser Physics*, 23(3):035103.
- [41] Lv, G., Ye, H., Li, J., Sun, X., & Zhang, X. (2005). Hybrid optical spectral bistability in fiber Michelson interferometer by use of a tunable fiber laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(5):1061–1063.
- [42] Sabourdy, D., Kermene, V., Desfarges-Berthelemot, A., Lefort, L., Barthelemy, A., & Even, P. (2003). Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers. *Optics Express*, 11(2):87–97.
- [43] Yu, Y., Lui, L., Tam, H., & Chung, W. (2001). Fiber-laser-based wavelength-division multiplexed fiber Bragg grating sensor system. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(7):702–704.
- [44] Zhou, M., Luo, Z., Cai, Z., Ye, C., Xu, H., & Wang, J. (2011). Switchable and tunable multiple-channel erbium-doped fiber laser using graphene-polymer nanocomposite and asymmetric two-stage fiber Sagnac loop filter. *Applied Optics*, 50(18):2940–2948.

- [45] Zhang, Z., He, J., Du, B., Guo, K., & Wang, Y. (2019). Highly sensitive gas refractive index sensor based on hollow-core photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 27(21):29649–29658.
- [46] Ignacio Garcés, J. (s.f.). *Elementos de red: amplificadores ópticos*. GTC Universidad de Zaragoza, 2008. Obtenido de Comunicaciones ópticas: http://diec.unizar.es/asignaturas/defaultWebs/11958/5_2_%2520amplificadores.pdf
- [47] Causado-Buelvas, J. D., Gómez-Cardona, N. D., Torres, P., & Gómez, J. A. (2009). Láser Sintonizable En Anillo De Fibra Óptica Dopada Con Erbio. *Revista de la Facultad de Ciencias Básicas*, 7, 1-7. Obtenido de <https://www.redalyc.org/articulo.oa?id=90312171006>
- [48] Ding, Z., Wang, Z., Zhao, C., & Wang, D. (2018). Tunable erbium-doped fiber laser based on optical fiber Sagnac interference loop with angle shift spliced polarization maintaining fibers. *Optical Fiber Technology*, 42, 1-5.
- [49] He, W., Li, D., Zhu, L., Dong, M., & Luo, F. (2017). Tunable Multi-Wavelength Erbium-Doped Fiber Laser Employing PM-FBG and Mach-Zehnder Interferometer with Optical Fiber Delay Line. *IEEE Photonics Journal*, 9(3), 1-8.
- [50] Khattak, A., Tatel, G., & Wei, L. (2018). Tunable and Switchable Erbium-Doped Fiber Laser Using a Multimode-Fiber Based Filter. *Applied Sciences*, 8(7), 1135.
- [51] Ahmad, H., Aidit, S. N., & Thambiratnam, K. (2019). 85 nm wide-band tunable erbium doped fiber laser using a gallium selenide (GaSe)-based saturable absorber for passive optical modulation. *Laser Physics Letters*(16(9)), 095101.

Anexo I

Reshaping the output of fiber lasers by using a variable intra-cavity filter based on a reconfigurable Fabry-Perot interferometer

M Torres-Torres¹, G Salceda-Delgado¹, V C Rodríguez-Carreón¹, A Martínez-Ríos², J M Sierra-Hernández³, J E Antonio-López⁴, R Amezcua-Correa⁴ and J Estudillo-Ayala³

¹Universidad Autónoma de Nuevo León, Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Pedro de Alba S/N, Ciudad Universitaria, 66455 San Nicolás de los Garza, Nuevo León, Mexico.

²Centro de Investigaciones en Óptica A. C., Loma del bosque 115, Colonia Lomas del Campestre, 37150 León, Guanajuato., Mexico.

³Universidad de Guanajuato, Departamento de Ingeniería Electrónica, División de ingenierías, Carretera Salamanca-Valle de Santiago km 3.5+1.8, Salamanca, Guanajuato, 36885, Mexico.

⁴CREOL, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, P.O. Box 162700, Orlando, FL 32816-2700 USA.

E-mail: guillermo.salcedad1@uanl.edu.mx

June 2018

Abstract. The shaping of the output laser by using a modifiable intra-cavity filter, which is based on a reconfigurable Fabry-Perot interferometer, is experimentally demonstrated. This output shaping method is carried out by using a Fabry-Perot interferometer formed by the partially reflected faces of two single-mode fibers (SMFs). The two SMFs ends are inside a capillary glass, where one is fixed, and the other one can be linearly displaced. As the free fiber is displaced, the separation distance between the planar faces is modified, which changes the interferometer properties to allow the adjustment of the laser intra-cavity losses to shape the output laser. The shaping of the output laser is focused on varying the wavelength peak number that may induce laser emissions and also shift these peaks. For the laser setup used in this work, a maximum of four simultaneous laser emissions were achieved. Also, the experimental results for a constant interferometer separation distance provide emissions with negligible variations.

PACS numbers: 42.25.Hz; 42.40.My; 42.55.Wd; 42.60.v; 42.60.Da; 42.60.Pk; 42.62.b; 42.79.e; 42.81.i; 42.81.Bm; 42.81.Wg

Keywords: Fiber lasers, Wavelength filtering devices, Erbium doped fiber, fiber design and fabrication, Fabry-Perot interferometer, tuning fiber lasers. Submitted to: *Laser*

Phys. Lett.

1. Introduction

Optical fiber lasers have been widely studied since they appear because of the significant applications and the considerable advantages they possess [1–5]. Some of the essential field applications that can be addressed to optical fiber lasers are Multi-wavelength Division Multiplexing (WDM), optical fiber communication systems and networks, Laser Imaging Detection and Ranging (LIDAR), optical sensor systems, optical testing, metrology systems for measurements, medical diagnostics, laser material processing, optical microwave photonic systems, scientific research, among others [3, 4, 6–9]. Also, regarding the considerable advantages of optical fiber lasers, it can be highlighted the following: high power, maintenance-free operation, lightweight, compactness, low-cost, narrow bandwidth, high-efficiency conversion, optical fiber compatibility, among others [10–12].

As optical fiber lasers come to have potential applications because of the unique characteristics they have, they are still objects of extensive study. One of the most crucial subjects of study about optical fiber lasers is the investigation for manipulating and controlling their emissions. To date, many efforts have been realized to manage and control the single or multiple emissions of optical fiber lasers. The most used method to manipulate the emissions of optical fiber laser is the intra-cavity loss insertion, employing a wavelength-dependent filter added in the laser cavity to induce emissions at desired wavelengths. These wavelength emissions are influenced to be induced at the wavelengths in which the wavelength-dependent filter has minimal or negligible losses. For example, to induce many emissions, filters with periodical wavelength-dependent losses (comb-filter), in which the emissions may be produced at the maximums of the transmission spectrum of the filter [13], have been employed to generate multi-wavelength optical fiber lasers. For instance, comb filters based on the Fabry-Perot [14–16], Mach-Zehnder [17, 18], Michelson [1, 19–21], and Sagnac [22] interferometers have been added to optical fiber cavity lasers to induce and control multiple laser emissions. The Fabry-Perot interferometer has been widely utilized since it shows to be an excellent sensitive optical fiber device. In addition of being used for the control of multiple emissions in optical fiber lasers, its uses include measurements of gas refractive index based on hollow-core photonic bandgap fiber [23], gas pressure based on a diaphragm [24] and drilled fibers with CO_2 laser [25], ultrasonic with a plastic membrane [26], acoustic laser sensor based on 3d printer [27], to point out some of their high applications. However, despite having complex constructions, the reported optical fiber Fabry-Perot interferometers also have fixed structures,

which leads to fixed wavelength-dependent losses. This characteristic is a definite disadvantage that limits the interferometer to certain applications. In the case of laser emission generation in optical fiber lasers, it leads to fixed wavelength emissions, which limits the optical fiber laser to applications where the emissions have to be fixed or with a limited range of variation; yet, in many ways, approaches to have variable emissions have been realized. In most cases, a wavelength shift is caused by a physical perturbation over the comb-filter interferometer [2]. The most used disturbance is the deforming of the structure of the comb-filter [28, 29]. However, the disadvantage for most of these works is that the number of shifted emissions is fixed.

In this work, reforming the number of emissions and shifting the wavelength of these emissions in an optical fiber laser is demonstrated. This reshaping is based on the intra-cavity inclusion of a Fabry-Perot interferometer with non-fixed and straightforward construction to control the cavity losses and induce a determined number of emissions that also can be wavelength displaced.

2. Fabry-Perot interferometer structure and operation principle

In figure 1, it is illustrated the non-fixed and simple constructed Fabry-Perot interferometer for the reshaping of the output optical fiber laser. In this Fabry-Perot interferometer, the interference is produced by two Fresnel reflections of the incident light caused by the parallel planar face ends of two SMFs. Figure 1(a) shows the schematic of the interferometer structure and the light behavior, while Figure 1(b) shows a microscopic image of the interferometer.

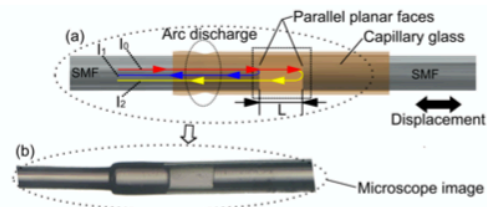


Figure 1. (a) Fabry-Perot interferometer structure and light behavior, (b) interferometer microscope image.

The interferometer structure is composed of two standard SMF ends ($125 \mu\text{m}$ of diameter). These ends have 90° flat-faced, which were obtained by simple cleave the SMFs with a typical optical fiber cleaver. The ends are fitted inside a home-made F-300 material capillary glass with $\sim 125 \mu\text{m}$ and $\sim 140 \mu\text{m}$ of inner and outer diameter, respectively. As the capillary glass inner diameter and the SMF diameter are very

close, the SMF inside the capillary is supported and fixed by the internal walls of the capillary, and the only movement the fiber inside the capillary can do is longitudinal. One fiber inside the capillary is fused to the capillary glass by an arc discharge from a fusion splicing machine, thus producing that fiber being fixed to the structure. The other fiber end inside the capillary is not fused to the capillary, so it can be linearly displaced to varying the distance L between the two parallel planar face ends (see figure 1a)). Also, the other SMF end of this free SMF was cut in an angle to avoid unnecessary reflections (see figure 2).

The intensity of the light which travels through the Fabry-Perot interferometer structure can be approximated to an interferometer with two interfering beams [30,31]:

$$I \approx I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (2.1)$$

Where I_1 and I_2 are the intensity of the reflected beams on the two parallel end faces of the SMFs in the Fabry-Perot structure. I_0 is the beam that enters the interferometer. I_1 is the beam reflected by the first face end, and I_2 is the beam reflected by the second face end, and $\Delta\phi$ is the phase difference between the two reflected beams which is equal to:

$$\Delta\phi(\lambda, L) = \left(\frac{4\pi n L}{\lambda} + \phi_0 \right) \quad (2.2)$$

Where λ is the wavelength of the incident beams, n is the refractive index of the gap between the fiber ends, L is the gap separation length, and ϕ_0 is the initial phase difference between beams.

It can be observed from equation 2.2, that the intensity (equation 2.1) is dependent on the gap separation, L , between the optical fiber ends. Consequently, any change in this parameter will cause a phase difference change that will be reflected in an intensity alteration at every wavelength value of the interferometer spectrum, manifesting as wavelength shift as well. This wavelength shift is towards shorter wavelengths when the separation distance decreases and, conversely, a wavelength shift to longer wavelengths when the separation distance increases [32]. The separation distance that causes a phase difference of 2π , for a wavelength of 1550 nm, is $1.55/2 \mu\text{m} = 0.775 \mu\text{m}$. In this $0.775 \mu\text{m}$ displacement, one peak moves to the place of the adjacent peak, and in that length range, the wavelength will take a minimal and maximum value caused by constructive and destructive interference. Consequently, the wavelength shift of the Fabry-Perot interferometer peaks can be approximated to:

$$\Delta\lambda \approx \frac{FSR}{0.775} \text{nm}/\mu\text{m} \quad (2.3)$$

Where FSR is the separation between two adjacent fringes on the interferometer spectrum. As the spectral response of the interferometer is a periodic modulation, the FSR is another essential factor to consider. This spectral separation can be described as [30]:

$$FSR \approx \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (2.4)$$

The FSR is dependent on the gap length separation L so that an increase of L will produce a decrease of the fringe separation and vice versa. This periodic modulation in the interfered response of the interferometer is the corresponding to a comb filter [33].

It is important to note that the proposed Fabry-Perot structure fabrication is simple, suitable, and cost-effective when compared with other reported works. Such as, Fabry-Perot interferometer structures based on depositions of thin films [34, 35], chemical etching [36, 37], micro-machining [38, 39], the use of FBGs [40, 41], and the generation of bubbles [42]. Unlike other Fabry-Perot structures mentioned above, the proposed interferometer structure only requires a capillary fiber, two planar faced SMF ends, and a fusion splicing machine to its simple construction and manufacturing process.

3. Experimental setup and interferometer manipulation

An optical circulator is used to feed and collect light to and from the interferometer since the interferometer structure has the light input and output in the same fiber (see figure 2). The proposed Fabry-Perot interferometer structure enables reconfiguration of its construction by the capability of changing the fiber gap separation between the planar optical fiber ends. To modify this gap separation in a controlled way, the opposite end of the corresponding SMF fused to the capillary glass was placed in a fixed optical fiber holder, and the free fiber of the interferometer structure was placed in a holder mounted in a linear translation stage with a resolution of $5 \mu\text{m}$. In this manner, by displacing the linear translation stage, the free optical fiber moves to adjust the gap separation of the Fabry-Perot interferometer structure.

Figure 3 shows the incorporation of the Fabry-Perot interferometer into the used optical fiber laser setup in a ring configuration. The active media is ~ 4.4 meters of Erbium-doped fiber with absorption of 4.5-5.5 dB/m @ 980 nm and 5.4-7.1dB/m @ 1531nm (Thorlabs M5-980-125). The laser cavity ring is conformed by a WDM, an isolator, the erbium-doped fiber, a polarization controller, a circulator, and a 90:10 coupler. A 980 nm pump diode pumps the cavity (with

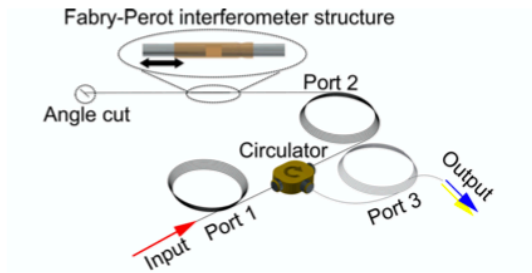


Figure 2. Fabry-Perot interferometer structure attached to an optical circulator to enable the input and output of the Fabry-Perot interferometer.

around 250mW of optical power at 400 mA) through the WDM, and the 90:10 coupler enables the output laser through the 10% fiber port. Also, the optical fiber circulator enables the inclusion of the Fabry-Perot interferometer to induce the intra-cavity losses and allow the reshaping of the laser output.

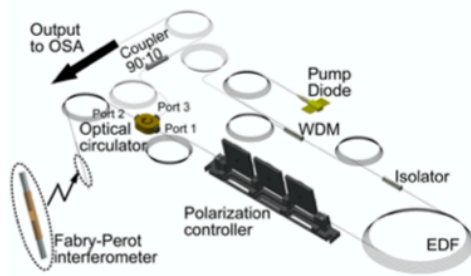


Figure 3. Experimental laser setup with the included Fabry-Perot interferometer.

4. Experimental results

As the free SMF of the optical fiber Fabry-Perot interferometer structure moves away from the fixed SMF, the separation between the parallel planar faces increases. This separation change causes the period (or FSR) of the interferometer to decrease. In figure 4, it is shown the curve that describes the period as a function of the gap separation between the SMF ends of the interferometer structure. Also, spectra for gap separations of 100, 200, and 300 μm are inset in this figure 4. The spectra were taken directly from the port three of the optical circulator by connecting this port to an Optical Spectrum Analyzer (OSA), while port one and port two were connected to a super-luminescent diode and the Fabry-Perot structure, respectively. From figure 4, it is clear to note that the period of the spectrum of the interferometer decreases as the

separation of the two fiber ends increases, which is following equation 2.4.

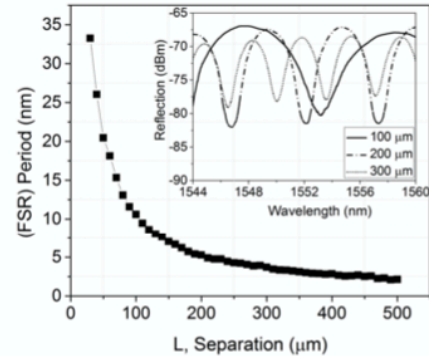


Figure 4. Separation versus period (FSR) of the comb-filter Fabry-Perot interferometer. Inset is the spectra for 100, 200, and 300 μm of separation between fiber ends of the interferometer structure.

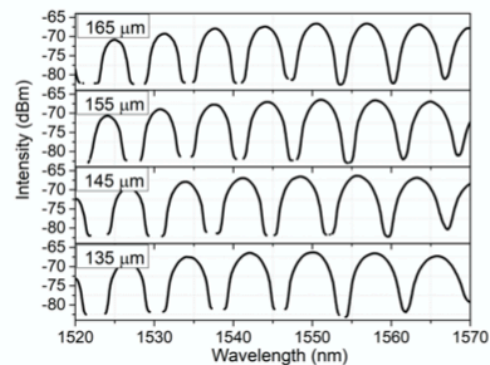


Figure 5. Fabry-Perot interferometer spectra for separation distances from 135 to 165 μm with 10 μm of step.

Figure 5 shows the interference fringes for interferometer separation distances from 135 to 165 μm with 10 μm of step. From figure 5, it is observed how the change in the interferometer separation distance causes a spectral rearrangement which is related to the change in period and the wavelength shift caused for the restructuring of the interferometer when changing the separation distance. The offset of the Fabry-Perot peaks is around $10/0.775\text{FSR}=12.9\text{FSR}$ for the 5 μm step, and the fringe separation FSR decreases as illustrated in figure 4.

As illustrated in figure 3, the Fabry-Perot interferometer was included in a ring cavity erbium-

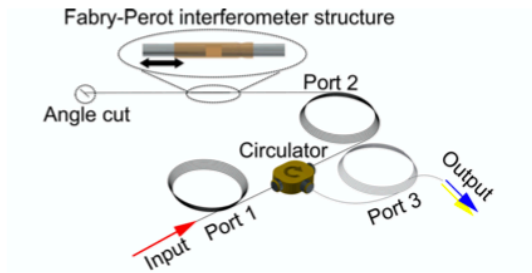


Figure 2. Fabry-Perot interferometer structure attached to an optical circulator to enable the input and output of the Fabry-Perot interferometer.

around 250mW of optical power at 400 mA) through the WDM, and the 90:10 coupler enables the output laser through the 10% fiber port. Also, the optical fiber circulator enables the inclusion of the Fabry-Perot interferometer to induce the intra-cavity losses and allow the reshaping of the laser output.

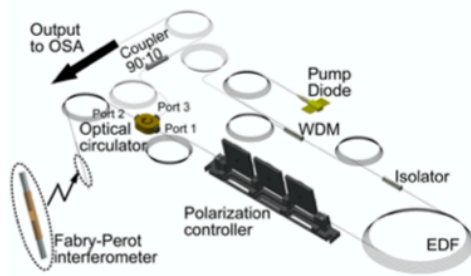


Figure 3. Experimental laser setup with the included Fabry-Perot interferometer.

4. Experimental results

As the free SMF of the optical fiber Fabry-Perot interferometer structure moves away from the fixed SMF, the separation between the parallel planar faces increases. This separation change causes the period (or FSR) of the interferometer to decrease. In figure 4, it is shown the curve that describes the period as a function of the gap separation between the SMF ends of the interferometer structure. Also, spectra for gap separations of 100, 200, and 300 μm are inset in this figure 4. The spectra were taken directly from the port three of the optical circulator by connecting this port to an Optical Spectrum Analyzer (OSA), while port one and port two were connected to a super-luminescent diode and the Fabry-Perot structure, respectively. From figure 4, it is clear to note that the period of the spectrum of the interferometer decreases as the

separation of the two fiber ends increases, which is following equation 2.4.

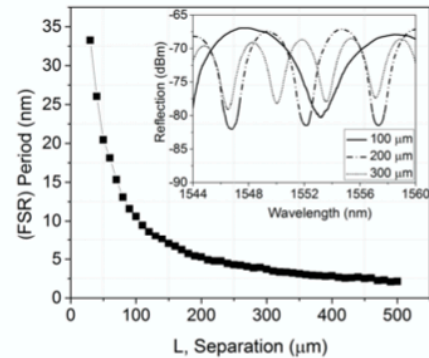


Figure 4. Separation versus period (FSR) of the comb-filter Fabry-Perot interferometer. Inset is the spectra for 100, 200, and 300 μm of separation between fiber ends of the interferometer structure.

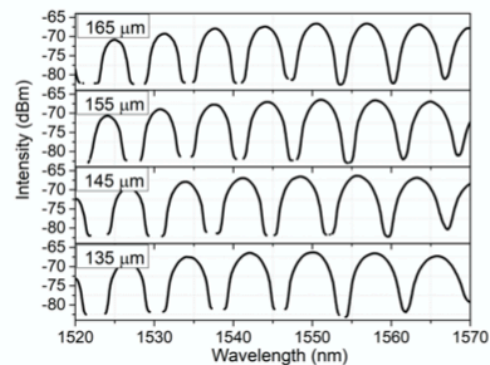


Figure 5. Fabry-Perot interferometer spectra for separation distances from 135 to 165 μm with 10 μm of step.

Figure 5 shows the interference fringes for interferometer separation distances from 135 to 165 μm with 10 μm of step. From figure 5, it is observed how the change in the interferometer separation distance causes a spectral rearrangement which is related to the change in period and the wavelength shift caused for the restructuring of the interferometer when changing the separation distance. The offset of the Fabry-Perot peaks is around $10/0.775\text{FSR}=12.9\text{FSR}$ for the 5 μm step, and the fringe separation FSR decreases as illustrated in figure 4.

As illustrated in figure 3, the Fabry-Perot interferometer was included in a ring cavity erbium-

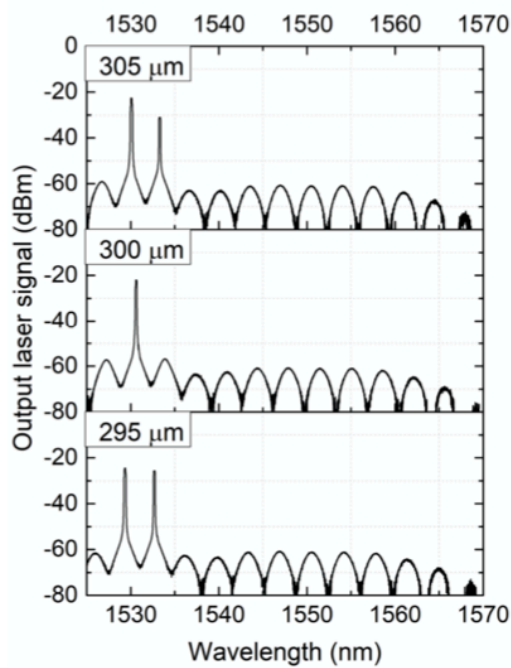


Figure 8. Output laser signal of the laser setup with separation interferometer distances from 295 to 305 μm with a step of 5 μm .

laser signal for each displacement value from 30 to 495 μm with 5 μm of step were recorded and graphed. When the wavelength peak induces a laser emission, the graphed point was gray circled. The resulting graphs for the separation distance variations are shown from figure 9 to figure 13. In these figures, it is also indicated the number of induced emissions for every distance separation, what means that there can be laser generation in the intermediate values of the presented separation distances of the Fabry-Perot interferometer. As the separation of the SMF ends increases to longer distances, the interference disappears because the reflected intensity I_2 becomes weaker, and the output of the interferometer at a certain length is the reflected intensity I_1 only (see figure 1). Experimentally, it was found that the distance over which the effect of the interference disappears completely is around 4.75 mm. From figure 10, it is also observed that the maximum simultaneous laser emissions were four, and they were presented for gap separation distances ranging around 120 μm .

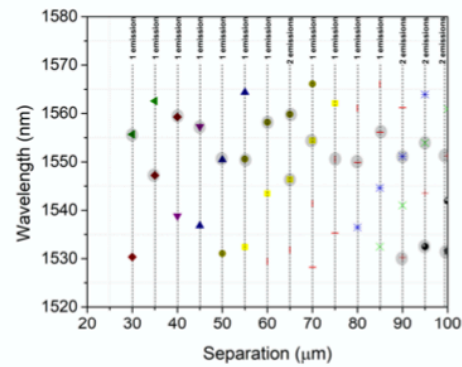


Figure 9. Peak tracking of the output laser signal for separation interferometer distances ranging from 30 to 100 μm with a step of 5 μm . The number of induced emissions is also indicated to every gap separation distance, and these induced emissions are gray circled.

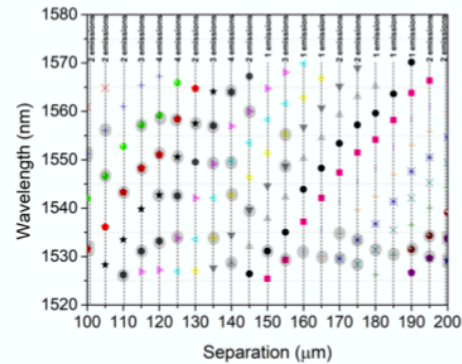


Figure 10. Peak tracking of the output laser signal for separation interferometer distances ranging from 100 to 200 μm with a step of 5 μm . The number of induced emissions is also indicated to every gap separation distance, and these induced emissions are gray circled.

5. Laser stability

To investigate the stability of the laser, the laser output signal was recorded every 10 minutes for approximately one hour. First, it was done for an interferometer distance separation of 100, and then for a separation distance of 250 μm . The laser output signal spectra are shown in figures 14(a) and 15(a) for the distances of 100 and 150 μm , respectively. The tracked wavelength and the laser emission intensity were graphed in figures 14(b) and 15(b) for the distances of 100 and 150 μm , respectively. In figure 14(a), for the case of 100 μm , it can be observed just one induced line emission ($\lambda \sim$

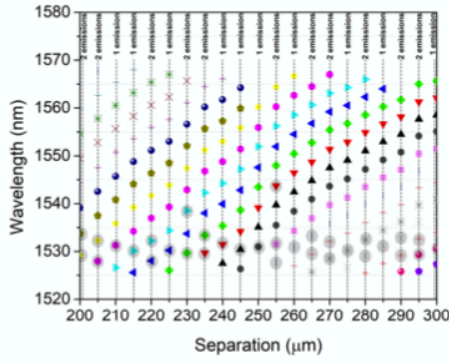


Figure 11. Peak tracking of the output laser signal for separation interferometer distances ranging from 200 to 300 μm with a step of 5 μm . The number of induced emissions is also indicated to every gap separation distance, and these induced emissions are gray circled.

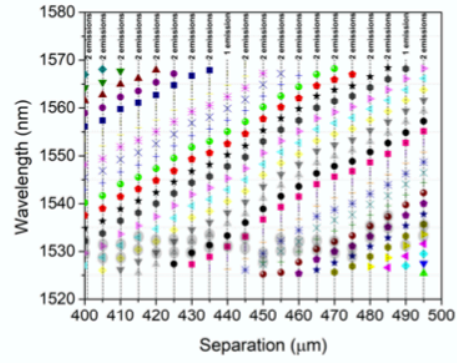


Figure 13. Peak tracking of the output laser signal for separation interferometer distances ranging from 400 to 495 μm with a step of 5 μm . The number of induced emissions is also indicated to every gap separation distance, and these induced emissions are gray circled.

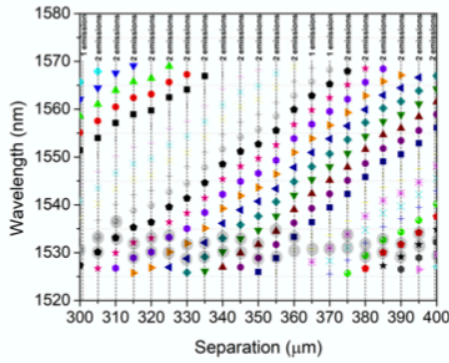


Figure 12. Peak tracking of the output laser signal for separation interferometer distances ranging from 300 to 400 μm with a step of 5 μm . The number of induced emissions is also indicated to every gap separation distance, and these induced emissions are gray circled.

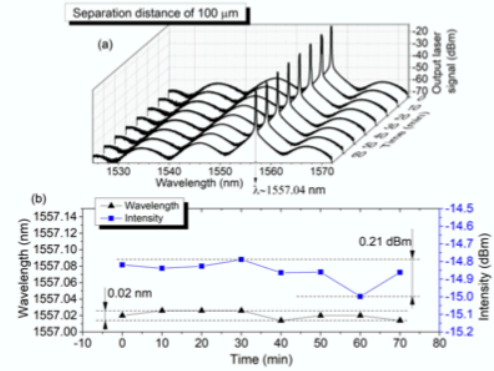


Figure 14. (a) Output laser signal spectra for an interferometer separation distance of 100 μm every 10 minutes for 70 minutes in total; (b) Intensity and wavelength of line emission versus time.

1557.04 nm), with maximum variations of 0.21 dBm and 0.02 nm for intensity and wavelength, respectively (see figure 14(b)).

In figure 15(a), for the case of 150 μm , two laser lines were induced (lasing 1 \sim 1553.73, and lasing 2 \sim 1560.54 nm) with wavelength variations of around 0.03 nm and 0.08 nm, respectively for lasing 1 and lasing 2. And intensity variations of around 2.88 and 2.86 dBm, respectively for lasing 1 and lasing 2 (see figure 15(b)).

6. Discussion

When including the interferometer in the laser cavity with the intention of controlling the emissions of the optical fiber laser, the interferometer acts as a comb-filter to modulate the losses in the cavity laser, and shape the output laser enabling a selection of the possible induced emissions at the output laser signal maximum wavelength peaks. This reshaping method is based on controlling the gap separation between the SMF face ends of the Fabry-Perot interferometer. The gap separation was experimentally controlled by a linear motor with a rough step of 5 μm , which is much larger than $\lambda/2$. Due to this long separation,

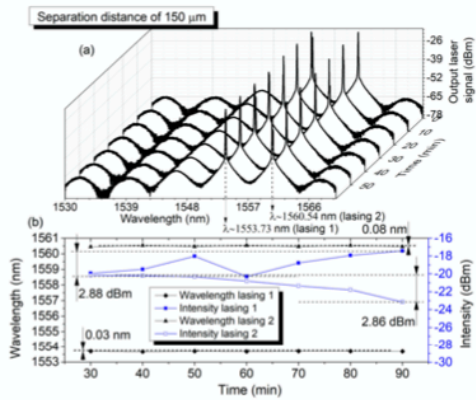


Figure 15. (a) Output laser signal spectra for an interferometer separation distance of $150 \mu\text{m}$ every 10 minutes for 60 minutes in total; (b) Intensity and wavelength of line emissions versus time.

the Moiré effect may appear in the performance of the interferometer in the laser, and the offset of the generation peaks seems smaller. However, even though the phenomenon of Moiré may probably be present in the proposed laser reshaping method, the experimental results show that the behavior of the interferometer and its application for the stimulation of emissions in optical fiber lasers are repeatable and stable with negligible variations.

When the interferometer separation distance is in the range around of 0 to $40 \mu\text{m}$, the induced modulation by the interferometer on the laser output is not enough to break the homogeneous gain competition, and several random laser lines are appearing. Consequently, the induced modulated shape on the output signal laser is barely noticeable (see figure 6 for separation distances from 0 to $25 \mu\text{m}$). This characteristic is due to the extended period that corresponds to small values of the interferometer distance separation, that there are similar gain values at several wavelengths in all the range, which involves the wavelength values between two large separated minimums of a peak of the interference fringes. However, this disadvantage starts to disappear as the interferometer distance values increases; from distance values bigger than 40, the period begins to be more noticeable in the laser output signal. For the used optical fiber laser setup configuration in this work, the necessary optimal conditions that led to induce the maximum simultaneous laser line emissions were for an interferometer separation distance of around $120 \mu\text{m}$ (see figure 10), where a maximum of four emissions were achieved. Figure 16 shows the output laser signal from 120 to $145 \mu\text{m}$ with $5 \mu\text{m}$ step.

The conditions for the experiments realized in

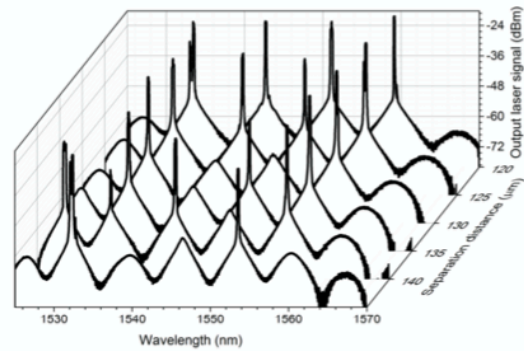


Figure 16. Output laser signal for interferometer distances ranging from 120 to $145 \mu\text{m}$ with a step of $5 \mu\text{m}$, where four emissions are induced for 120 and $125 \mu\text{m}$.

this work, such as the properties of the Erbium-doped fiber, the pumping conditions, and the used optical fiber devices, which are combined with the induced cavity losses modulated with period values closer to 8.6 nm (corresponding to separation distances of $\sim 120 \mu\text{m}$), generates the optimal circumstances to enable the induction of the maximum simultaneous laser emissions, in this case, four simultaneous laser line emissions. These circumstances can be modified by changing those conditions mentioned above to encounter emissions in another range of wavelength or more simultaneous wavelength lines emitting at the same time, the more critical condition to change is especially the doped fiber or the use of an extra filter, which modifies the spectral gain shape to favor the induction of a maximized number of emissions in the desired wavelength range and gap separation distance of the interferometer. Since the combination of the spectrum filter (Fabry-Perot interferometer) with the spectrum gain of the doped fiber generates an adequate gain level around the wavelengths where the emissions can be induced.

Talking about laser stability, for the conditions of the experiments in this work, the proposed method shows to induce emissions with maximal variations of $\sim 0.08 \text{ nm}$ in wavelength and $\sim 2.86 \text{ dBm}$ in intensity. The most significant variation is in intensity. However, the intensity variation can be easily corrected by feedback compensation control schemes. And the variations in wavelength may be considered relatively small for laser sources approximately stable. Nevertheless, these variations may be reduced by improving the quality of the optical fiber laser components together with the adequate assembly of prototypes, which enhance the laser functionality within appropriate systems that promote optimal

and suitable environmental conditions for the proper desired functioning of the stability of the optical fiber laser.

Another aspect that is important to point out is that there may observe some mismatch between the maximums of the interferometer spectrum and the wavelength peak position of the output laser signal for a determined equal separation distance of the Fabry-Perot interferometer (see inset in figure 7). These discrepancies may be due not only to the presence of the Moiré effect but also in part because the spectra measurements were taken separately, this is; first, the output spectra of the laser for all the separation distances were taken, then the spectra of all separation distances of the interferometer were taken. As the linear movement stage which moves the fiber to control the separation distance has a resolution of $5 \mu m$, it is challenging to ensure precisely the same length separation for different measurement cycles due to very small differences in distance presented for equal distances in different cycles of measurement.

7. Conclusions

The reshaping of optical fiber lasers using an optical fiber modifiable Fabry-Perot interferometer has been demonstrated. The interferometer is used as a comb filter for the wavelength selection of the emissions of the optical fiber laser. The construction of the interferometer is based on the gap between two planar faced ends of SMFs inside of a capillary glass, where one fiber end is fixed, and the other fiber end is free to linearly displacement along the capillary. The interference is caused by the reflections on the SMF planar faced ends. As the free SMF end is displaced, the gap separation of the interferometer is varied, enabling a restructuring of the interferometer that causes a change of the interference period and a wavelength shift of the generated interference. When the interferometer is included in a ring Erbium optical fiber laser, by varying the distance of the separation between the two SMFs, the laser cavity losses are filtered and adjusted to enable the control of the number and position of the possible induced emissions that the laser may have and also, for the experimental laser setup used in this work, the proposed method shows to induce laser emissions with negligible variations.

The proposed method is based on a Fabry-Perot structure whose fabrication is simple, suitable, and cost-effective compared with other reported works. It can be employed for the fabrication and development of tuning optical fiber lasers sources for applications in several fields just as interrogation systems, sensing, communications, networking systems, biological,

LIDAR systems, spectroscopy, optical metrology, and so on, to point out some of the more essential applications fields.

Acknowledgments

This work was supported in part by the SEP-PRODEP of Mexico under project DSA103.5/16/10510, also by the Support Program for Scientific And Technological Research by Autonomous University of Nuevo León under project PAICYT 2020 with the name "Caracterización de dispositivos y láseres de fibra óptica para aplicaciones de sensado" (CE1143-20).

References

- [1] Salceda-Delgado G, Martínez-Ríos A, Sierra-Hernández J, Rodríguez-Carreón V, Toral-Acosta D, Selvas-Aguilar R, et al. Reconfiguration of the multiwavelength operation of optical fiber ring lasers by the modifiable intra-cavity induced losses of an in-fiber tip probe modal Michelson interferometer. *Laser Physics*. 2018;28(3):035107.
- [2] Salceda-Delgado G, Martínez-Ríos A, Sierra-Hernández J, Rodríguez-Carreón V, Selvas-Aguilar R, Álvarez-Tamayo R, et al. Wavelength switching and tuning of fiber lasers by using a modifiable intra-cavity filter based on a modal Michelson interferometer. *Laser Physics*. 2019;29(6):065104.
- [3] Mary R, Choudhury D, Kar AK. Applications of fiber lasers for the development of compact photonic devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2014;20(5):72–84.
- [4] Wang M, Huang Y, Yu L, Song Z, Liang D, Ruan S. Multiwavelength thulium-doped fiber laser using a micro fiber-optic Fabry-Perot interferometer. *IEEE Photonics Journal*. 2018;10(4):1–8.
- [5] Dignonnet MJ, Gaeta C. Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators. *Applied Optics*. 1985;24(3):333–342.
- [6] Xia L, Shum P, Cheng T. Photonic generation of microwave signals using a dual-transmission-band FBG filter with controllable wavelength spacing. *Applied Physics B*. 2007;86(1):61–64.
- [7] Lian Y, Ren G, Zhu B, Gao Y, Jian W, Ren W, et al. Switchable multiwavelength fiber laser using erbium-doped twin-core fiber and nonlinear polarization rotation. *Laser Physics Letters*. 2017;14(5):055101.
- [8] Cheng J, Chen W, Chen G. Switchable quadruple-wavelength Erbium-doped fiber laser based on a chirped fiber grating and polarization-maintaining fiber. *Optics & Laser Technology*. 2016;78:71–73.
- [9] Qian L, Fen D, Xie H, Sun J. A novel tunable multi-wavelength Brillouin fiber laser with switchable frequency spacing. *Optics Communications*. 2015;340:74–79.
- [10] Cheng J, Zhang L, Sharafudeen K, Qiu J. Tunable and switchable six-wavelength erbium-doped fiber ring laser. *Laser Physics*. 2014;24(3):035102.
- [11] Yelen K, Hickey LM, Zervas MN. Experimentally verified modeling of erbium-ytterbium co-doped DFB fiber lasers. *Journal of lightwave technology*. 2005;23(3):1380.
- [12] Sobon G, Kaczmarek P, Abramski KM. Erbium-ytterbium co-doped fiber amplifier operating at 1550 nm with stimulated lasing at 1064 nm. *Optics Communications*. 2012;285(7):1929–1933.

- [13] Martínez-Ríos A, Anzueto-Sánchez G, Monzon-Hernández D, Salceda-Delgado G, Castellón-Urbe J. Multiwavelength switching of an EDFL by using a fixed fiber-comb filter and a broadband tunable S-bent fiber filter. *Optics & Laser Technology*. 2014;58:197–201.
- [14] Slavik R, Castonguay I, LaRochelle S, Doucet S. Short multiwavelength fiber laser made of a large-band distributed Fabry-Pérot structure. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2004;16(4):1017–1019.
- [15] Wei H, Amrithanath AK, Krishnaswamy S. Multi-wavelength erbium-doped fiber ring lasers based on an optical fiber tip interferometer. In: *Optical Components and Materials XVI*. vol. 10914. International Society for Optics and Photonics; 2019. p. 1091420.
- [16] Wang M, Huang Y, Yang J, Zhang Y, Ruan S. Multi-wavelength mode-locked thulium-doped fiber laser based on a fiber-optic Fabry-Pérot interferometer and a nonlinear optical loop mirror. *Laser Physics Letters*. 2018;15(8):085110.
- [17] Bianchetti M, Sierra-Hernandez J, Mata-Chavez R, Gallegos-Arellano E, Estudillo-Ayala J, Jauregui-Vazquez D, et al. Switchable multi-wavelength laser based on a core-offset Mach-Zehnder interferometer with non-zero dispersion-shifted fiber. *Optics & Laser Technology*. 2018;104:49–55.
- [18] Pottiez O, Martínez-Ríos A, Monzon-Hernández D, Salceda-Delgado G, Hernández-García J, Ibarra-Escamilla B, et al. Multiple continuous-wave and pulsed modes of a figure-of-eight fibre laser. *Laser Physics*. 2013;23(3):035103.
- [19] Lv G, Ye H, Li J, Sun X, Zhang X. Hybrid optical spectral bistability in fiber Michelson interferometer by use of a tunable fiber laser. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2005;17(5):1061–1063.
- [20] Sabourdy D, Kermène V, Desfarges-Berthelemot A, Lefort L, Barthélémy A, Even P, et al. Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers. *Optics Express*. 2003;11(2):87–97.
- [21] Yu Y, Lui L, Tam H, Chung W. Fiber-laser-based wavelength-division multiplexed fiber Bragg grating sensor system. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2001;13(7):702–704.
- [22] Zhou M, Luo Z, Cai Z, Ye C, Xu H, Wang J. Switchable and tunable multiple-channel erbium-doped fiber laser using graphene-polymer nanocomposite and asymmetric two-stage fiber Sagnac loop filter. *Applied optics*. 2011;50(18):2940–2948.
- [23] Zhang Z, He J, Du B, Guo K, Wang Y. Highly sensitive gas refractive index sensor based on hollow-core photonic bandgap fiber. *Optics express*. 2019;27(21):29649–29658.
- [24] Zhang L, Jiang Y, Gao H, Jia J, Cui Y, Ma W, et al. A diaphragm-free fiber Fabry-Pérot gas pressure sensor. *Review of Scientific Instruments*. 2019;90(2):025005.
- [25] Li Z, Zhang YX, Zhang WG, Kong LX, Yan TY, Geng PC, et al. High-Sensitivity Gas Pressure Fabry-Pérot Fiber Probe With Micro-Channel Based on Vernier Effect. *Journal of Lightwave Technology*. 2019;37(14):3444–3451.
- [26] Yin X, Shen Y, Su D, Shao Z. High-spatial-resolution ultrasonic sensor using a fiber-optic Fabry-Pérot interferometer. *Optics Communications*. 2019;453:124422.
- [27] Wei H, Krishnaswamy S. Femtosecond laser fabricated Fabry-Pérot sensors on optical fiber tip for acoustic sensor. In: *Health Monitoring of Structural and Biological Systems XIII*. vol. 10972. International Society for Optics and Photonics; 2019. p. 1097215.
- [28] Han YG, Moon DS, Chung Y, Lee SB. Flexibly tunable multiwavelength Raman fiber laser based on symmetrical bending method. *Optics express*. 2005;13(17):6330–6335.
- [29] Álvarez-Tamayo R, Durán-Sánchez M, Prieto-Cortés P, Salceda-Delgado G, Castillo-Guzmán A, Selvas-Aguilar R, et al. All-fiber laser curvature sensor using an in-fiber modal interferometer based on a double clad fiber and a multimode fiber structure. *Sensors*. 2017;17(12):2744.
- [30] Liao C, Hu T, Wang D. Optical fiber Fabry-Pérot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing. *Optics express*. 2012;20(20):22813–22818.
- [31] Shen F, Wang A. Frequency-estimation-based signal-processing algorithm for white-light optical fiber Fabry-Pérot interferometers. *Applied optics*. 2005;44(25):5206–5214.
- [32] Li M, Wang M, Li H. Optical MEMS pressure sensor based on Fabry-Pérot interferometry. *Optics Express*. 2006;14(4):1497–1504.
- [33] Salceda-Delgado G, Martínez-Ríos A, Monzón-Hernández D. Tailoring Mach-Zehnder comb-filters based on concatenated tapers. *Journal of lightwave technology*. 2012;31(5):761–767.
- [34] Zhao JR, Huang XG, He WX, Chen JH. High-resolution and temperature-insensitive fiber optic refractive index sensor based on Fresnel reflection modulated by Fabry-Pérot interference. *Journal of lightwave technology*. 2010;28(19):2799–2803.
- [35] Morris P, Hurrell A, Shaw A, Zhang E, Beard P. A Fabry-Pérot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2009;125(6):3611–3622.
- [36] Machavaram V, Badcock R, Fernando G. Fabrication of intrinsic fibre Fabry-Pérot sensors in silica fibres using hydrofluoric acid etching. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2007;138(1):248–260.
- [37] Zhang Y, Chen X, Wang Y, Cooper KL, Wang A. Microgap Multicavity Fabry-Pérot Biosensor. *Journal of lightwave technology*. 2007;25(7):1797–1804.
- [38] Ran ZL, Rao YJ, Liu WJ, Liao X, Chiang KS. Laser-micromachined Fabry-Pérot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature-independent measurement of refractive index. *Optics express*. 2008;16(3):2252–2263.
- [39] Wei T, Han Y, Tsai HL, Xiao H. Miniaturized fiber inline Fabry-Pérot interferometer fabricated with a femtosecond laser. *Optics letters*. 2008;33(6):536–538.
- [40] Wan X, Taylor HF. Intrinsic fiber Fabry-Pérot temperature sensor with fiber Bragg grating mirrors. *Optics letters*. 2002;27(16):1388–1390.
- [41] Wang Z, Shen F, Song L, Wang X, Wang A. Multiplexed fiber Fabry-Pérot interferometer sensors based on ultrashort Bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2007;19(8):622–624.
- [42] Duan DW, Rao Yj, Hou YS, Zhu T. Microbubble based fiber-optic Fabry-Pérot interferometer formed by fusion splicing single-mode fibers for strain measurement. *Applied optics*. 2012;51(8):1033–1036.