



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---

---

División de Ingenierías  
Campus Irapuato - Salamanca

“Láser de fibra sintonizable de múltiples longitudes de onda utilizando fibra de cristal fotónico”

TESIS PROFESIONAL

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
*DOCTOR EN INGENIERÍA ELÉCTRICA*

PRESENTA:

M. en I. Juan Manuel Sierra Hernández

ASESORES:

Dr. Roberto Rojas Laguna

Dr. Everardo Vargas Rodríguez

SALAMANCA, GTO.

OCTUBRE, 2014

# **Láser de fibra sintonizable de múltiples longitudes de onda utilizando fibra de cristal fotónico**

Por

M. en I. Juan Manuel Sierra Hernández

Dr. Roberto Rojas Laguna.

Co-ASESOR: Dr. Everardo Vargas Rodríguez.

Universidad de Guanajuato, DICIS

Octubre 2014

## **Resumen**

En este trabajo se presenta un láser de fibra sintonizable de múltiples longitudes de onda en configuración de anillo, utilizando como filtro selector de longitud de onda un interferómetro multimodal tipo Mach-Zehnder. El interferómetro, fue hecho con un segmento de 7 cm de fibra de cristal fotónico (PCF, Photonics Crystal Fiber). La fibra de cristal fotónico es de núcleo sólido. El láser propuesto puede trabajar en una, dos y tres líneas, esto se logró ajustando un controlador de polarización y también trabaja en una dos y tres líneas ajustando el radio de curvatura sobre el interferómetro. La estabilidad del sistema es investigada en forma experimental.

**PALABRAS CLAVE:** Láseres de fibra, fibra de cristal fotónico, Amplificador de fibra dopada con erbio, interferómetro Mach-Zehnder.

# **Tunable multi-wavelength fiber laser using a photonic crystal fiber**

by

M. en I. Juan Manuel Sierra Hernández

Dr. Roberto Rojas Laguna.

Co-ADVISOR: Dr. Everardo Vargas Rodríguez.

Universidad de Guanajuato, DICIS

Octubre 2014

## **Abstract**

In this work a tunable multi-wavelength ring erbium doped fiber laser, based on a Mach-Zehnder interferometer is presented. Here the interferometer is achieved by splicing a piece of photonic crystal fiber (PCF) between two segments of a single mode fiber. The laser can emit a single, double, triple or quadruple line, which can be tuned from 1530 a 1560 nm by controlling the polarization state or changing the curvature radius in the Mach-Zehnder. Finally, it is shown, experimental results, that the laser has high stability at room temperature.

**KEY WORDS:** Fiber laser, Photonic crystal fiber, Mach-Zehnder interferometer.

# *Agradecimientos...*

Antes que nada quiero agradecerle a Dios este logro obtenido, por ser él la fuente que me ilumina y me da fuerza para seguir adelante en esos momentos difíciles. Gracias Señor por guiarme y por darme la oportunidad de terminar éste proyecto.

A mi esposa M.I. Eloisa Gallegos Arellano, por siempre estar a mi lado apoyándome en los momentos más difíciles, por su confianza, amor y comprensión, eres una de las cosas mas importante en mi vida siempre recuérdalo.

A mi hijo Juan Manuel Sierra Gallegos, por ser lo que más amo en mi vida, porque por ti me levanto cada día a dar lo mejor de mí.

A mi familia, por creer en mí y tener paciencia en esos momentos de ausencias. Muy en especial a mis padres, Luz María Hernández Hernández y Juan Manuel Sierra Pérez, por enseñarme que el trabajo y la dedicación lo vence todo, también por enseñarme a no tenerle miedo a la vida, este logro es mas de ustedes que mío doy gracias a Dios por dárme los como padres, los amo mucho. A mis hermanos: Karina, Fernando, Hilda. A mi cuñado(a): Alberto, Angélica. Sobrinos Uriel, Juan Fernando, Luz Angélica, los quiero mucho.

A mis amigos, Iván Israel, David Fernando y esposa Mago, Gerardo y esposa Erika, Jesús Ernesto, Guillermo, Noé, Antonio, José Luis, Sandra, Natalia, Marlen, Daniel por cada palabra de aliento y por todos los momentos que me han regalado, gracias por su amistad.

A mis compañeros de doctorado, Daniel, Ivan, Sheila, Ricardo, Alejandro, Jesús, Luis, Daniel, y a toda la gente de Yuriría.

A mis profesores de doctorado, Dr. Oscar Ibarra, Dr. Víctor Ayala, Dr. José Ruiz Pinales, Dr. Yuriy Schmaly, Dr. Eduardo Cabal, Dr. Juan Gabriel Aviña, en especial al grupo de Optoelectrónica: Dr. Edgar Alvarado, Dra. Mónica Trejo, Dr. Everardo Vargas, Dra. Ruth I. Mata Chávez, Dr. José A. Andrade, Dr. Julián M. Estudillo.

A mi asesor, Dr. Roberto Rojas Laguna por el apoyo, los consejos y conocimientos que me brindo en el desarrollo de esta tesis, muchas gracias.

**Juan Manuel Sierra Hernández.**

Agradezco de manera muy especial al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, CONACYT, por el apoyo brindado a mi persona con la beca con número de registro 175106 y por el proyecto con número de registro 183893.



A la Universidad de Guanajuato mediante la convocatoria del Programa de Becas para la Formación de Jóvenes Investigadores. En especial a la DAIP que mediante el programa de apoyo a la investigación.



A la División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca de la Universidad de Guanajuato, por haber puesto a mi disposición todos los recursos y medios necesarios para continuar mis estudios y desarrollar mi trabajo de tesis.

M. en I. Juan Manuel Sierra Hernández.

# Índice

<b>Capítulo I</b> .....	10
<b>Introducción General</b> .....	12
1.1.    Introducción .....	13
1.2.    Láseres.....	13
1.2.1.    Componentes básicos de un láser.....	14
1.2.2.    Principio de operación del láser. ....	15
1.2.3.    Amplificación de la luz en la cavidad láser.....	17
1.3.    Antecedentes. ....	20
1.4.    Objetivo.....	24
1.5.    Justificación.....	24
1.6.    Organización. ....	24
<b>Capítulo II</b> .....	25
<b>Interferómetro Mach-Zehnder</b> .....	25
2.1.    Introducción. ....	25
2.2.    MZI realizados de fibra óptica. ....	26
2.2.1.    MZI realizado con acopladores 50/50.....	27
2.2.2.    MZI realizado con fibra multimodo. ....	28
2.2.3.    MZI realizado con rejillas. ....	29
2.3.    MZI realizado utilizando fibra de cristal fotónico.....	32
2.3.1.    Fabricación del MZI con PCF.....	32
2.3.2.    Principio de operación del MZI.....	34
2.3.3.    Caracterización del MZI.....	36
2.4.    MZI utilizado como filtro selector de longitud de onda.....	40
2.5.    Resultados experimentales del MZI utilizado como WSF.....	42
2.5.1.    WSF utilizando diferentes índices de refracción.....	42
2.5.2.    WSF utilizando diferentes temperaturas. ....	45
2.5.3.    WSF utilizando diferentes radio de curvatura.....	48
<b>Capítulo III</b> .....	51
<b>Láser de fibra óptica</b> .....	51
3.1.    Introducción. ....	52

3.2.	Cavidades.....	52
3.2.1.	Cavidad Fabry-Perot para láseres de fibra.....	54
3.2.2.	Cavidad de anillo para láseres de fibra.....	55
3.3.	Láser de fibra óptica sintonizable.....	56
3.3.1.	Láser de bombeo. ....	56
3.3.2.	Multiplexor por división de longitud de onda. ....	58
3.3.3.	Fibra dopada con erbio.....	60
3.3.4.	Acoplador de fibra óptica.....	62
3.3.5.	Filtro sintonizable óptico.....	63
3.3.6.	Controlador de polarización.....	64
3.3.7.	Aislador.....	67
<b>Capítulo IV</b> .....		69
4.1.	Introducción.....	69
4.2.	Arreglo experimental.....	70
4.3.	Resultados experimentales.....	73
4.4.	Láser de fibra sintonizado por curvatura.....	84
4.5.	Resultados experimentales utilizando curvatura sobre el WSF.....	86
<b>Capítulo V</b> .....		96
<b>Conclusiones</b> .....		96
<b>Apéndices</b> .....		98
A.	Publicaciones.....	98
B.	Participación en congresos.....	99
C.	Revisor de artículos indizados.....	100
Referencias.....		101

# Índice de Figuras

Figura 1. 1. Elementos típicos de un Láser. ....	15
Figura 1. 2. Principio de operación del láser. ....	17
Figura 1. 3. Interacción de un flujo de fotones en una cavidad. ....	18
Figura 1. 4. Amplificación de un flujo de fotones en una cavidad. ....	18
Figura 1. 5. Emisión espontanea estimulada. ....	19
Figura 2. 1. Esquema del interferómetro Mach-Zehnder. ....	26
Figura 2. 2. Esquema de MZI realizado con acopladores. ....	27
Figura 2. 3. Esquema de MZI realizado con fibra multimodo. ....	29
Figura 2. 4. Esquema de MZI realizado con dos LPFG. ....	30
Figura 2. 5. Vista del corte y alineación de las dos fibras. ....	33
Figura 2. 6. Empalme de ambas de fibras. ....	33
Figura 2. 7. Segundo corte de las dos diferentes fibras. ....	34
Figura 2. 8. Diagrama esquemático del MZI con PCF. ....	34
Figura 2. 9. Arreglo experimental para la caracterización del MZI. ....	36
Figura 2. 10. Fotografía de la sección transversal de la PCF. ....	37
Figura 2. 11. a) MZI implementado a una longitud de 1 cm, b) MZI implementado utilizando una longitud de 2 cm, c) MZI implementado a utilizando una longitud de 3 cm. ....	39
Figura 2. 12. Espectro de salida utilizando 5 cm de la PCF. ....	39
Figura 2. 13. Frecuencia espacial del MZI. ....	40
Figura 2. 14. MZI utilizado como filtro seleccionador de longitud de onda. ....	41
Figura 2. 15. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes índices de refracción. ....	42
Figura 2. 16. a) Espectro de salida con aceite de bebe, b) Espectro de salida con aceite vegetal, c) Espectro de salida con alcohol isopropilico, d) Espectro de salida con glicerina. ....	43
Figura 2. 17. Cambios de espectro debido a cambio de índice de refracción. ....	44
Figura 2. 18. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes temperaturas. ....	45
Figura 2. 19. a) Espectro de transmisión a 26 °C, b) Espectro de Transmisión a 74 °C, c) Espectro de transmisión a 84 °C. ....	46
Figura 2. 20. Cambios de espectro debido a cambio de temperatura. ....	47
Figura 2. 21. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes diámetros de curvatura. ....	48
Figura 2. 22. Cambios de espectro debido a cambio de curvatura. ....	50
Figura 2. 23. Frecuencia espacial del MZI a diferentes diámetros de curvatura. ....	50
Figura 3. 1. Cavidad Fabry-Perot. ....	53
Figura 3. 2. Cavidad en anillo. ....	53
Figura 3. 3. Cavidad Fabry-Perot utilizando lazos de espejos. ....	54
Figura 3. 4. Cavidad Fabry-Perot utilizando rejillas de Bragg. ....	55
Figura 3. 5. Cavidad de anillo para láseres de fibra. ....	55
Figura 3. 6. Esquema típico de un láser de fibra sintonizable. ....	56
Figura 3. 7. Esquema básico del láser semiconductor. ....	58
Figura 3. 8. Acoplamiento selectivo de longitud de onda. ....	59
Figura 3. 9. Configuración de un EDFA. ....	61
Figura 3. 10. Diagrama de bandas de energía de los iones de erbio en silicio: a) Sistema de tres niveles y b) sistemas de dos niveles. ....	61

Figura 3. 11. Esquema de un acoplador óptico. ....	63
Figura 3. 12. Esquema de un control de polarización. ....	65
Figura 3. 13. Evolución de los estados de polarización a lo largo de la fibra. ....	66
Figura 3. 14. Esquema de un aislador óptico. ....	68
Figura 4. 1. Arreglo experimental del láser sintonizable en cavidad de anillo. ....	71
Figura 4. 2. Espectro de salida del Mach-Zehnder interferómetro utilizando como WSF. ....	72
Figura 4. 3. Espectro de salida del MZI. ....	73
Figura 4. 4. Espectro de una sola emisión láser. ....	73
Figura 4. 5. Sintonización de múltiples longitudes de onda. ....	74
Figura 4. 6. Espectro de la emisión láser después 50 min en operación continua. ....	75
Figura 4. 7. Variación de la potencia de salida. ....	76
Figura 4. 8. Espectro de salida de doble emisión láser. ....	77
Figura 4. 9. Sintonización independiente de una de las emisiones del láser. ....	78
Figura 4. 10. Espectro de salida medido cada 2 min durante 50 min. ....	79
Figura 4. 11. Variación de la potencia de salida de la doble emisión. ....	79
Figura 4. 12. Espectro de salida de la triple emisión láser. ....	80
Figura 4. 13. Sintonización independiente de las líneas de emisión láser. ....	81
Figura 4. 14. . Medición del espectro de salida cada 2 minutos. ....	82
Figura 4. 15. Variaciones de la potencia de salida de la triple emisión. ....	82
Figura 4. 16. Espectro de salida del láser emitiendo cuatro picos. ....	83
Figura 4. 17. a) Arreglo experimental del láser utilizando curvatura como medio de sintonización, b) Diagrama esquemático utilizado para realizar los cambios de curvatura sobre el WSF. ....	85
Figura 4. 18. Espectro de salida de una sola línea de emisión. ....	87
Figura 4. 19. Sintonización de un solo pico de emisión láser. ....	88
Figura 4. 20. Medición de la potencia de salida cada 2 min para un pico. ....	89
Figura 4. 21. Variación de la potencia de salida para un pico. ....	89
Figura 4. 22. Espectro de salida de doble la emisión láser. ....	90
Figura 4. 23. Sintonización independiente de la doble emisión láser. ....	91
Figura 4. 24. Medición de la potencia de salida cada 2 min para dos pico. ....	92
Figura 4. 25. Variación de la potencia de salida para dos picos. ....	92
Figura 4. 26. Espectro de salida de la triple emisión láser. ....	93
Figura 4. 27. Sintonización independiente de la triple emisión láser. ....	94
Figura 4. 28. Medición de la potencia de salida cada 2 min para tres picos. ....	95
Figura 4. 29. Variación de la potencia de salida para los tres picos. ....	95

# Lista de Símbolos

## Capítulo 1

$E_r$	Erbio
$Y_b$	Iterbio
$N_d$	Neodimio
$T_m$	Tulio
$E_1$	Energía del estado base
$E_2$	Energía del estado excitado
$E$	Energía total
$\nu$	Frecuencia
$h$	Constante de Planck
$N$	Cantidad de electrones por cantidad de volumen
$N_1$	Cantidad de electrones que se encuentran en su estado base
$N_2$	Cantidad de electrones que se encuentran es su estado excitado
$F$	Flujo de fotones propagándose
$L$	Longitud de la cavidad
$F_i$	Flujo de fotones incidentes
$\Delta L$	Diferencia de longitud

## Capítulo 2

$L_1$	Longitud del brazo 1
$L_2$	Longitud del brazo 2
$\Delta L$	Diferencia de longitud
$n_{eff}$	Índice de refracción efectivo
$I_{arm1}$	Intensidad del brazo 1
$\lambda$	Longitud de onda de operación
$\Delta\phi$	Cambio de fase
$D_{MMF}$	Diámetro del núcleo de la fibra multimodo
$L$	Longitud de la fibra multimodo
$p$	Número de auto imagen
$n_{core}$	Índice de refracción del núcleo
$n_{clad}$	Índice de refracción del revestimiento
$\Lambda$	Periodo de la rejilla de periodo largo
$I_{core}$	Intensidad del núcleo
$I_{clad}$	Intensidad del revestimiento
$\Delta n_{eff}$	Diferencia del índice de refracción efectivo entre núcleo y revestimiento
$\Delta\lambda$	Separación entre dos picos consecutivos

$P_{out}$	Potencia de salida
$P_{in}$	Potencia de entrada
$\Delta B$	Cambio de birrefringencia

### Capítulo 3

$\alpha$	Relación de división de potencia en un acoplador de fibra
$P_c$	Potencia acoplada
$P_t$	Potencia total
$P_s$	Potencia de entrada
$b$	Radio externo de la fibra
$R$	Radio del lazo
$C$	Constante del material para sílice, $C = 0.1333$
$B$	Birrefringencia
$n_x$	Índice de refracción efectivo en el eje x
$n_y$	Índice de refracción efectivo en el eje y
$\lambda_0$	Longitud de onda de operación
$L_b$	Longitud de repetición

### Capítulo 4

$C$	Curvatura
$R$	Radios de curvatura
$d$	Desplazamiento medido en el centro de la placa
$l$	Distancia media entre las dos placas

### Lista de Acrónimos

LASER	Amplificación de la Luz por Emisión Estimulada de Radiación Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
WDM	Multiplexor por división de Longitud de Onda Wavelength Division Multiplexer
WSF	Filtro Selector de Longitud de Onda Wavelength Selective Filter

FBG	Rejillas de fibra de Bragg Fiber Bragg Grating
FPI	Interferómetro Fabry-Perot Fabry-Perot Interferometer
SI	Interferómetro de Sagnac Sagnac Interferometer
AOF	Filtro Acústico-Óptico Acoustic-Optic Filter
MZI	Interferómetro Mach-Zehnder Mach-Zehnder Interferometer
SMRS	Relación de Supresión de modo lateral Side Mode Supression Ratio
PC	Controlador de Polarización Polarization Controller
MMF	Fibra Multimodo Multi Mode Fiber
SMF	Fibra Monomodo Single Mode Fiber
EDFA	Amplificador de Fibra Dopada con Erblio Erbium-Doped Fiber Amplifier
YDF	Fibra Dopada de Iterbio Ytterbium-Doped Fiber
PCF	Fibra de Cristal Fotónico Photonic Crystal Fiber
LPFG	Rejilla de Fibra de Periodo Largo Long Period Fiber Grating
OPD	Diferencia de Camino Óptico Optical Path Difference
ASE	Emisión Espontanea Amplificada Amplified Spontaneous Emission
OSA	Analizador de Espectros Ópticos Optical Spectrum Analyzer
FFT	Transformada Rápida de Fourier Fast Fourier Transform
HWP	Placa de Media Onda Half Wavelength Plate
QWP	Placa de un Cuarto de Onda Quater Wavelength Plate

## ***Capítulo I***

### ***Introducción General***

## 1.1. Introducción

Las fibras ópticas han revolucionado el campo de las telecomunicaciones en las últimas dos décadas, especialmente con el crecimiento del internet y de la demanda exponencial en la transmisión de datos de alta velocidad [1]. Además, de las comunicaciones ópticas, la fibra óptica tiene aplicaciones en múltiples campos de la investigación tales como sensores ópticos [2], fotónica de microondas [3, 4], imágenes médicas [5], y procesamiento de materiales [6] por mencionar algunas. La aplicación de las fibras ópticas en el desarrollo de láseres ha ganado gran interés, debido a que poseen una serie de características físicas que los distinguen de las otras clases de láseres en términos de la funcionalidad, rendimiento y el sentido práctico. Para un mejor entendimiento de como los láseres de fibra óptica trabajan, es importante dar una breve explicación del principio de operación, de las partes que lo forman.

## 1.2. Láseres

La palabra LÁSER cuyo nombre se ha formado con la primera letra de cada palabra de la frase en inglés (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), y que se traduce como amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. La luz que emite no es la misma que la que irradia un foco o una linterna; el láser emite luz coherente, es decir, todas las ondas tienen la misma fase y produce luz monocromática. El concepto del láser fue propuesto teóricamente por primera vez por *Shalov y Townes* en 1958 [7], y la primera demostración experimental fue realizada por *Teodore Maiman* en 1960 [8]. Se trató de un láser que utilizó como medio activo un cristal sintético de rubí, la emisión estimulada obtenida fue en la longitud de onda de  $6943 \text{ \AA}$  ( $\sim 694.3 \text{ nm}$ ). Además, el medio activo fue excitado utilizando una lámpara flash de alta intensidad que emitía a una longitud de onda de

5500 Å ( $\sim 550 \text{ nm}$ ). Finalmente todo el experimento fue realizado a una temperatura de  $\sim 300 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Cuando se descubrió el láser se observó inmediatamente que era un dispositivo con grandes posibilidades de aplicación pero al surgir por accidente y no originado por una necesidad hubo que buscar para que era útil o como lo llamo *Irnee D Haenens* “*Una solución buscando un problema*” [9]. Los láseres tienen una gran variedad de formas, usan diferentes sistemas atómicos y diferentes técnicas de excitación o bombeo [10]. En la siguiente sección se explicaran los componentes básicos esenciales que utiliza el láser para emitir.

### 1.2.1. Componentes básicos de un láser.

Un láser necesita de tres diferentes elementos esenciales para su funcionamiento, y estas partes son (Ver figura 1.1):

***Medio Activo:*** Consiste de una colección apropiada de átomos, moléculas, iones o en algunos casos un cristal semiconductor. Este medio es susceptible a excitación directa a niveles mayores de energía y por lo tanto muestra una amplificación coherente estimulada de la radiación electromagnética con una banda de frecuencias. Los medios activos más comunes incluyen cristales (rubí, Nd:YAG), líquidos (agua, alcohol), gases (helio, neón,  $\text{CO}_2$ ) y fibras dopadas con tierras raras (erbio, iterbio neodimio, etc). [10].

***Proceso de bombeo:*** Excita el medio activo a niveles mayores de energía. Este proceso no es solamente responsable de producir átomos excitados sino que debe de producir una inversión de población, lo cual significa, que debe de haber más átomos en su estado excitado que en su estado base en el medio activo. Las fuentes de bombeo más comunes incluyen lámparas flash (luz incoherente), láseres (luz coherente), haz de electrones, reacciones químicas, haz de iones y fuentes de rayos X [10].

**Resonador Óptico:** Su principal función es poner en oscilación las ondas producidas por el medio activo. Este usualmente es implementado por medio de dos espejos, es importante mencionar que uno de los espejos debe de ser altamente reflejante (100%) y el otro parcialmente reflejante (90%) y deben ser colocados en cada terminal del medio amplificador de láser. Los espejos deben ser cuidadosamente alineados para que las ondas puedan estar reflejándose entre los dos espejos. Además el resonador óptico es el responsable de provocar que la luz sea monocromática y coherente. Finalmente la estructura del resonador puede colocarse en cavidad lineal o en cavidad de anillo [10].

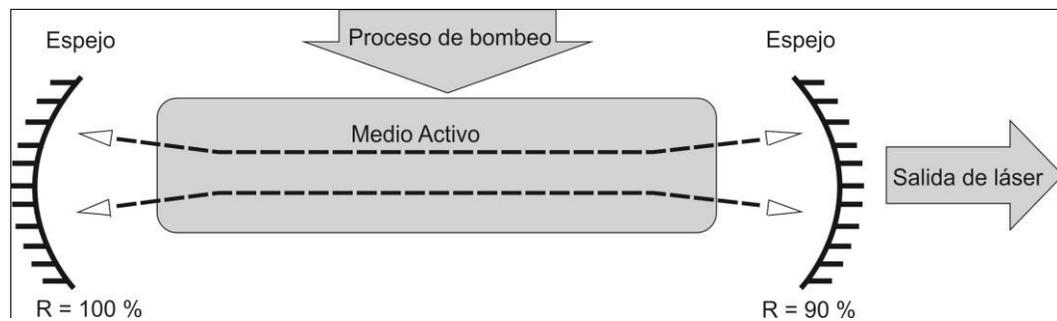


Figura 1. 1. Elementos típicos de un Láser [10].

### 1.2.2. Principio de operación del láser.

Ahora enunciaremos los procesos básicos de interacción entre la materia y la radiación electromagnética, que en su más pequeña escala se reduce a los procesos de interacción entre los átomos y los fotones de la radiación electromagnética. Para explicar este proceso, supondremos un sistema atómico de dos niveles de energía  $E_1$  y  $E_2$ , en la cual el primer nivel ( $E_1$ ) corresponde a un electrón en su estado base y el segundo nivel ( $E_2$ ) corresponde al electrón en su estado excitado. La transición entre los estados de energía es el resultado de la absorción o emisión de un fotón, que tendrá una energía  $E$  igual a la diferencia de energía entre los dos estados  $E = E_2 - E_1$ . Por lo tanto la frecuencia  $\nu$  asociada a dichos fotones está dada por [11]:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1.1)$$

donde  $h$  es la constante de Planck y que tiene un valor de  $6.6256 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{seg}$ .

En tal caso diremos que la interacción electrón-fotón es un proceso resonante. Aquí es importante mencionar, que un fotón es un “cuanto de energía” que viaja en la radiación electromagnética. Existen tres procesos importantes por los cuales el electrón interactúa con el campo electromagnético los cuales son: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

**Absorción:** Este proceso consiste en la interacción entre el fotón y el electrón que inicialmente se encuentra en su estado base como lo muestra la figura 1.2a. Como resultado de esta interacción el electrón absorbe al fotón y usa su energía para pasar a un estado excitado como lo muestra en la figura 1.2b [11]. Es importante mencionar que la velocidad a la que se realiza este proceso depende del número de electrones que absorben la energía y del campo del cual extraen la energía.

**Emisión espontánea:** Se refiere a cuando el electrón ya se encuentra en el nivel excitado (nivel 2), en el que generalmente permanece un tiempo breve ( $\sim 10^{-8} \text{ seg}$ ), y después pasa a su estado base emitiendo en el proceso un fotón con una energía equivalente a la diferencia de energía entre los de estados. El fotón se emite en una dirección aleatoria, lo que significa que los fotones pueden irradiar aleatoriamente, sin tener ningún tipo de interacción con los otros fotones [11].

**Emisión estimulada:** En este proceso, se tiene la interacción entre el fotón y un electrón que inicialmente se encuentra en su estado excitado (ver figura 1.2c). Como resultado de esta interacción el electrón pasa a su estado base, emitiendo en el proceso un fotón que tiene las mismas características las cuales son: misma frecuencia, misma fase y se propaga en la misma dirección. Finalmente, la velocidad a la que se realiza este proceso también depende de los electrones que

están en el estado excitado y del número de fotones que es utilizado para bombear el proceso [11].

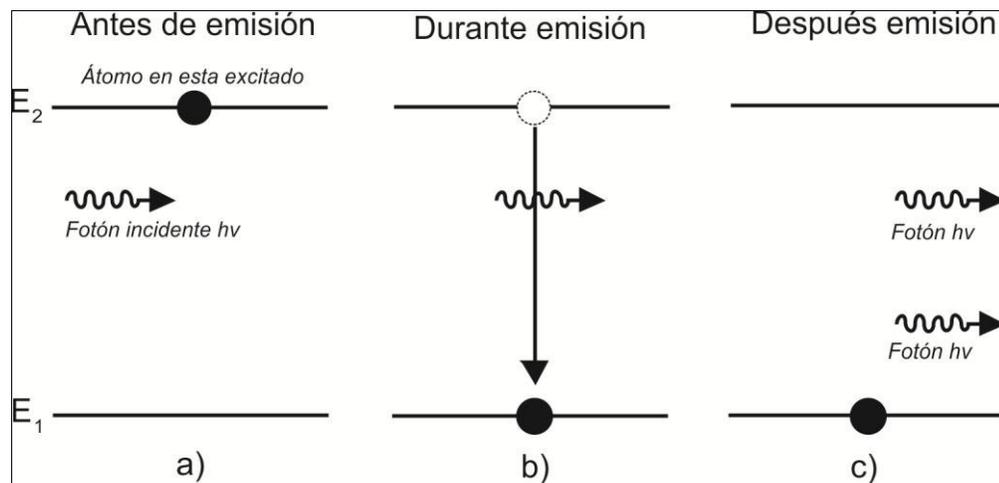


Figura 1. 2. Principio de operación del láser [11].

### 1.2.3. Amplificación de la luz en la cavidad láser.

En esta sección se describirá como es la interacción entre grandes cantidades de fotones y electrones. Como se muestra en la figura 1.3 se considera un flujo de fotones ( $F$ ), propagándose a lo largo de la longitud de la cavidad ( $L$ ). En dicha cavidad se supondrá que tiene una cantidad ( $N$ ) de electrones por unidad de volumen, de los cuales una cantidad ( $N_2$ ) son electrones que se encuentran en su estado excitado y una cantidad ( $N_1$ ) son electrones que se encuentran en su estado base. Por lo tanto, el número total de electrones por unidad de volumen está dado por [12]:

$$N = N_1 + N_2, \quad (2)$$

Al propagarse el flujo  $F$  de fotones a través de la cavidad y al entrar en interacción con los electrones que están en el estado base, estos pasan al estado excitado y los electrones que están en el estado excitado bajan a su estado base, emitiendo un fotón de las mismas características de las del flujo  $F$  y ocurrirá el proceso de la emisión estimulada [12].

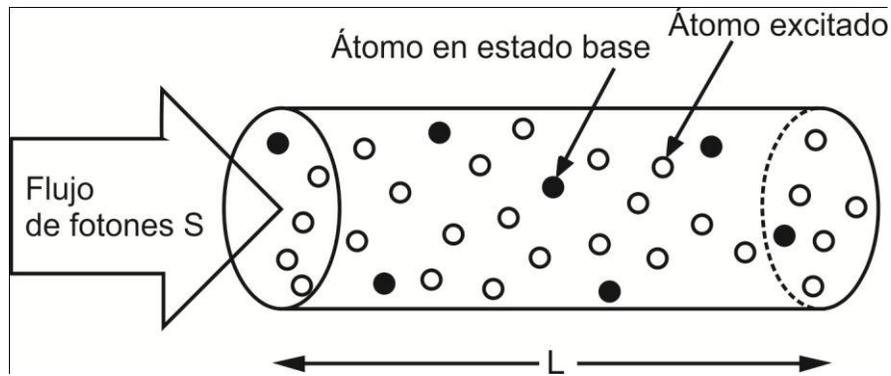


Figura 1. 3. Interacción de un flujo de fotones en una cavidad [12].

Aquí es importante mencionar, que si solo por un momento consideramos el proceso de emisión estimulada, veremos que la amplificación del flujo incidente  $S_i$ , después de propagarse a lo largo de una distancia arbitraria  $\Delta Z$ , será mayor la cantidad de electrones excitados. En otras palabras, entre mayor sea  $N_2$ , mayor será la amplificación de la luz, como se muestra en la figura 1.4.

Por lo tanto, si el número de electrones  $N_2$  que hay en la cavidad es mayor que el número de los electrones en estado base  $N_1$ , es decir ( $N_2 > N_1$ ), el resultado promedio será el incremento al flujo inicial de fotones, a este proceso se le llama inversión de población. Finalmente, con esta amplificación de la luz hace posible la producción de la luz coherente del láser.

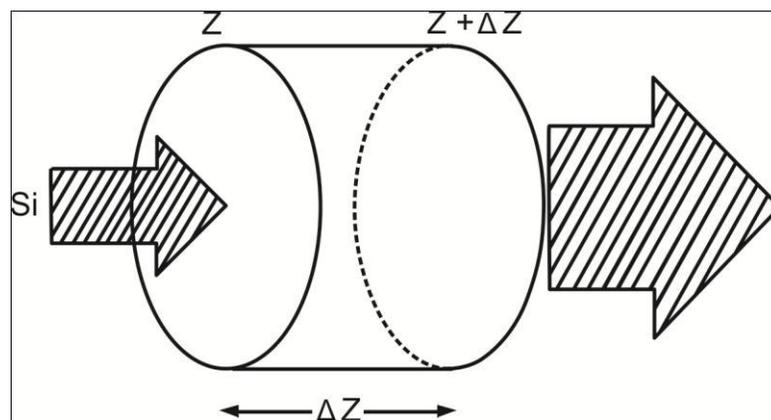


Figura 1. 4. Amplificación de un flujo de fotones en una cavidad [12].

Después de exponer el principio básico de un amplificador óptico, es necesario hablar del principio de funcionamiento de un oscilador óptico. Este dispositivo más comúnmente se trata de dos espejos paralelos, un espejo es altamente reflejante (100%) reflejante, mientras que el otro es parcialmente reflejante (90%). En la figura 1.5 se muestra el funcionamiento del oscilador óptico, en donde se puede observar que si un fotón es emitido en una dirección diferente a la definida en el eje óptico se perderá, mientras que cualquier fotón emitido a lo largo de eje óptico se amplificara por el proceso de emisión estimulada e inmediatamente se generaran una enorme cantidad de fotones confinados en el resonador. Aquí, como puede ser observado en la figura 1.5 si no estuviera el resonador óptico, los electrones después de pasar de su estado excitado a su estado base emitirían en todas direcciones y se perdería la energía recibida por el sistema de bombeo. Finalmente, la presencia del resonador nos permite obtener el 10% de la luz y esta es luz coherente, monocromática y de alta direccionalidad [12].

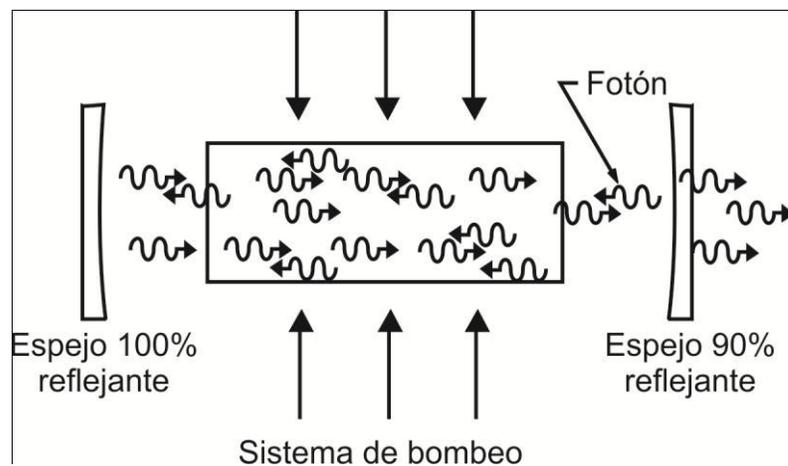


Figura 1. 5. Emisión espontanea estimulada [12].

Finalmente, como se puede apreciar en la figura 1.5, se tiene una cavidad lineal u onda estacionaria, ya que la luz se propaga en ambas direcciones, creando una onda longitudinal estacionaria. Otro modelo de cavidad bien conocido para realizar oscilación láser es la cavidad de anillo, donde la luz se

propaga en una sola dirección prohibiendo el fenómeno de onda estacionaria. El primer láser utilizando una estructura de guía de onda fue propuesta por *E. Snitzer* en 1961[13]. Aunque los láseres de fibra se investigaron durante la década de los 60s[14], 70s [15,16] y los principios de los 80s [17], fue hasta la aparición de las fibras dopadas con bajas pérdidas [18] que fueron desarrollados láseres de fibra prácticos. Esto debido a que en los láseres de fibra su medio activo de ganancia es una fibra dopada con elementos de tierras raras como erbio ( $Er^{3+}$ ), iterbio ( $Yb^{3+}$ ), neodimio ( $Nd^{3+}$ ) o tulio ( $Tm^{3+}$ ). Además, los láseres de fibra también tienen las dos estructuras ya mencionadas anteriormente, en la siguiente sección se da un repaso de algunos trabajos encontrados en la literatura.

### 1.3. Antecedentes.

En los últimos años los láseres de fibra óptica en configuración de anillo han sido extensamente estudiados, debido a sus potenciales aplicaciones en campos tan diversos como son: los sistemas de comunicación basados en el multiplexado por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en inglés Wavelength Division Multiplexer), sensores ópticos, espectroscopia, etc. Se han propuesto diversas configuraciones como las mencionadas en las siguientes referencias [19-23]. Este tipo de láseres presentan diferentes ventajas como bajo costo, alta estabilidad y sobre todo fácil compatibilidad con los sistemas de fibra óptica. Sin embargo, uno de los principales retos de este tipo de láseres es obtener emisiones de múltiples longitudes de onda, que sean sintonizables y además que sean estables a temperatura ambiente.

Para poder obtener láseres sintonizables de múltiples longitudes de ondas varios esquemas han sido propuestos hasta la fecha. El componente principal para obtener un láser sintonizable de múltiples longitudes de onda es el filtro seleccionador de longitud de onda (WSF, Wavelength Selective Filter). Este

filtro puede ser implementado de diferentes maneras como son por el uso de rejillas de Bragg (FBG, Fiber Bragg Gratings) [24, 25], interferómetros Fabry-Perot (FPI, Fabry-Perot Interferometer) [26, 27], interferómetros de Sagnac (SI, Sagnac Interferometer) [28, 29], filtros acústico-óptico (AOF, Acoustic Optical Filter) [30] e interferómetros Mach-Zehnder (MZI, Mach-Zehnder Interferometer) [31-34].

En la literatura pueden encontrarse varios diseños de láseres sintonizables de múltiples longitudes de onda basado en estos filtros. Por ejemplo, un láser en configuración de anillo y utilizando rejillas de Bragg fue propuesto en [24], en donde se obtuvo una emisión múltiple y sintonizable de uno, dos, tres y cuatro picos, con un rango de sintonización desde 1552 a 1556  $nm$  y una potencia de salida de  $-22 dBm$ . También se demostró que el láser tenía una relación de supresión de modo lateral (SMRS, Side Mode Suppression Ratio) de 60  $dB$  y una variación en la potencia de salida de los picos de  $\sim 1 dBm$ . Otro ejemplo de láser demostrado fue utilizando un interferómetro Fabry-Perot como filtro selector, el rango de emisión fue de 1556 a 1568  $nm$ , tuvo un SMRS de 40  $dB$  y una potencia de salida total de 3.2  $dBm$  [26].

También se ha estudiado el interferómetro de Sagnac como filtro selector de longitud de onda [28], este láser de múltiples longitudes de onda pudo emitir en uno, dos, tres y cuatro picos, la sintonización fue por medio del control de los estados de polarización utilizando un controlador de polarización (PC, Polarization Controller). El rango de sintonización fue de 1540 a 1555  $nm$ , el SMRS fue  $\sim 45 dB$  además tuvo variación de la potencia de salida en los picos de  $\sim 2.9 dBm$  en 30  $min$  de operación.

Un láser sintonizable empleando un filtro acústico-óptico fue reportado en [30]. Este láser fue implementado en configuración de anillo, la emisión fue en un pico y su control de sintonización se logró utilizando el filtro acústico-óptico, su rango de sintonización fue desde 1524 a 1562  $nm$ . El SMRS fue de 40  $dB$ ,

en onda continua. Es importante mencionar que aunque estos trabajos tienen resultados satisfactorios, comúnmente tienen configuraciones complejas y algunos de ellos contienen filtros seleccionadores de longitud de onda que tienen un costo elevado. Por lo tanto, el interferómetro Mach-Zehnder puede ser atractivo para realizar la función de filtro debido a que es relativamente fácil de implementar, no tiene un costo elevado y sobre todo es compacto.

En la literatura se presentan diferentes diseños de láseres utilizando el interferómetro Mach-Zehnder como filtro selector de longitud de onda. Por ejemplo se reporta un láser sintonizable en configuración de anillo en [31]. Aquí, el MZI fue implementado empalmado un segmento de fibra multimodo (MMF, Multimode Fiber) entre dos segmentos de fibra monomodo (SMF, Single Modo Fiber), en este trabajo se utilizó un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier) como medio activo, este láser emitió en un solo pico, y fue capaz de sintonizar en un rango de 1549 a 1609  $nm$  y con un SMRS de 40  $dB$ . Es importante mencionar que su potencia de salida fue de al menos 0  $dBm$ .

Otro ejemplo de láser de múltiples longitudes de onda utilizando el MZI puede ser encontrado en el trabajo propuesto en [32], donde los autores reportan un láser en configuración de anillo. En este trabajo el medio activo fue una fibra dopada con iterbio (YDF, Ytterbium Doped Fiber), y pudo emitir uno, dos, tres y cuatro picos, donde su rango de emisión fue de 1030 a 1037  $nm$ . El MZI propuesto en este trabajo fue implementado empalmado en cascada dos acopladores 50/50, para formar los brazos del interferómetro y la técnica usada para controlar las múltiples emisiones fue el ajuste los estados de polarización utilizando un PC.

Un láser sintonizable que emitía un solo pico fue demostrado en [33]. Una EDF fue utilizada como medio activo además el MZI fue implementando empalmado dos acopladores 50/50 en cascada, su rango de sintonización fue

desde 1540 a 1570 *nm*. Su SMRS fue de 40 *dB*, y tuvo una variación de potencia de salida de 0.5 *dB* emitiendo constantemente durante 30 min. Su forma de sintonización fue por medio del control de los estados de polarización utilizando un PC. Otro ejemplo del uso del MZI como filtro selector de longitud de onda para obtener un láser sintonizable de múltiples longitudes de onda fue propuesto en [34]. Este MZI fue realizado empalmando 9.2 *cm* de fibra de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber), entre dos segmentos de SMF, en donde su medio activo fue una EDF. Este láser pudo emitir en uno, dos y tres picos además tuvo un rango de emisión desde 1546 a 1558 *nm*, tuvo pérdidas de inserción debido al MZI de  $\sim 14$  *dB*, obtuvieron un SMRS de 40 *dB*. Cabe mencionar que obtuvieron variaciones de potencia de salida de  $\sim 0.5$  *dB* en 15 *min* de emisión continua y por último su forma de sintonización desarrollado controlando los estados de polarización utilizando un PC dentro de la cavidad de anillo.

Recientemente algunos láseres sintonizables de múltiples longitudes de onda son sintonizados utilizando efectos físicos tales como efectos de flexión y torsión por nombrar algunos y son aplicados directamente sobre WSF [35, 36]. Los autores utilizando una EDF que emitió en la banda L de la ventana de las comunicaciones y fue usada como medio activo. Su WSF fue un MZI implementado al empalmar en serie dos rejillas de periodo largo (LPFG, Long Period Fiber Grating), y su forma de sintonización fue aplicando un efecto de curvatura sobre el MZI y así controlar el cambio de birrefringencia provocada por el efecto de curvatura sobre el MZI en un rango de 0 a  $1.0040\text{ m}^{-1}$ . Con esto obtuvieron un rango de sintonización del único pico fue desde 1573 a 1595 *nm* y un SMSR de 50 *dB* [35].

Finalmente, un láser sintonizable en configuración de anillo que fue sintonizado aplicando el esfuerzo de torsión sobre el WSF fue propuesto en la referencia [36]. Este láser utilizó una EDF como medio activo, un MZI fue el

WSF y se implementó empalmando dos LPFG en serie. El esfuerzo de torsión fue aplicado directamente sobre el MZI desde un rango de  $-53.474$  a  $53.474 \text{ rad/m}$ , para lograr un cambio de birrefringencia sobre el MZI y así se encontró un rango de sintonización de  $25 \text{ nm}$ . Finalmente el láser logró un SMSR de  $40 \text{ dB}$ .

#### 1.4. Objetivo.

Implementar un láser de fibra óptica sintonizable de múltiples longitudes de onda en configuración de anillo, utilizando un interferómetro Mach-Zehnder como filtro seleccionador de longitud de onda.

#### 1.5. Justificación.

Los resultados del proyecto se pueden utilizar tanto en comunicaciones, como en medicina, ya que el láser sintonizable puede emitir en diferentes longitudes de onda.

#### 1.6. Organización.

En el capítulo dos se hace una descripción del interferómetro Mach-Zehnder realizado con fibra, se mencionan las diferentes formas en que se puede realizar dicho interferómetro. En otra sección de este capítulo se describe el procedimiento de fabricación del interferómetro Mach-Zehnder. Posteriormente se analiza el principio de operación del MZI, así como se explica cómo va a ser utilizado como filtro seleccionador de longitud de onda. Finalmente se explica cómo utilizando el filtro se puede sintonizar el láser de fibra por medio del control de los estados de polarización de la luz.

En el capítulo tres presentamos que es un láser de fibra óptica describiendo la importancia y desempeño de cada una de las partes que lo componen. Se explica a detalle los diferentes tipos de láseres de fibra que existen así como las diferentes cavidades utilizadas para realizarlos.

En el capítulo cuatro se presentan los resultados experimentales obtenidos, también se explica el principio de sintonización controlando los estados de polarización utilizando un PC. Finalmente se propone el control de la sintonización aplicando un esfuerzo de flexión sobre el MZI y esto se logra aplicando el efecto de curvatura sobre el MZI, cabe mencionar que con este efecto físico inducimos un cambio de birrefringencia sobre el MZI y por lo tanto un cambio en su longitud de onda de emisión láser.

En el capítulo cinco, se presentan las conclusiones.

## ***Capítulo II***

### ***Interferómetro Mach-Zehnder***

#### **2.1. Introducción.**

El objetivo de este capítulo es explicar cómo se utilizó el interferómetro Mach-Zehnder como filtro selector de longitud de onda. Primeramente se explicara que es un MZI, después se dará una descripción de las diferentes formas de implementarlo utilizando fibras ópticas, y se explicara la fabricación del MZI utilizado en este trabajo. Finalmente se dará el principio de operación

explicando cómo se puede sintonizar el láser de fibra aquí propuesto. El interferómetro de Mach-Zehnder ha sido uno de los más viejos e importantes instrumentos ópticos. Un MZI convencional es mostrado en la figura 2.1. La cual consiste de dos divisores de haz y dos espejos altamente reflectivos.

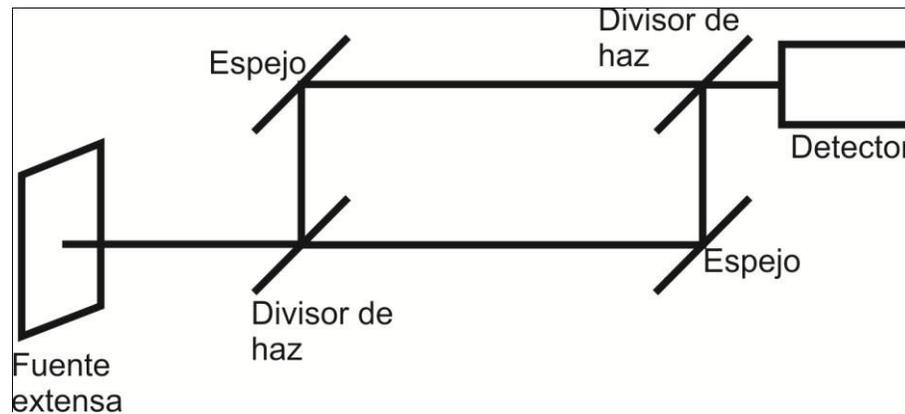


Figura 2. 1. Esquema del interferómetro de Mach-Zehnder [37].

El divisor de haz divide la señal óptica entrante en dos partes iguales. Después viajan a través de dos brazos. La luz que viaja por cada uno de los brazos se recombina en el segundo divisor de haz [37]. Puede introducirse una pequeña diferencia de caminos ópticos entre los dos caminos por una ligera inclinación de uno de los divisores de haz. Si la diferencia del camino óptico entre estos dos brazos es más corto que la longitud de coherencia de la señal óptica, los dos haces interfieren en el segundo divisor de haz [37]. Dado que los dos caminos están separados, el interferómetro es relativamente difícil de alinear.

## 2.2. MZI realizados de fibra óptica.

Para implementar un MZI en un sistema de fibra óptica, los divisores de los haces pueden ser reemplazados por acopladores de fibra; por lo tanto el MZI puede ser realizado todo de fibra óptica. Esto permite que debido al mecanismo de guiado de onda de la fibra, el MZI puede ser más compacto que un MZI

hecho a espacio libre. El interferómetro MZI de fibra puede ser ubicado en dos categorías: en extrínseco e intrínsecos. El MZI extrínseco está construido con acopladores en cascada, debido a que la diferencia de camino óptico varía cuando se le aplica una perturbación a uno de los dos brazos. Por otro lado, el MZI intrínseco es construido utilizando diferentes tipos de fibras o utilizando diferentes configuraciones, esto se explicara más a detalle en los siguientes apartados.

### 2.2.1. MZI realizado con acopladores 50/50.

Un MZI típico realizado con fibra óptica consiste de dos acopladores de fibras 50/50 empalmados en cascada como se muestra en la figura 2.2. El primer acoplador divide el haz incidente dentro de las dos fibras. Usualmente la longitud de las dos fibras son longitudes diferentes para introducir una diferencia de camino óptico (OPD, Optical Path Difference, por sus siglas en ingles), entre los dos brazos ópticos.

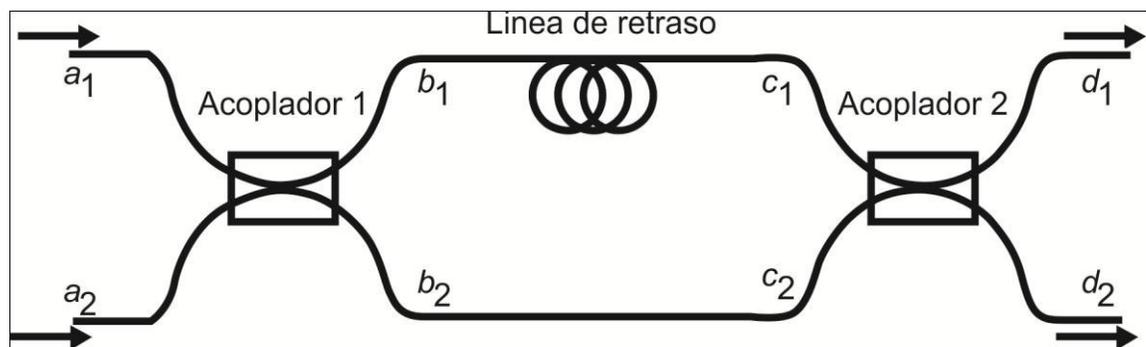


Figura 2. 2. Esquema del MZI realizado con acopladores [37].

En el segundo acoplador el espectro de interferencia es obtenido debido a la combinación de los dos haces junto con un cierto OPD. Como se mencionó anteriormente para generar la diferencia de camino óptico la longitud de uno de los dos brazos ( $L_1$ ), debe ser más corta que la longitud del brazo ( $L_2$ ) y así la

diferencia de longitud  $\Delta L = L_1 - L_2$  hace que la intensidad óptica a la salida del MZI este dada por la siguiente relación [32].

$$I_{out} = 2I_{arm1}(\lambda) \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \Delta L\right) \right], \quad (2.1)$$

donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo de la fibra,  $I_{arm1}$  representa la intensidad del brazo 1 y  $\lambda$  es la longitud de onda de operación. La ecuación 2.1 indica que la intensidad del MZI depende periódicamente del retraso de la fase  $\Delta\phi$ . De la ecuación 2.2 el espaciamiento de la longitud de onda entre dos picos de transmisión consecutivos es descrito como [32].

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{n_{eff}\Delta L}, \quad (2.2)$$

Este tipo de MZI ha sido ampliamente empleado como filtro óptico, modulador y sensores ambientales.

### 2.2.2. MZI realizado con fibra multimodo.

Un MZI implementado al empalmar una fibra multimodo (MMF, Multimodo Fiber) entre dos segmentos de fibra monodo como lo muestra la figura 2.3 ha sido investigado y empleado ampliamente como separador de haz, como multiplexor para sistemas de comunicaciones ópticas y como filtro seleccionador de ondas [31, 38, 39]. La fibra multimodo tiene un perfil de índice escalonado, pero con un tamaño mucho más grande de la región del núcleo en comparación con la fibra monomodo.

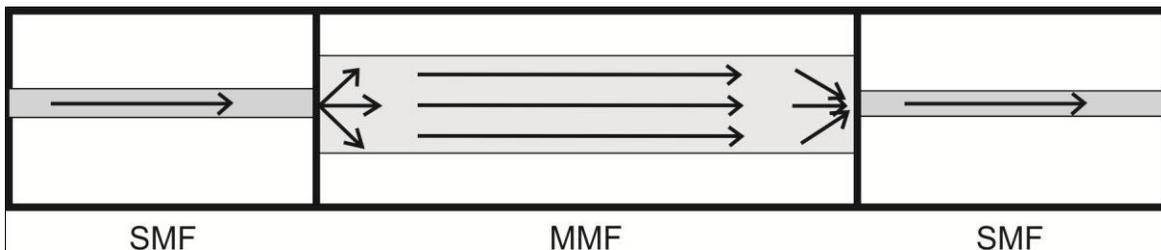


Figura 2. 3. Esquema del MZI realizado con fibra multimodo [39].

La luz de entrada es introducida dentro de la SMF por donde se propaga hasta donde se encuentra la fibra multimodo (MMF). Dado que el tamaño del núcleo de la SMF es más pequeño que el de la MMF, la cual es capaz de soportar múltiples modos en la región del núcleo, la diferencia en el diámetro de campo modal entre los modos del núcleo de la SMF y la MMF conduce a la descomposición del modo fundamental del núcleo de la SMF y la excitación de los primeros modos permitidos en la MMF (figura 2.3). En el segundo empalme (MMF|SMF) son reacoplados los múltiples modos y transmitidos por la segunda SMF. Para lograr el acoplamiento modal y por lo tanto la interferencia modal dada por [31].

$$\Delta\lambda = p \frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{L}, \quad (2.3)$$

donde  $n_{MMF}$  corresponde al índice de refracción de la fibra MMF,  $D_{MMF}$  es el diámetro del núcleo de la MMF,  $L$  es la longitud de la MMF y  $p$  es el número de auto imagen.

### 2.2.3. MZI realizado con rejillas.

Las rejillas de fibra son dispositivos que han sido usados en una gran cantidad de aplicaciones como por ejemplo: filtros espectrales, sistemas de multiplexión por longitud de onda, filtros espectrales, sensores ambientales, entre otras aplicaciones [36, 40, 41]. Estas rejillas pueden ser grabadas sobre la fibra óptica usando métodos holográficos y no holográficos. Con esto se logra modificar periódicamente el índice de refracción en la región del núcleo de la fibra, dándole un patrón con diferentes periodos. Las rejillas se clasifican en dos categorías; las rejillas de periodo corto que tienen un periodo sub-micrométrico y las rejillas de periodo largo (LPFG, Long Period Fiber Grating) tienen un rango de periodo de  $100 \mu m$  a  $1 mm$ . Un ejemplo de rejillas de periodo corto son las rejillas de Bragg (FBG). En este tipo de rejillas la

luz de entrada se acopla al modo de contra propagación, mientras que la LPFG acopla la luz al modo co-propagante. Con una excitación apropiada de co-propagación, una LPFG juega un papel importante en los sensores interferométricos y cuando dos LPFG son combinadas se puede formar un MZI. La estructura de un MZI basado en dos LPFG empalmadas en serie es mostrada en la figura 2.4.

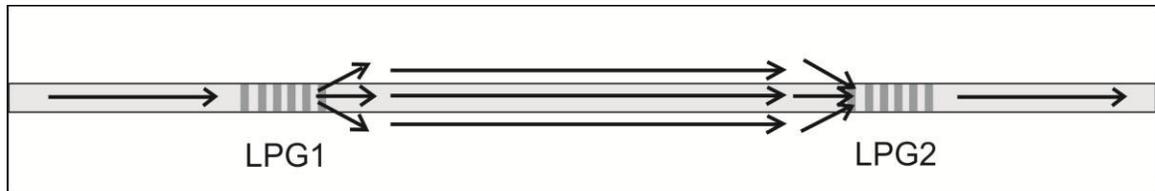


Figura 2. 4. Esquema del MZI realizado con dos LPFG [41].

La primera LPFG básicamente acopla la luz de entrada originalmente confinada en el modo fundamental del núcleo a los modos de co-propagación del revestimiento el cual satisface la ecuación de amarre de fase expresada por [40].

$$\lambda = [n_{core}(\lambda) - n_{clad}(\lambda)]\Lambda, \quad (2.4)$$

donde  $n_{core}$  es el índice de refracción efectivo de la región del núcleo y  $n_{clad}$  es el índice de refracción efectivo de la región del revestimiento,  $\Lambda$  es el periodo de la LPFG. Una vez que los modos del revestimiento son excitados, tanto los modos de revestimiento y el modo fundamental del núcleo se propagan a lo largo de la fibra, de esta manera una diferencia de camino óptico es acumulada debido a la diferencia entre los dos índices de refracción efectivo. En la segunda LPFG, los modos de revestimiento son reacoplados al modo fundamental del núcleo. Por lo tanto la interferencia intermodal ocurre resultando en un MZI. La intensidad de la señal de interferencia en el puerto de salida del MZI puede ser expresada como [35]:

$$I_{Total} = I_{core} + I_{clad} + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[ \frac{2\pi(n_{core} - n_{clad})L}{\lambda} \right], \quad (2.5)$$

donde  $I_{core}$  e  $I_{clad}$  son las intensidades del haz que se encuentra confinado en el núcleo de la fibra y del revestimiento respectivamente,  $L$  es la longitud del interferómetro y  $\lambda$  es la longitud de onda.

Existen otros arreglos experimentales propuestos para realizar un MZI utilizando fibra óptica tales como; realizarle dos adelgazamientos en serie a la fibra óptica (Tapered) [44-47], otra técnica es empalmar un SMF con un desplazamiento lateral (Core offset) entre dos segmentos de SMFs [48, 49]. También se ha reportado un MZI implementado al realizar dos micro maquinados en la parte superior de la SMF y a cierta distancia de separación de ambos maquinados, estos se realizan utilizando un láser de  $CO_2$  [50-52]. Finalmente se han reportado MZIs mezclando las diferentes técnicas mencionadas anteriormente, a estos métodos se les denominan MZI híbridos [53-56]. Es importante mencionar, que estos trabajos no se explican muy a profundidad debido a que la mayoría de ellos solo han sido reportados como sensores de fenómenos físicos y no como filtros seleccionadores de longitud de onda.

Hay otra técnica ampliamente utilizada para obtener un MZI y es empleando un segmento de fibra de cristal fotónico empalmado entre dos segmentos de SMF [57-62]. Este MZI ha sido utilizado como filtro selector de longitud de ondas para sintonizar láseres [34], y por lo que esta técnica fue utilizada en este proyecto de tesis, en el siguiente apartado se describen diferentes puntos tales como: la fabricación del MZI, su principio de operación y lo más importante su aplicación como WSF.

## 2.3. MZI realizado utilizando fibra de cristal fotónico.

Las fibras de cristal fotónico han sido ampliamente estudiadas debido a sus propiedades únicas, además las PCFs son hechas de un solo material con un arreglo de huecos de aire que van a lo largo de su longitud [63]. Debido a que el diseño de la estructura de huecos de aire puede ser ajustable, propiedades únicas pueden ser obtenidas como son; transmitir en forma monomodal en un rango desde visible hasta el cercano infrarrojo, muy larga área modal e inusual dispersión [64]. Además, debido a sus propiedades flexibles estas fibras ofrecen la posibilidad de desarrollar interferómetros hechos todo de fibra, novedosos sensores y nuevas aplicaciones. Finalmente, es importante mencionar que estas fibras tienen la característica de la dependencia a la longitud de onda, los interferómetros desarrollados con estas fibras también pueden ser aplicados como WSF [34].

### 2.3.1. Fabricación del MZI con PCF.

El interferómetro fue fabricado utilizando un segmento de una PCF entre dos segmentos de SMFs, los cuales fueron empalmados empleando una empalmadora que fusiona las fibras a través de un arco eléctrico (Fitel S175), se realizaron diferentes pruebas a diferentes longitudes de la PCF y también con diferentes tipos de PCF para lograr el mejor patrón de interferencia pero eso se explicara en secciones posteriores. Sin embargo, la forma de fabricación es la misma, los parámetros utilizados en la empalmadora para realizar los empalmes fueron los siguientes: 91 *mW* de potencia de arco, 240 *ms* de tiempo de pre-fusión y 850 *ms* de duración de arco eléctrico. Los pasos para realizar el MZI son los siguientes: a) se cortan las dos diferentes tipos de fibras tanto la SMF como la PCF las cuales fueron colocadas en la empalmadora tal como se muestra en la figura 2.5. Es importante mencionar el corte de la fibra, ya que las PCFs en su estructura son distintas a la SMF.

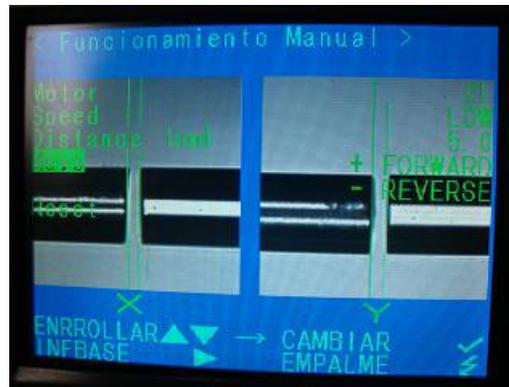


Figura 2. 5. Vista del corte y alineación de las dos fibras.

Como se puede apreciar en la figura 2.5 la fibra de la izquierda es la fibra de cristal fotónico y la fibra de la derecha es la fibra convencional. b) Después de colocar las fibras en la empalmadora, estas se alinean en forma manual. c) Una vez alineadas ambas fibras, se aplican varias descargas eléctricas hasta lograr que los núcleos de ambas fibras sean unidos correctamente, es importante mencionar que debido a la temperatura tan elevada y a las descargas, los huecos de aire de la PCF son colapsados como se muestra en la figura 2.6.



Figura 2. 6. Empalme de ambas de fibras.

d) Cuando se obtiene el primer empalme se retiran ambas fibras ya unidas de la empalmadora y se corta la otra terminal de la PCF, también se corta otro segmento de SMF, se colocan ambas fibras nuevamente en la empalmadora y se alinean para poder empalmarse como se muestra en la figura 2.7. De la misma

forma que se realizó el primer empalme a este también se le aplican varias descargas hasta lograr que ambos núcleos sean unidos (Ver, Figure 2.6).

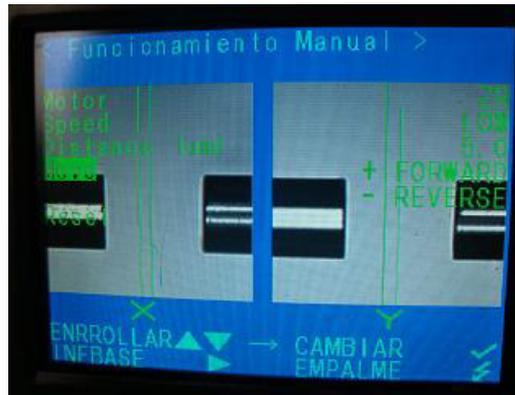


Figura 2. 7. Segundo corte de las dos diferentes fibras.

### 2.3.2. Principio de operación del MZI.

La figura 2.8 muestra el esquema del MZI después de la fabricación. Aquí, el modo fundamental que viene propagándose en el núcleo de la SMF entra en la primera región de colapso y este modo se difracta y resulta en la excitación de los modos del núcleo y revestimiento de la PCF. Ya que alguna parte del modo fundamental de la SMF puede ser acoplado al modo fundamental del núcleo y a uno o varios modos del revestimiento de la PCF [34].

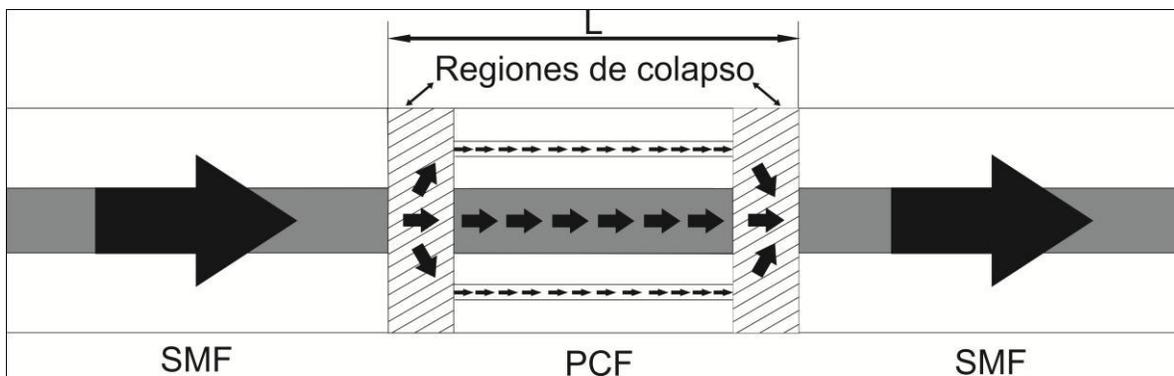


Figura 2. 8. Diagrama esquemático del MZI con PCF.

Debido a los diferentes índices de refracción efectivos entre la sección del núcleo y el revestimiento, se puede producir una diferencia de fase ( $\Delta\phi$ ) entre los modos, para este tipo de MZI la diferencia está dada por [57]:

$$\Delta\phi = \frac{2\mu\Delta n_{eff}L}{\lambda}, \quad (2.6)$$

y

$$\Delta n_{eff} = n_{eff}^{core} - n_{eff}^{clad}, \quad (2.7)$$

donde  $\Delta n_{eff}$  es la diferencia del índice de refracción efectivo entre el núcleo y el revestimiento,  $\lambda$  es la longitud de onda,  $L$  es la longitud del segmento de la PCF la cual está entre las dos regiones de colapso. Como resultado la luz del revestimiento se propaga en un índice de refracción efectivo menor que la luz que se propaga en el núcleo. Por lo tanto, esta diferencia de camino óptico corresponde a los brazos del interferómetro, así los modos se propagan por los brazos del MZI hasta llegar a la segunda región de colapso de la PCF (figura 2.8). En esta segunda región los modos del revestimiento son reacoplados al modo fundamental del núcleo así las regiones de colapso de la PCF actúan como acopladores ópticos. La interferencia entre el modo del núcleo y los modos del revestimiento están dados como una función de la intensidad de la luz que se propaga por el núcleo, de la intensidad de la luz que se propaga por el revestimiento y de la diferencia de fase ( $\Delta\phi$ ) acumulada durante la longitud física ( $L$ ) del MZI y está dada por [57].

$$I_{Total} = I_{core} + I_{clad} + 2\sqrt{I_{core}I_{clad}} \cos \Delta\phi, \quad (2.8)$$

donde  $I_{core}$  es la intensidad del núcleo,  $I_{clad}$  es la intensidad del revestimiento y  $\Delta\phi$  es la diferencia de fase acumulada durante la longitud física del MZI. Esto porque, como se puede observar en la ecuación 2.7 la diferencia de fase es dependiente de la longitud de onda, la intensidad transmitida por el interferómetro será máxima en ciertas longitudes de onda y mínima. Por lo tanto,

es posible considerar al MZI como un interferómetro intermodal en el cual la separación entre dos picos consecutivos está dado por [34]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta n_{eff} L'} \quad (2.9)$$

En el siguiente apartado se muestra el arreglo experimental propuesto para caracterizar el MZI.

### 2.3.3. Caracterización del MZI.

En la figura 2.9 se muestra el arreglo experimental utilizado para realizar la caracterización del MZI. Aquí, se utilizó un diodo láser semiconductor de la firma QPhotonics modelo QFBGLD-980-150J, que tiene su pico de emisión centrado a  $980 \text{ nm}$ , este láser va empalmado a un WDM de la marca THORLABS y a su vez se empalmo a una EDF que tenía  $2.8 \text{ m}$  de longitud (Thorlabs, modelo M5-980-125) con una concentración de dopante de  $300 \text{ ppm}$ .

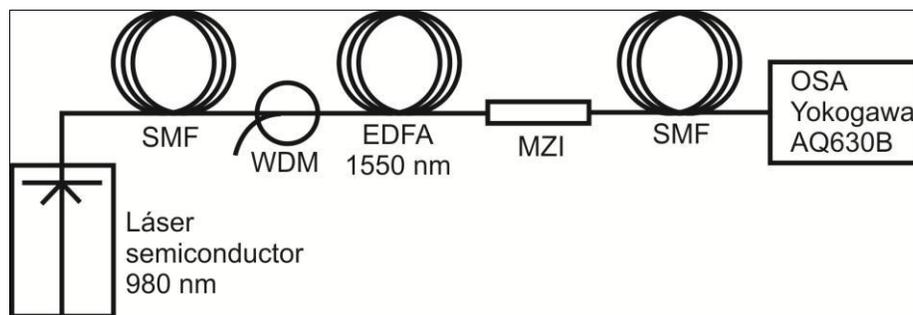


Figura 2. 9. Arreglo experimental para la caracterización del MZI.

Este arreglo es un amplificador de emisión espontánea (ASE, Amplified Spontaneous Emission), por otra parte el MZI fue colocado después del EDFA. Finalmente, se utilizó un analizador de espectros ópticos (OSA, Optical Spectrum Analyzer) de la firma Yokogawa modelo AQ630B para obtener los datos de las pruebas realizadas. Por otro lado, se realizaron pruebas utilizando diferentes PCF, la primera prueba realizada fue utilizando una PCF de núcleo

sólido como se muestra en la figura 2.10. Esta PCF fue diseñada en la Universidad de Bath, la PCF tiene un diámetro de núcleo de  $\sim 5.48 \mu m$ , en el cual está rodeado de seis huecos y cada hueco tiene un diámetro de  $6.40 \mu m$  cada uno y una distancia de  $17.4 \mu m$  entre ellos.

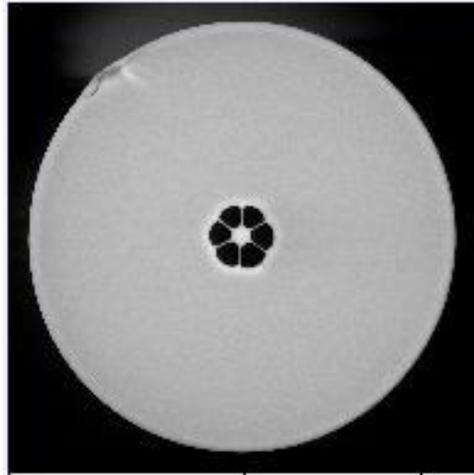


Figura 2. 10. Fotografía de la sección transversal de la PCF tomada con un microscopio electrónico de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.

Con esta PCF se realizaron varios MZI a diferentes longitudes de los segmentos de la PCF, el objetivo de esto fue comprobar la dependencia de la visibilidad de las franjas con respecto a esta longitud, las longitudes utilizadas fueron  $1 \text{ cm}$ ,  $2 \text{ cm}$ , y  $3 \text{ cm}$ , donde se encontraron sus respectivos espectros de transmisión. En este punto es importante mencionar que la potencia de bombeo del diodo láser fue colocada a  $180 \text{ mW}$ . En la figura 2.11 se puede observar que entre más largo es el segmento de PCF se obtiene más cantidad de franjas (picos), y esto es debido a que entre más sea la longitud del segmento de la PCF menor es la separación que hay entre las franjas consecutivas como lo indica la ecuación 2.9. Como se puede observar en la figura 2.11a, donde el MZI fue incrementado con una longitud de  $1 \text{ cm}$ , no se pueden apreciar las franjas de interferencia y se obtuvo una potencia de salida baja. Por otro lado en la figura 2.11b en donde MZI tuvo  $2 \text{ cm}$ , se empiezan a apreciar las franjas de interferencia, este espectro

tuvo una  $\Delta\lambda \sim 14 \text{ nm}$ , una potencia de salida de  $\sim 66 \text{ dBm}$ . Finalmente en la figura 2.11c, en donde el MZI utilizó  $3 \text{ cm}$  de longitud, se puede observar un mejor contraste de profundidad de las franjas, además se redujo la separación entre los picos consecutivos a  $\Delta\lambda \sim 9 \text{ nm}$  y se obtuvo una potencia de salida de  $\sim -72 \text{ dBm}$ .

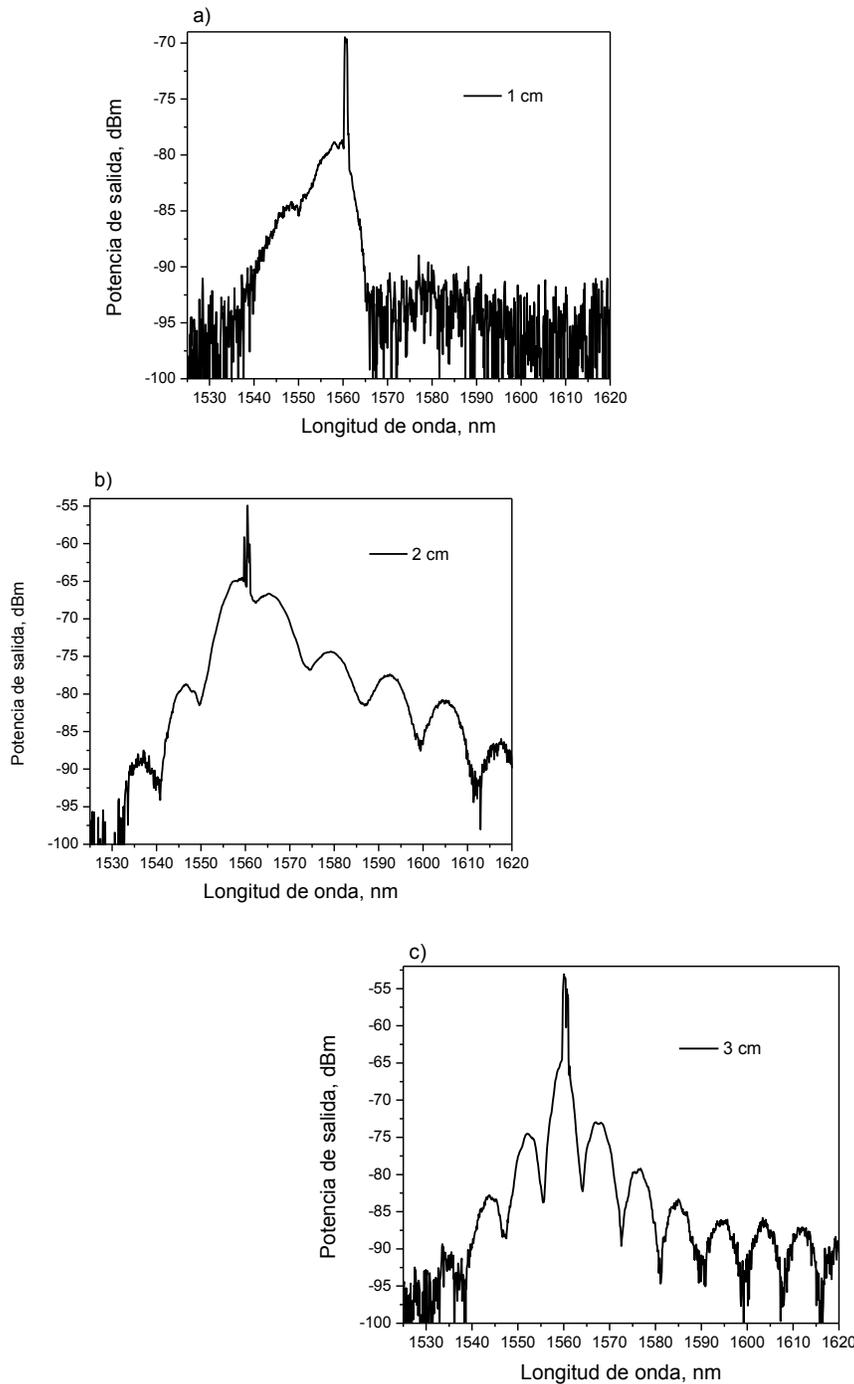


Figura 2. 11. a) MZI implementado a una longitud de 1 cm, b) MZI implementado utilizando una longitud de 2 cm, c) MZI implementado a utilizando una longitud de 3 cm.

Es importante mencionar que el MZI se implementó de forma “artesanal” por lo que cada interferómetro puede ser diferente y eso afecta la transmisión, debido a que estos fueron los primeros intentos de implementación del MZI se obtuvieron potencias de salida bajas, pero después de dominar la técnica se implementó otro interferómetro utilizando una distancia de 5 cm, empleando la misma PCF y el espectro de transmisión obtenido se muestra en la figura 2.12. En este espectro de salida, la separación entre las franjas fue de  $\Delta\lambda \sim 6 \text{ nm}$  y su potencia de salida fue de  $\sim -42 \text{ dBm}$ . También es importante mencionar, que este tipo de MZI tiene pérdidas de inserción muy elevadas, para nuestro caso las pérdidas fueron de  $\sim 18 \text{ dB}$  (Ver, figura 2.12). Finalmente, como se puede apreciar en esta figura, el espectro de salida es una superposición de muchas curvas sinusoidales las cuales corresponden a la interferencia entre el modo fundamental y los modos del revestimiento, y por lo tanto múltiples franjas son observadas [63].

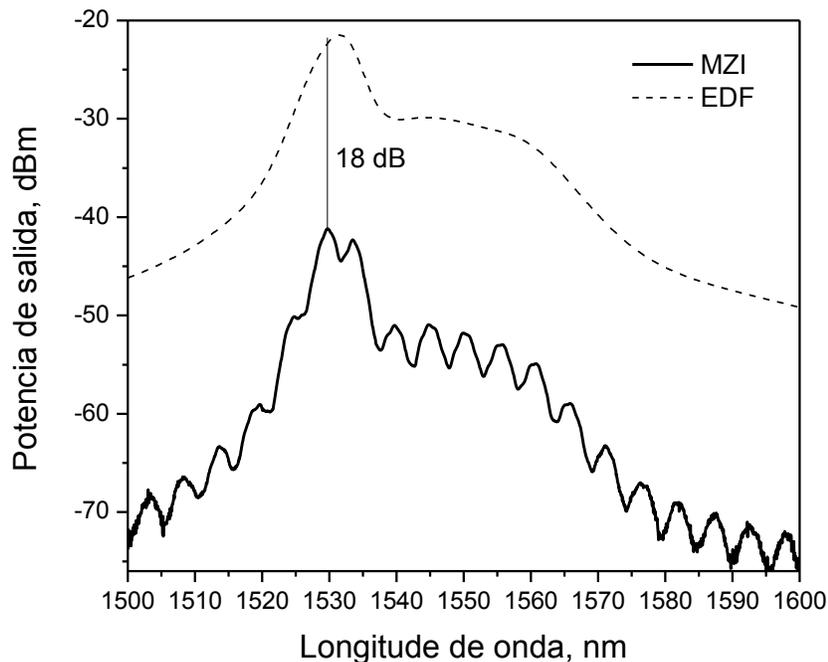


Figura 2. 12. Espectro de salida utilizando 5 cm de la PCF.

Para determinar que modos de alto orden del revestimiento construyen el patrón de interferencia se utilizó la transformada de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform). Por lo tanto, se obtiene la correspondiente frecuencia temporal del espectro de longitud de onda y este se observa en la figura 2.13. En esta figura, se encontró que el MZI tuvo un sólo modo del revestimiento de alto orden dominante que contribuye para realizar el patrón de interferencia, esto también ha sido demostrado en trabajos propuestos por otros grupos de investigación [63, 64].

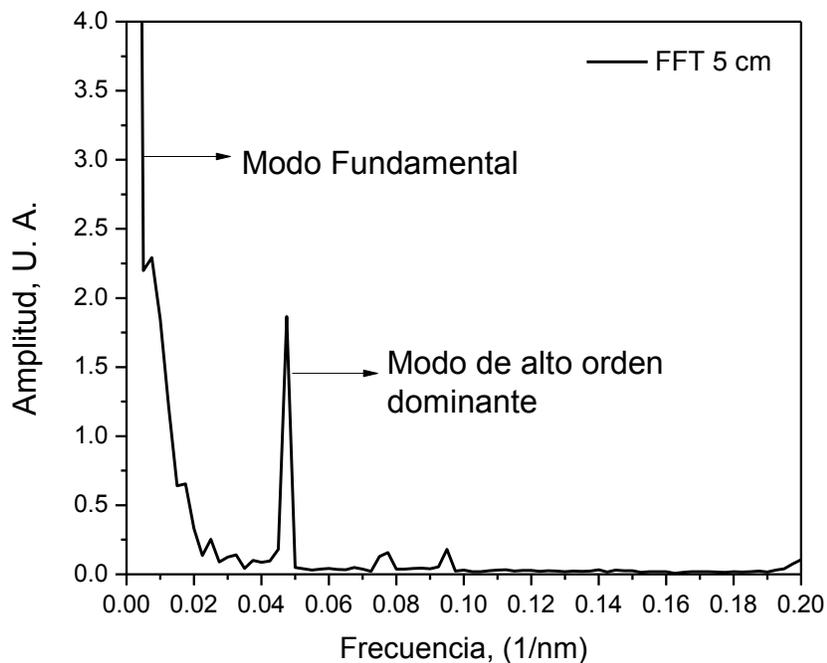


Figura 2. 13. Frecuencia espacial del MZI.

#### 2.4. MZI utilizado como filtro selector de longitud de onda.

Una característica importante del MZI es que puede ser utilizado como filtro óptico, y esto es debido a su característica de dependencia a la longitud de onda (como lo muestra la ecuación 2.9). Gracias a esto puede ser utilizado para obtener un filtro seleccionador de longitud de onda [37]. La respuesta de las franjas del MZI puede ser seleccionada por un simple cambio de la fase ( $\Delta\phi$ ) del

interferómetro, y esto se logra modificando la longitud ( $L$ ), o la diferencia de índice de refracción efectivo ( $\Delta n_{eff}$ ), como lo muestra la figura 2.14. En esta se muestra un conjunto de diferentes longitudes de onda ( $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_8$ ), después de pasar por el filtro MZI se transmiten solo unas longitudes de onda ( $\lambda_1, \lambda_3, \lambda_5, \lambda_7$ ), como se muestra en la Figura 2.14a. Por otro lado, aplicando algún fenómeno físico se puede modificar alguno de los dos parámetros ya mencionados ( $L$  o  $\Delta n_{eff}$ ) y se pueden seleccionar las otras longitudes de onda ( $\lambda_2, \lambda_4, \lambda_6, \lambda_8$ ), ver figura 2.14b.

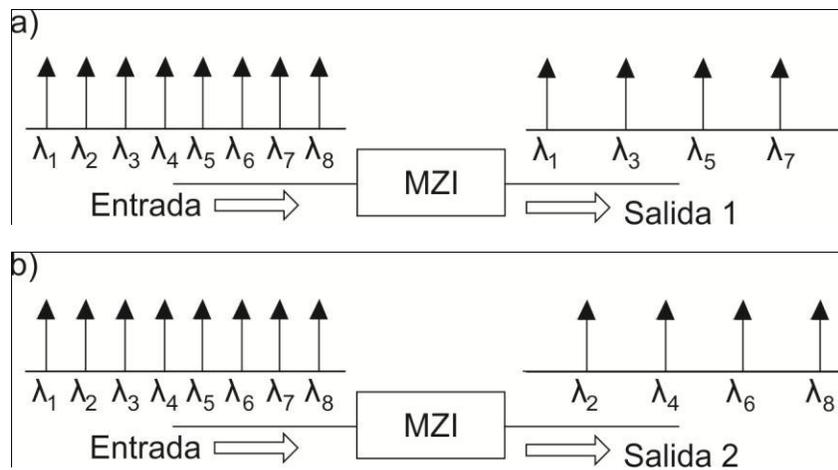


Figura 2. 14. MZI utilizado como filtro seleccionador de longitud de onda.

La relación de la potencia de salida con respecto a la potencia de entrada depende del cambio de fase ( $\Delta\phi$ ) del MZI como lo muestra la ecuación 2.10 [37].

$$P_{out} = \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) P_{in}, \quad (2.10)$$

donde  $P_{out}$  es la potencia de salida y  $P_{in}$  es la potencia de entrada. Finalmente, en el MZI propuesto no se puede modificar el parámetro de la longitud ( $L$ ), debido a que el segmento de PCF está empalmado a los dos SMF. Por lo tanto, el parámetro a controlar es el cambio de índice de refracción efectivo ( $\Delta n_{eff}$ ), este parámetro puede ser controlado utilizando diferentes técnicas, tales como

aplicando un esfuerzo físico (torsión, flexión, vibración) directamente al MZI, otra técnica es cubrir el MZI con líquidos con diferentes índices de refracción, y aplicando cambios de temperatura sobre el MZI. En la siguiente sección se muestran resultados de diversas pruebas que se realizaron para comprobar que el MZI puede ser operado como WSF y que puede ser aplicado para sintonizar el láser de fibra que se propone.

## 2.5. Resultados experimentales del MZI utilizado como WSF.

En esta sección se presentan los resultados experimentales de las pruebas realizadas, primeramente se presentan los resultados obtenidos utilizando líquidos con diferentes índices de refracción, después se presentan los resultados variando la temperatura sobre el MZI. Finalmente, se presentan resultados aplicando diferentes esfuerzos físicos.

### 2.5.1. WSF utilizando diferentes índices de refracción.

En la figura 2.15 se muestra el arreglo experimental utilizado para realizar las pruebas de sintonización con diferentes índices de refracción. Este consta de un EDFA que va conectado al MZI y los datos de las mediciones fueron obtenidos por el OSA.

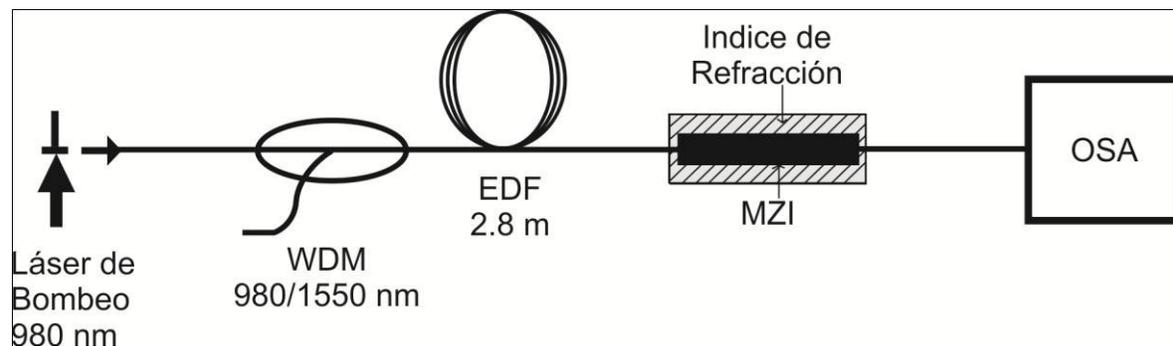


Figura 2. 15. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes índices de refracción.

El interferómetro fue colocado en una base de metal y sumergido completamente en diferentes soluciones. Para evitar residuos de otros líquidos, la base y el MZI fueron limpiados cuidadosamente con agua destilada y después se dejaba secar, este método fue realizado entre cada medición. Aquí, es importante mencionar que el interferómetro fue colocado y fijado en línea recta para evitar cambios de birrefringencia inducidas por los dobles del MZI y evitar cambios en las mediciones, además se mantuvo constante la temperatura del cuarto donde se realizaron las mediciones.

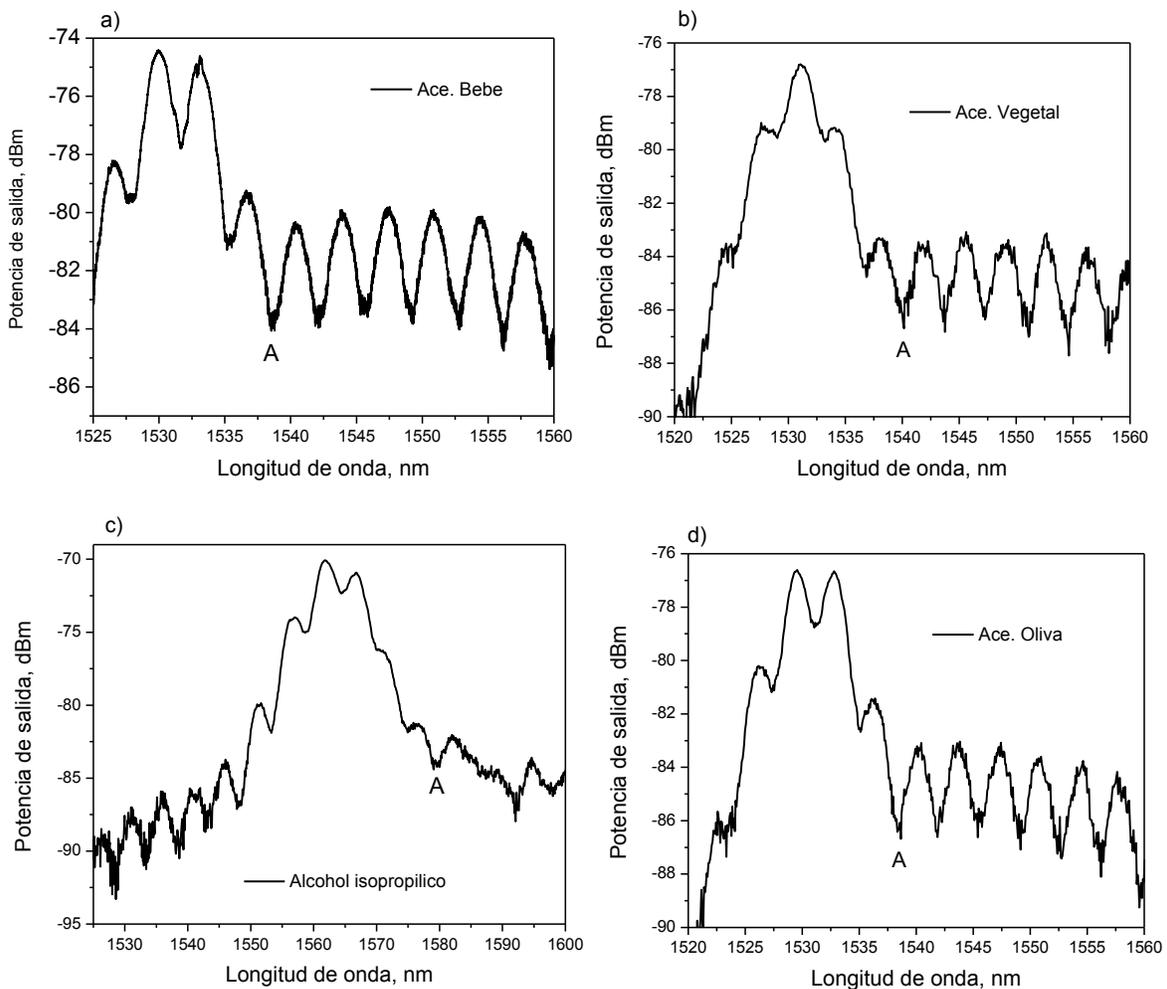


Figura 2. 16. a) Espectro de salida con aceite de bebe, b) Espectro de salida con aceite vegetal, c) Espectro de salida con alcohol isopropilico, d) Espectro de salida con glicerina.

Para el MZI de la figura 2.15 se utilizó un tramo de PCF con una longitud de 5 cm, el MZI fue probado como filtro selector de longitud de onda, utilizando cambios de índice de refracción como medio de sintonización. Para cambiar el índice de refracción alrededor del MZI se utilizaron diferentes sustancias como son; aceite de bebe, aceite vegetal, alcohol isopropilico y aceite de oliva. Un pico de atenuación fue escogido y marcado como **A** para verificar el cambio de longitud de onda cuando las diferentes sustancias fueran aplicadas. Como se muestra en la figura 2.16a, el MZI fue recubierto con aceite de bebe y el pico **A** fue ubicado en la longitud de onda de  $\lambda_A = 1538.71 \text{ nm}$ . Por otro lado en la figuras 2.16 (b,c,d), el MZI fue recubierto con aceite vegetal, con alcohol isopropilico y aceite de oliva respectivamente. Donde el pico de atenuación **A** fue ubicado en las longitudes de onda de 1540.13, 1579.18 y 1539.01 nm respectivamente. En estas figuras se muestran los cambios de la longitud de onda en función de los cambios de índice de refracción externos.

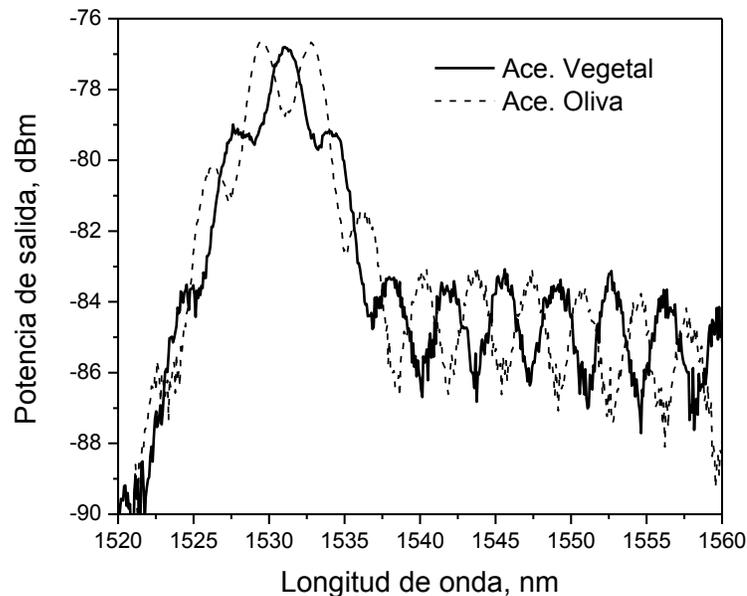


Figura 2. 17. Cambios de espectro debido a cambio de índice de refracción.

Y como se explicó en secciones anteriores, el espectro de interferencia es una superposición de ondas cosenoidales correspondientes a los diferentes modos de

alto orden del revestimiento. Por lo tanto, todos estos modos son más sensibles a cambios de índice de refracción externos e inducen a cambios de fase y algunos de los picos de atenuación se pueden desplazar a otras longitudes de onda [62-64]. Dentro de la figura 2.17 pueden ser observados los cambios de dos espectros del MZI utilizando diferentes sustancias. Esto es debido a que varios modos de alto orden del revestimiento son excitados y además después de aplicar otra sustancia con diferente índice de refracción otros modos son sintonizados. Finalmente con esto se demuestra que se podría utilizar este MZI como WSF, es importante mencionar que para estos experimentos no era muy necesario conocer los valores de los índices de refracción de las sustancias, dado que solo se interesó en comprobar que se puede utilizar el MZI como WSF y no para desarrollar un sensor de índice de refracción.

### 2.5.2. WSF utilizando diferentes temperaturas.

Para llevar a cabo las pruebas del WSF utilizando el cambio de temperatura como medio de sintonización se utilizó un segmento de 3 cm de PCF para realizar el MZI. Aquí, es importante mencionar que también se utilizó la misma estructura de la PCF (Ver, figura 2.10). Por otro lado, el arreglo experimental utilizado para realizar las pruebas de sintonización puede ser observado en la figura 2.18.

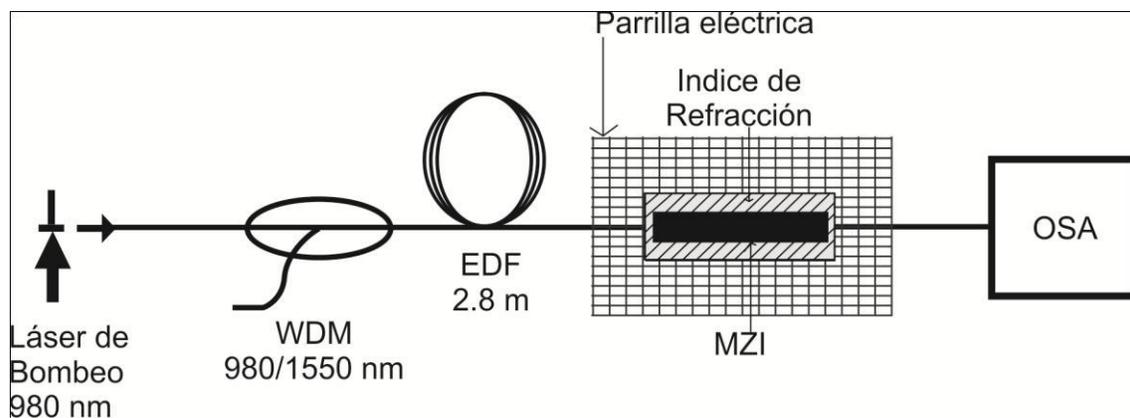


Figura 2. 18. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes temperaturas.

Como se puede observar en la figura 2.18, este arreglo es muy parecido al que se utilizó para sintonizar con diferentes índices de refracción, la única diferencia es que la base metálica, en donde se coloca el MZI, fue puesta sobre una parrilla eléctrica para controlar la temperatura.

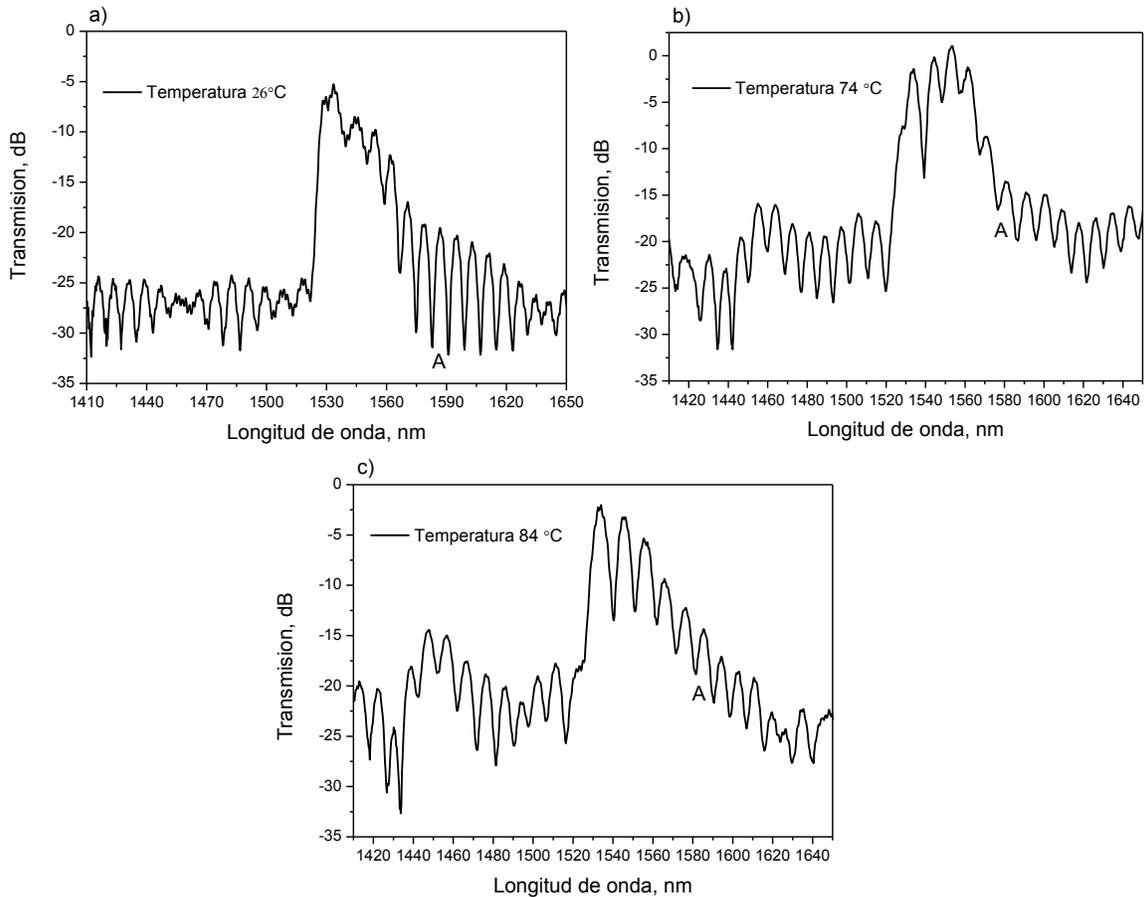


Figura 2. 19. a) Espectro de transmisión a 26 °C, b) Espectro de Transmisión a 74 °C, c) Espectro de transmisión a 84 °C.

Además, el MZI después de ser colocado sobre la base es sumergido completamente en glicerina para que el calor se distribuya uniforme a través de toda la longitud del MZI. Es importante mencionar, que se escogió la glicerina debido a que índice de refracción es muy parecido al de las fibras ópticas. El MZI fue calentado desde un rango desde 20 hasta  $\sim 90$  °C (Ver, figura 2.19) para tener el registro de la temperatura se utilizó un termómetro. Como se puede observar el espectro cambia, debido a que con el aumento de la temperatura y las propiedades químicas de la glicerina cambia y por lo tanto puede tener una

modificación en su índice de refracción. Aquí es importante mencionar, que como los modos de alto orden de revestimiento tienen una sensibilidad alta a cambios externos en la temperatura [64], se puede utilizar como WSF. Por otro lado, se fue aumentando la temperatura, pero se tuvo un problema al tratar de controlarla por que las mediciones no se podían hacer en un intervalo controlado. Por ejemplo, en la figura 2.19a, el espectro de transmisión en el pico de atenuación que se nombró como **A**, este pico está ubicado en la longitud de onda de  $1587 \text{ nm}$  y exhibió un radio de extinción de  $\sim 12.49 \text{ dB}$ , después de aumentar la temperatura este pico cambió de longitud de onda a  $1580 \text{ nm}$  a una temperatura  $74 \text{ }^\circ\text{C}$  (Ver, figura 2. 19b), y su radio de extinción fue de  $\sim 6.77 \text{ dB}$ . Se continuó aumentando la temperatura hasta llegar a  $84 \text{ }^\circ\text{C}$  como muestra la figura 2.19c, y el pico **A** se ubicó en  $1585 \text{ nm}$ , y este exhibió un radio de extinción de  $\sim 6.29 \text{ dB}$ . En la figura 2.20 se pueden observar los cambios de estos espectros respecto a la temperatura.

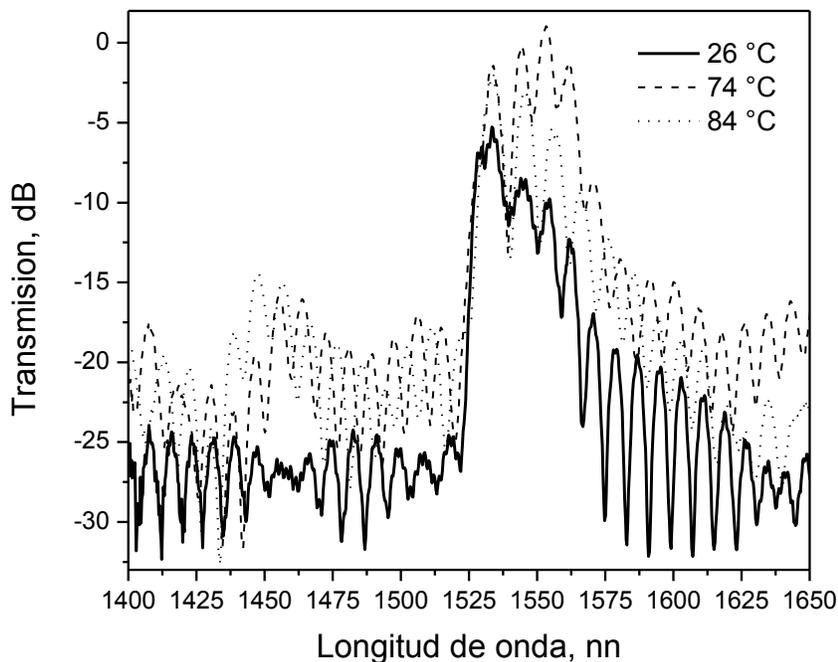


Figura 2. 20. Cambios del espectro debido a cambio de temperatura.

Finalmente, si se quisiera reportar un sensor de temperatura utilizando este MZI, se tendría que utilizar un instrumento que pudiera mantener la temperatura estable, pero para nuestro caso solo nos interesa mostrar las modificaciones de las franjas aplicando temperatura.

### 2.5.3. WSF utilizando diferentes radios de curvatura.

En la figura 2.21 se muestra el esquema experimental utilizado para demostrar que el MZI puede ser utilizado como WSF, utilizando la variación del radio de curvatura. Para este MZI se utilizó un segmento de 5 cm, y la sección transversal de la PCF que se muestra en la figura 2.10. El esquema experimental consta de una fuente de luz ASE conectada al MZI y a en la salida el OSA con el cual se observó el patrón de interferencia. Además, el MZI fue fijado a una estructura circular, con la cual se podían obtener diferentes diámetros (Ver figura 2.21), con el propósito de someter a diferentes diámetros de curvatura al MZI. Los diámetros de curvatura fueron controlados manualmente utilizando un tornillo. Después de fijar el MZI en la estructura circular se midió el diámetro total de la estructura. Aquí es importante mencionar, que el objetivo del experimento es lograr la sintonización de las franjas del interferómetro utilizando el cambio de birrefringencia, en esta sección no es importante tener exactitud en la medición del radio de curvatura.

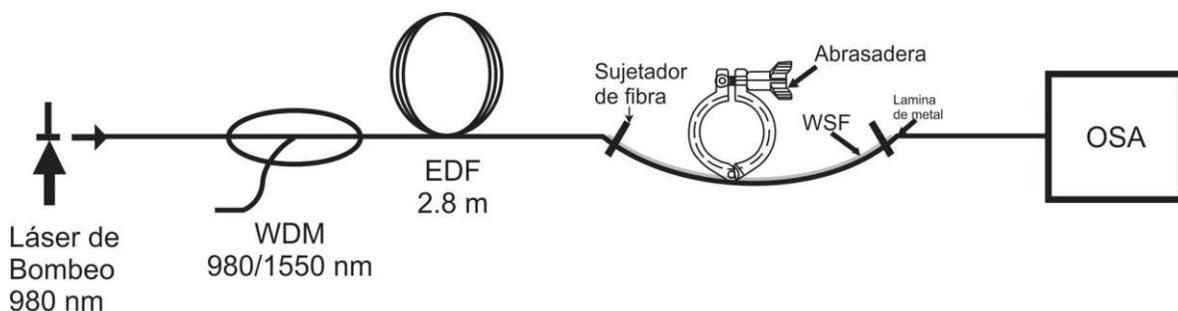


Figura 2. 21. Arreglo experimental para sintonizar con diferentes diámetros de curvatura.

Cuando se aplica el diámetro de curvatura al MZI, la birrefringencia de la PCF cambia, lo cual está dado por [65].

$$\Delta B = \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi L'} \quad (2.11)$$

donde  $\Delta\phi$  es el cambio de la diferencia de fase,  $\lambda$  es la longitud de onda de operación y  $L$  es la longitud del segmento de la PCF. Como se observó en la ecuación 2.12, cuando se aplica la curvatura en el MZI, la diferencia de camino óptico ( $\Delta\phi$ ) varía y por lo tanto la separación entre franjas ( $S$ ) es modificada como es mostrado por [66].

$$S = \frac{\lambda^2}{BL'} \quad (2.12)$$

Finalmente, la transmisión también será modificada ya que depende del cambio de camino óptico como lo expresa la ecuación 2.9. En la figura 2.22 se muestra los espectros de salida del MZI después de haber sido sometido a diferentes diámetros de curvatura.

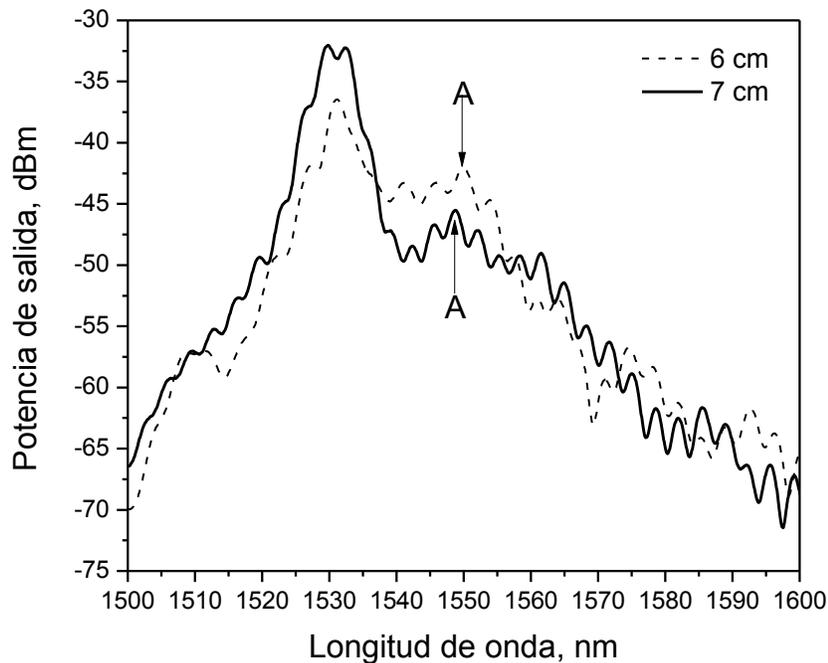


Figura 2. 22. Cambios de espectro debido a cambio de curvatura

Como puede ser observado en la figura 2.22, se nombró un pico **A** como referencia para observar los cambios de longitud de onda y potencia de salida, este pico se obtuvo a un diámetro de curvatura de  $6\text{ cm}$ . Este pico está ubicado en una longitud de onda de  $1550\text{ nm}$  y una potencia de salida de  $-42\text{ dBm}$ . Al aplicar un diámetro de  $7\text{ cm}$ . El pico **A** se desplazó a una longitud de onda de  $1548\text{ nm}$  y una potencia de salida de  $-42\text{ dBm}$ . Por otro lado, en la figura 2.23 se muestra la FFT de los espectros de las figura 2.22, esto fue llevado acabo para investigar el número y distribución de los modos de interferencia en el MZI. La frecuencia especial mostrada (Ver, figura 2.22), indica que solamente hay una frecuencia espectral dominante, con lo que se demuestra que las franjas de interferencia son principalmente formadas por dos modos (el modo fundamental del núcleo y el modo dominante del revestimiento) [67].

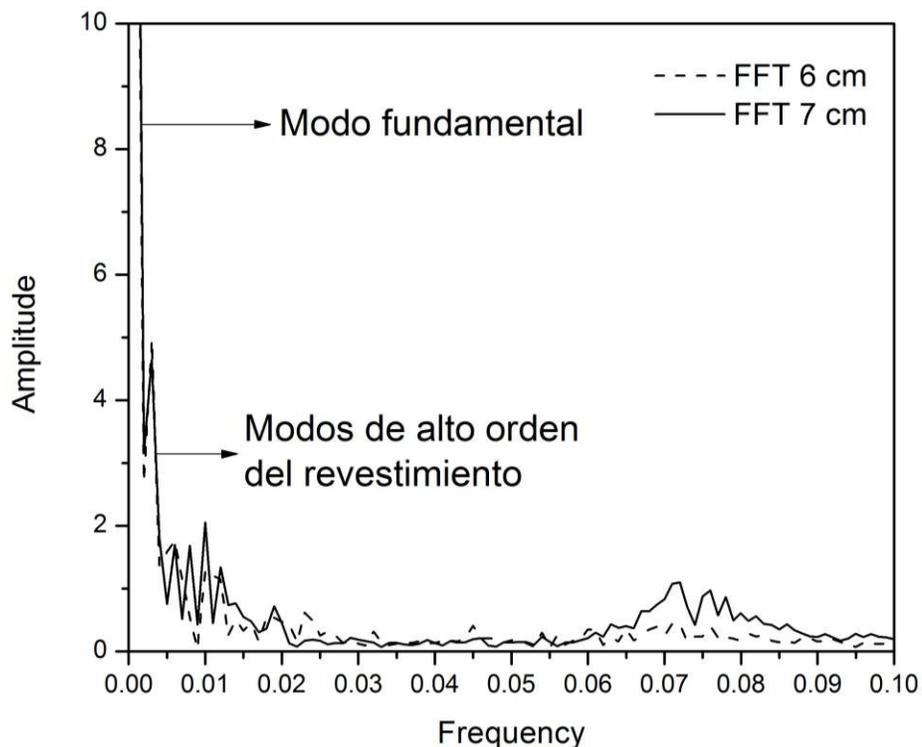


Figura 2. 23. Frecuencia espacial del MZI a diferentes diámetros de curvatura.

Finalmente, en este capítulo se explicó el funcionamiento del interferómetro Mach-Zehnder utilizando divisores de haces y espejos, además se mencionaron las diferentes formas de implementar este interferómetro utilizando fibra óptica. También se explicó la forma de implementar el interferómetro utilizando una fibra de cristal fotónico como elemento principal, se demostró experimentalmente que modificando las longitudes del segmento de la PCF se pueden controlar la separación entre franjas y se encontró que entre más grande sea el segmento de PCF menor será separación entre franjas. También se demostró de manera experimental que al aplicar un fenómeno físico (curvatura, temperatura, etc.) sobre el interferómetro se modificara su espectro de transmisión y por lo tanto puede ser utilizado como sensor o como filtro seleccionador de longitud de onda en un láser de fibra. En el siguiente capítulo se explicará lo que es un láser de fibra óptica, los diferentes tipos que existen y su funcionamiento.

## ***Capítulo III***

### ***Láser de fibra óptica***

### 3.1. Introducción.

En este capítulo se explicará lo que es un láser de fibra óptica, y los tipos de cavidades con los que se pueden realizar. Además, se describirá la importancia de cada uno y de las partes que lo componen. Como se mencionó anteriormente, una forma de describir un láser es la de un oscilador óptico, que al igual que otros osciladores es una cavidad de resonancia que contiene un medio amplificador, también llamado medio activo, el cual proporciona una ganancia que compensa las pérdidas inevitables que ocurren en la cavidad. Los láseres de fibra son referidos como los láseres que utilizan fibras dopadas con tierras raras como medio activo. En particular la fibra dopada con erbio, inventada por *David Payne* en 1987 [68], son ideales para los láseres de fibra debido a su propiedad de amplificación cerca de 1550nm, longitud de onda en la cual la fibra presenta la mínima pérdida de transmisión [69]. Finalmente los láseres de fibra óptica generalmente tienen dos tipos de cavidades predominantes tales como: cavidad lineal y cavidad en anillo, estas cavidades se explicaran a detalle en los siguientes apartados.

### 3.2. Cavidades.

Los láseres de fibra se construyen colocando un amplificador óptico dentro de la cavidad, dicha cavidad puede tener la configuración lineal [70] o la configuración de anillo [71]. El tipo más simple de cavidad láser es la lineal, y esta utiliza una configuración Fabry-Perot en donde se mantiene un patrón de onda estacionaria, se forma colocando un medio de ganancia entre dos espejos altamente refractivos como se muestra en la figura 3.1.

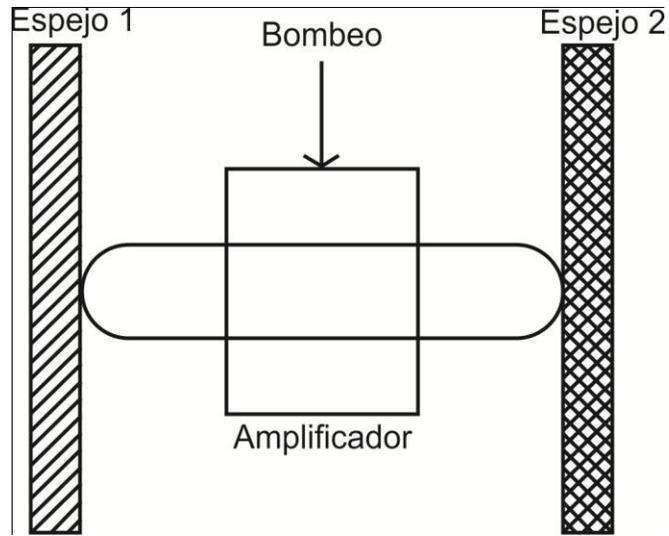


Figura 3. 1. Cavity Fabry-Perot.

En el tipo de cavity en anillo se tiene una onda progresiva que es unidireccional de manera que puede propagarse indefinidamente. Una de las ventajas que presenta este tipo de cavidades es que no requieren espejos, como se muestra en la figura 3.2.

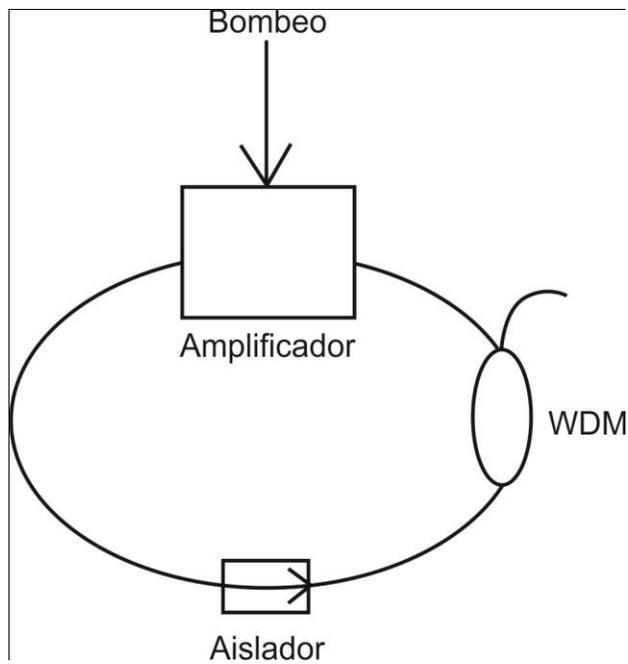


Figura 3. 2. Cavity en anillo [71].

### 3.2.1. Cavity Fabry-Perot para láseres de fibra.

En láseres de fibra existen varias alternativas para poder diseñar una cavidad Fabry-Perot totalmente de fibra óptica [72]. La primera es utilizando dos espejos de lazo de fibra, en la figura 3.3, se muestra esquemáticamente la configuración donde resulta un dispositivo de fibra. Los espejos de lazo óptico son interferómetros de Sagnac y pueden ser diseñados para reflejar la luz láser para transmitir la radiación de bombeo. Físicamente un espejo de lazo de fibra está formado por un acoplador con una relación 50/50 de fibra con dos de sus puertos unidos para formar una trayectoria cerrada [72].

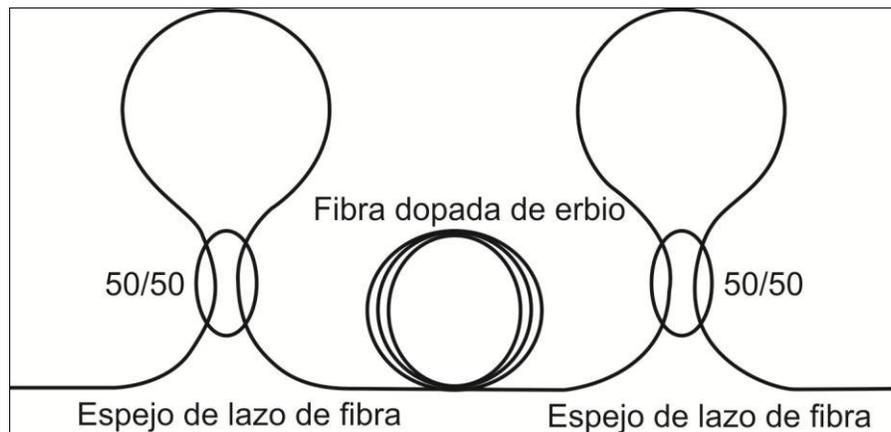


Figura 3. 3. Cavity Fabry-Perot utilizando lazos de espejos [72].

Otra alternativa para formar una cavidad Fabry-Perot consiste en dos rejillas de Bragg como reflectores como se muestra en la figura 3.4, de tal manera que actúen como espejos altamente reflectivos para la longitud de onda del láser y transparente para la radiación de bombeo. Una de las ventajas de usar rejillas de Bragg es que el láser opera en un solo modo longitudinal con una línea ancha a causa de la reflexión selectiva en frecuencia de tal rejilla [73].

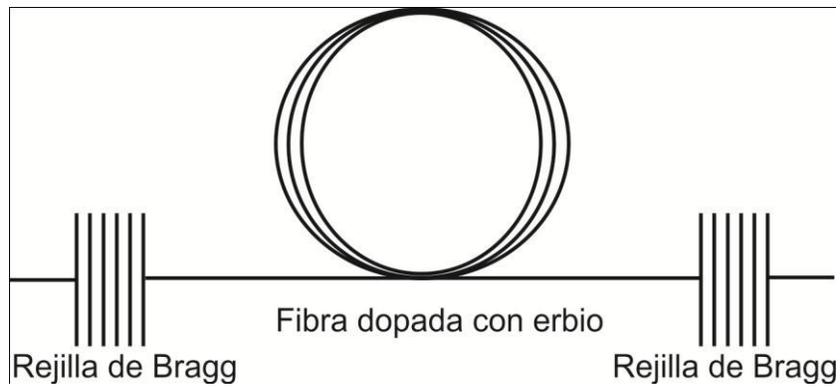


Figura 3. 4. Cavity Fabry-Perot utilizando rejillas de Bragg [73].

### 3.2.2. Cavity de anillo para láseres de fibra.

Una ventaja de la cavity de anillo es que también puede ser realizada sin espejos, resultando una cavity totalmente de fibra. En el diseño más simple, dos puertos de un WDM (Wavelength Division Multiplexor, Multiplexor por longitud de onda) son conectados para formar una cavity de anillo que contiene la fibra dopada como se muestra en la figura 3.5.

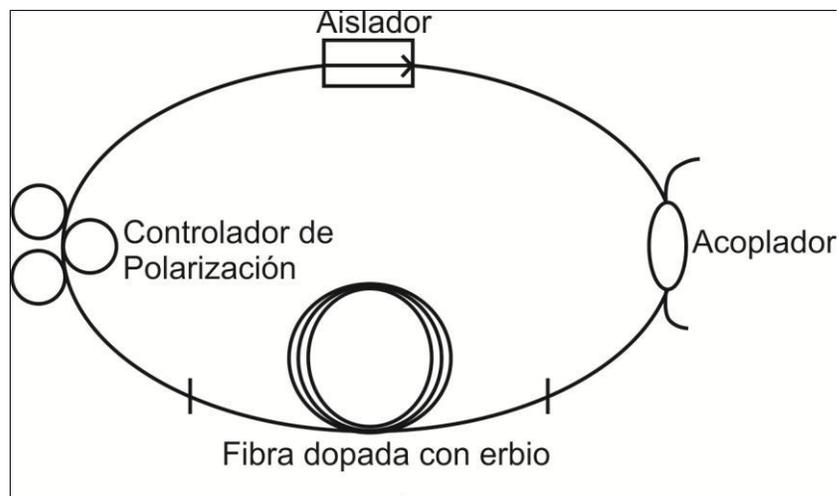


Figura 3. 5. Cavity de anillo para láseres de fibra.

Un aislador de fibra se coloca dentro del lazo para asegurar que la operación sea unidireccional y eliminar reflexiones, el controlador de

polarización es también necesario si la fibra dopada con erbio es de tipo estándar que no preserva la polarización [72].

### 3.3. Láser de fibra óptica sintonizable.

Después de revisar los diferentes tipos de cavidades ahora se explicaran los componentes más importantes de un láser de fibra en configuración de anillo. En la figura 3.6 se muestra una de las configuraciones más usadas para lograr un láser de fibra sintonizable. Como se muestra en la figura este consta de un láser de bombeo, un medio activo (fibra dopada con erbio), un aislador, un controlador de polarización, un multiplexor por división de longitud de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexing), un controlador de polarización y finalmente tiene el componente más importante que es el filtro seleccionador de longitud de onda, que permite a este tipo de láser ser sintonizable y que algunos puedan emitir más de una longitud de onda.

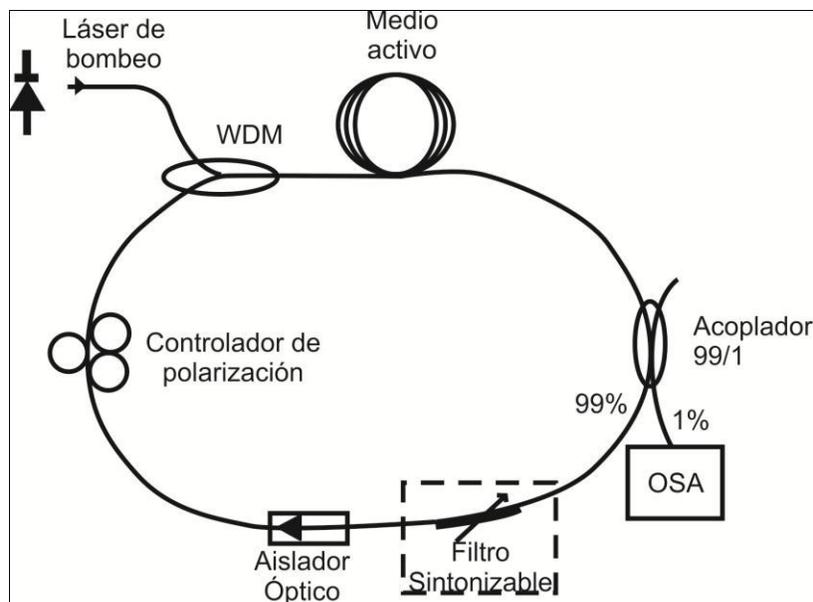


Figura 3. 6. Esquema típico de un láser de fibra sintonizable.

#### 3.3.1. Láser de bombeo.

En un láser de fibra óptica sintonizable, las señales son transportadas por fotones y por lo tanto una fuente óptica es una parte esencial para cada láser de fibra.

Aunque hay diversos tipos de fuentes ópticas, el diodo láser semiconductor es la más popular debido a que son pequeños, rentables y lo más importante, su salida óptica puede ser rápidamente modulada por la corriente de inserción eléctrica [37]. Los elementos semiconductores típicos son el silicio y el germanio. Un material semiconductor como el silicio en su forma cristalina tiene cuatro electrones de valencia entrelazados con los átomos adyacentes. A muy bajas temperaturas el silicio se comporta como un aislador, ya que no hay electrones libres que pueden conducir corriente eléctrica. Sin embargo, a temperatura ambiente, por la agitación térmica, algunos electrones serán separados de su posición dentro de la red cristalina, quedando libres y dejando en su lugar un “hueco” con carga positiva. Si a través del cristal se aplica un campo eléctrico, circulará una pequeña corriente eléctrica debido al movimiento de electrones libres y de huecos. Es posible aumentar la conductividad de un semiconductor, esto se logra agregando átomos contaminantes de bario y galio. Estos materiales contaminantes son átomos con cinco electrones de valencia llamado semiconductores tipo N. Cuando una oblea de material semiconductor tipo P y un tipo N se unen tenemos una unión “P-N” que también es conocida como diodo. Si en este diodo se coloca una batería, conectando el polo positivo con el material tipo N y el polo negativo al material tipo P, el resultado es que los huecos son atraídos por el potencial negativo de la batería y el potencial positivo de la batería atrae a los electrones libres [74]. En la figura 3.7, se muestra el esquema básico de un láser semiconductor.

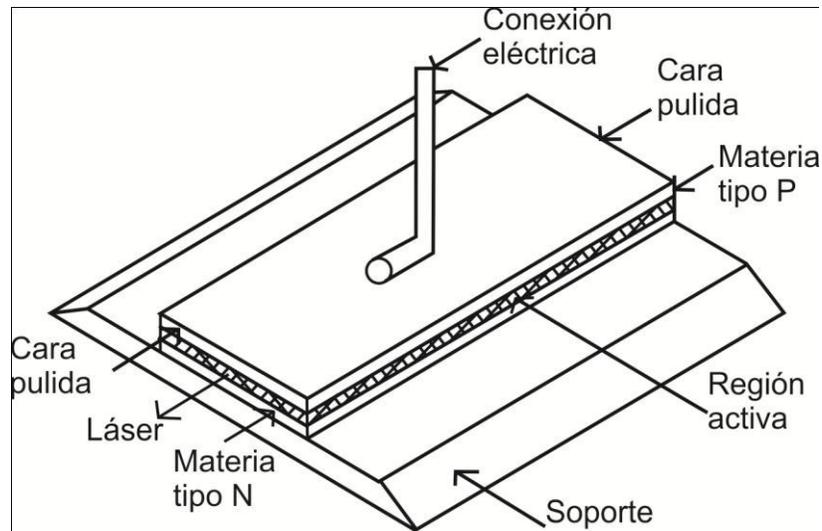


Figura 3. 7. Esquema básico del láser semiconductor [74].

Como se mencionó anteriormente este tipo de láseres se utilizan como sistema de bombeo, ya que se debe de tener una longitud de onda de  $980\text{ nm}$  o  $1480\text{ nm}$  que son las longitudes de onda con las que se pueden excitar los iones de erbio. Es importante mencionar, que estas longitudes de onda corresponden a los picos de absorción del erbio. La longitud de onda de  $980\text{ nm}$  tiene una sección de absorción mayor y se utiliza cuando se requiere un ruido bajo. Por otro lado, la longitud de onda de  $1480\text{ nm}$  tiene el pico de absorción más bajo pero una sección más amplia de absorción y por lo tanto se utiliza para cuando se requieren amplificadores de mayor potencia. Finalmente, el láser de bombeo es acoplado dentro de la cavidad con un WDM, cuyo funcionamiento se explicara en la siguiente sección.

### 3.3.2. Multiplexor por división de longitud de onda.

Los multiplexores por división de longitud de onda (WDM) permiten la combinación entre la propagación de la señal de bombeo y la señal en contra propagación de la fibra dopada con erbio [37]. Este acoplador puede ser usado para dividir la luz en sus respectivas longitudes de onda. En la figura 3.8 se

muestra como ocurre la transferencia de potencia entre las dos entradas y la única salida [75]. La dependencia de longitud de onda de estos acopladores depende de la longitud de la región de acoplamiento. Hay diferentes formas de diseñarlos y fabricarlos dependiendo de las características de cada acoplador. Las propiedades más significativas de estos acopladores para la señal de bombeo y la señal de la cavidad son las pérdidas en ambos caminos y el aislamiento, es decir, que tal completamente están separados los dos caminos ópticos. En general, puede ser necesario combinar varios canales de diferentes longitudes de onda en una sola fibra óptica para aprovechar al máximo el uso de la banda ancha de la ganancia disponible en la fibra dopada con erbio [75]. Este tipo de sistemas en su mayoría necesitan un número  $N$  de longitudes de onda a la entrada de la fibra óptica y una sola salida o viceversa. Es importante mencionar, que para tener un sistema de bajas pérdidas de inserción y un aislamiento razonable se puede realizar el WDM por diferentes métodos como son; un arreglo de guía de ondas por rejillas, divisiones de haz y filtros de luz.

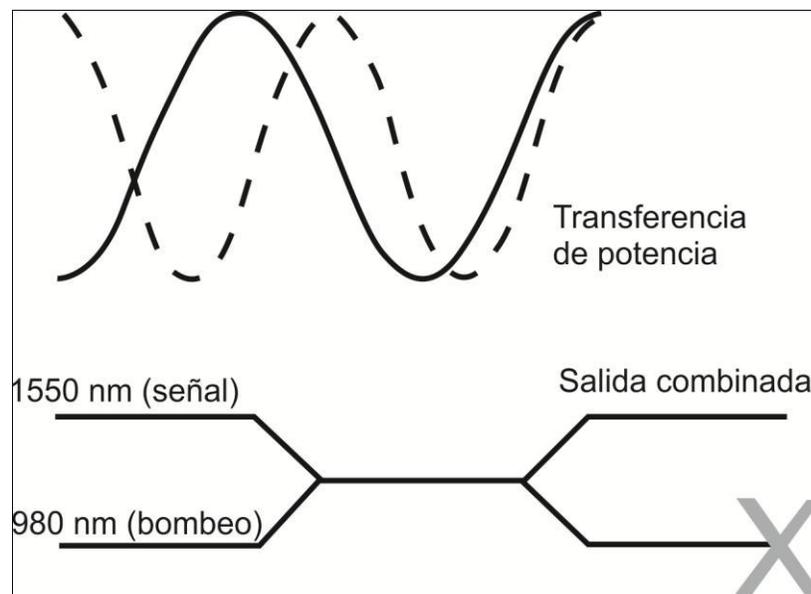


Figura 3. 8. Acoplamiento selectivo de longitud de onda [75].

### 3.3.3. Fibra dopada con erbio.

Los amplificadores ópticos, como su nombre lo indica, operan haciendo uso de los fotones, sin la necesidad de interacción de electrones. De esta forma no es necesario colocar amplificadores optoelectrónicos entre tramos de fibra, los amplificadores ópticos consiguen una amplificación lineal de la señal óptica en determinados rangos de longitudes de onda. El amplificador óptico proporciona una solución más simple al problema de la atenuación y puede ser usado independiente del tipo de modulación y del ancho de banda, además es un dispositivo bidireccional y permite el trabajo en sistemas de multiplexión de longitud de onda.

Los amplificadores ópticos han resultado tener más utilidades por su uso como repetidores lineales, también como preamplificadores de recepción, compuertas lógicas, conformadores de pulsos y direccionadores. Existen diferentes tipos de amplificadores ópticos, basando su emisión en la tierra rara con la cual esta dopada la fibra óptica, estos elementos son por ejemplo, iterbio, erbio, terbio, etc. Sin embargo, el amplificador comúnmente usado es el amplificador de fibra dopada con erbio. Por su capacidad de amplificar la señal cerca de los  $1550\text{ nm}$  que es la longitud de onda donde menos pérdidas presentan las fibras ópticas utilizadas en comunicaciones.

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier), son unos de los dispositivos ópticos más importantes en los sistemas de láseres de fibra [37]. Los EDFA tienen muchas ventajas sobre otros sistemas de amplificación como son: ganancia mayor, alta potencia óptica y sobre todo fácil acoplamiento óptico con las fibras ópticas. La estructura básica para formar un amplificador de fibra dopada con erbio es mostrada en la figura 3.9.

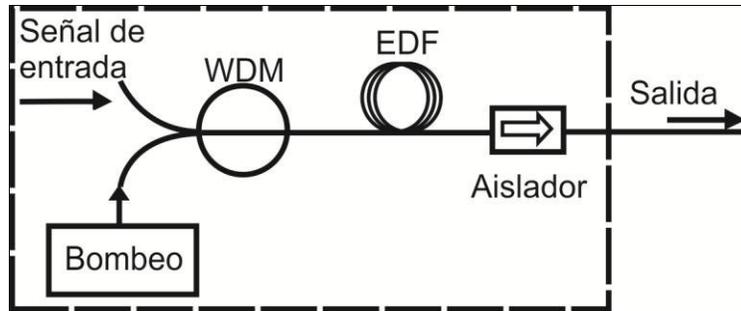


Figura 3. 9. Configuración de un EDFA [37].

Como se puede apreciar en la figura, el EDFA está compuesto por una fuente de bombeo óptica que es generalmente un láser semiconductor, además tiene la fibra dopada con erbio y un WDM [37]. El proceso de bombeo en una fibra dopada con erbio es usualmente descrito por un sistema de energía de tres niveles como se ilustra en la figura 3.10a. La banda prohibida entre el estado estable y el estado excitado es  $\sim 1.268 V$ ; por lo tanto el bombeo de los fotones en la longitud de onda de  $980 \text{ nm}$  es capaz de excitar los iones de erbio y llevarlos del estado estable al estado excitado (Ver figura 3.10a), y crear una inversión de población.

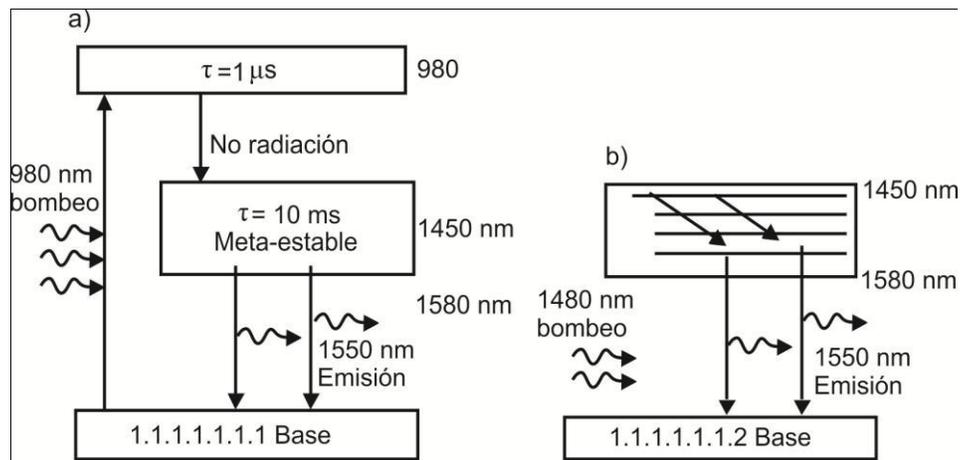


Figura 3. 10. Diagrama de bandas de energía de los iones de erbio en silicio: a) Sistema de tres niveles y b) sistemas de dos niveles [37].

Los iones de erbio permanecerán en el estado excitado por un tiempo de  $\sim 1 \mu\text{s}$ , y después de eso decaerán, a esta etapa se le llama transición de no radiación, después entran a un estado metaestable y la banda de energía de este estado se

extiende más o menos desde 0.8 a 0.86 eV, lo cual corresponde a una banda de longitud de onda desde 1480 a 1550 nm. Finalmente, la recombinación radiativa pasa cuando los iones de erbio bajan del estado metaestable al estado estable y emiten fotones en la longitud de onda cercana a 1550 nm. El tiempo de vida del ion de erbio en el estado metaestable está en el orden de 10 ms, lo cual es cuatro veces mayor que el tiempo de vida que permaneció el ion en el estado excitado. Por lo tanto, con el bombeo óptico constante en 980 nm casi todos los iones de erbio serán acumulados en el estado metaestable. Así, el sistema de tres niveles puede ser simplificado en un sistema de dos niveles para otras aplicaciones prácticas. Esto puede ser llevado a cabo, bombeando a la fibra dopada con erbio en la longitud de onda de 1480 nm, lo cual corresponde a la banda prohibida entre el estado metaestable y el estado estable de la EDF (Ver, figura 3.10b). Típicamente, el bombeo a 1480 nm es más eficiente que el bombeo a 980 nm debido a que el bombeo a 1480 nm no involucra transición de no radiación desde la banda de 980 a 1480 nm. Por lo tanto, el bombeo a 1480 nm es a veces utilizado para amplificaciones de alta potencia. Sin embargo, las amplificaciones con bombeos a 1480 nm usualmente tienen una figura con mayor ruido que los bombeos a 980 nm.

#### 3.3.4. Acoplador de fibra óptica.

Un acoplador de fibra óptica direccional es uno de los componentes más importantes de fibra óptica, a veces usado para dividir y combinar las señales ópticas [37]. Un acoplador de fibra se hace fusionando dos fibras paralelas juntas. Cuando los núcleos de las dos fibras son colocados suficientemente juntas, uno con otro lateralmente, los campos de propagación modal empiezan a superponerse y la potencia puede ser transferida entre las dos fibras como lo muestra la figura 3.11.

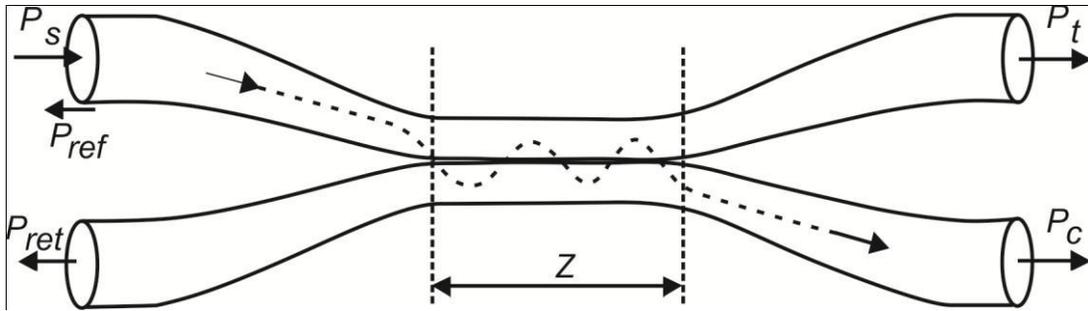


Figura 3. 11. Esquema de un acoplador óptico [37].

Los acopladores de fibra son de fácil fabricación comparados a muchos otros dispositivos ópticos. Como muestra la figura 3.11 la relación de división de potencia de un acoplador está definida como [37].

$$\alpha = \frac{P_c}{P_t + P_c'} \quad (3.1)$$

Esta es la relación entre la potencia acoplada  $P_c$  y la potencia de salida total  $P_t$ . En un acoplador de fibras ideales, la potencia de salida es igual a la potencia de entrada  $P_s$ ; Por lo tanto,  $\alpha \approx P_c/P_s$ . En la práctica siempre se presentan pérdidas de absorción y de dispersión en los acopladores de fibra. En un acoplador de fibra de alta calidad, las pérdidas son generalmente inferiores a  $0.3 \text{ dB}$ . Finalmente,  $z$  es la longitud de la región de acoplamiento que se muestra en la figura 3.11.

### 3.3.5. Filtro sintonizable óptico.

Los láseres sintonizables de fibra en configuración de anillo usan filtros para el mejoramiento del rendimiento mediante la supresión de la amplificación de la emisión espontánea y para seleccionar la longitud de onda de funcionamiento. Estos filtros proveen flexibilidad en la realización de un láser de fibra. En este trabajo de tesis, un filtro sintonizable de tipo Mach-Zehnder es utilizado, pero no es el único que existe, hay otros filtros como filtros Fabry-Perot. Los filtros

basados en el interferómetro Mach-Zehnder son típicamente utilizados para seleccionar la longitud de onda de operación deseada del sistema.

### 3.3.6. Controlador de polarización.

Los láseres de fibra requieren un estado ajustable de la polarización de la luz en la fibra. Controlar el estado de polarización en la fibra óptica es similar al control en el espacio libre utilizando placas de onda a través de cambios de fase en los dos estados ortogonales de polarización [75]. En general se utilizan comúnmente tres conjuntos. En el conjunto, una placa de media onda ( $\lambda/2$ ) (HWP, Half Wavelength Plate), se intercala entre dos placas de cuarto de onda ( $\lambda/4$ ) (QWP, Quarter Wavelength Plate) y las placas son libres de girar alrededor del eje óptico con respecto a la otra. La primera QWP convierte cualquier polarización de entrada arbitraria en una polarización lineal. La HWP gira entonces la polarización lineal a un ángulo deseado de modo que el segundo QWP puede traducir la polarización lineal a cualquier estado de polarización deseado. Aquí, es importante recordar que aplicar un doble a una fibra óptica induce tensiones en dicha fibra y provoca que la birrefringencia en los ejes de la fibra cambien. La birrefringencia inducida en una fibra óptica monomodo de sílice está dada por [75].

$$\Delta n_{eff} = -C \left( \frac{b}{R} \right)^2, \quad (3.2)$$

donde  $b$  es el radio exterior de la fibra,  $R$  es el radio del lazo y  $C$  es una constante que depende del material de la fibra para la fibras de sílice es  $C \cong 0.133$  a  $633 \text{ nm}$ . Un controlador totalmente de fibra óptica basada en este mecanismo se puede construir, con varias propiedades deseables como son; bajas pérdidas de inserción, bajo costo y fácil fabricación como lo muestra la figura 3.12. En este dispositivo, tres bobinas de fibras sustituyen las placas de retardo en el espacio libre. Enrollar la fibra óptica introduce un esfuerzo en ella y por lo tanto se

produce una birrefringencia la cual es inversamente proporcional a los diámetros de las bobinas. Con los ajustes de los diámetros y los números de vueltas se pueden crear cualquier placa de fibra deseada. Finalmente, debido a la flexión de la fibra también se inducen pérdidas de inserción por lo tanto el diámetro de las bobinas debe de permanecer relativamente grande.

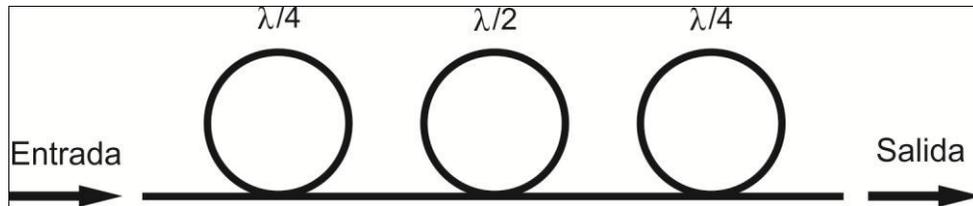


Figura 3. 12. Esquema de un control de polarización [75].

En este punto es importante mencionar que este dispositivo también puede ser utilizado para la sintonización de los láseres de fibra óptica. Debido a que las fibras monomodo no son realmente monomodo dado que estas pueden soportar dos modos degenerados que son predominantemente polarizados en dos direcciones ortogonales ( $x$ ,  $y$ ). Esto se debe a que en la práctica, las imperfecciones en la fibra óptica tales como, un núcleo no completamente circular o también si la fibra sufre un esfuerzo lateral debido a un doblez en ella por mencionar algunos, rompen la simetría circular de la fibra ideal y generan los dos modos [75]. Estos modos se propagan con diferente velocidad de fase y esta diferencia entre sus índices de refracción efectivo se conoce como birrefringencia de la fibra y esta expresada como [75].

$$B = n_y - n_x, \quad (3.3)$$

donde  $n_x$  y  $n_y$  son los índices de refracción efectivos de la polarización. La birrefringencia también puede expresarse de la siguiente manera [75].

$$B = k_o(n_y - n_x), \quad (3.4)$$

Aquí, el modo x es tomado como el modo rápido, y  $k_o = 2\pi/\lambda_o$  donde  $\lambda_o$  es la longitud de onda de operación. Además, si la luz se introduce dentro de la fibra los dos modos son excitados. Uno se desplaza en fase con relación al otro cuando se propagan. Cuando esta diferencia de fase es un número entero de  $2\pi$ , los dos modos se repetirán en este punto, y por lo tanto la polarización de entrada será producida. Así, el efecto de una birrefringencia (uniforme) causa un estado de polarización general y está envuelta en una secuencia periódica de los estados cuando se propagan como lo muestra la figura 3.13.

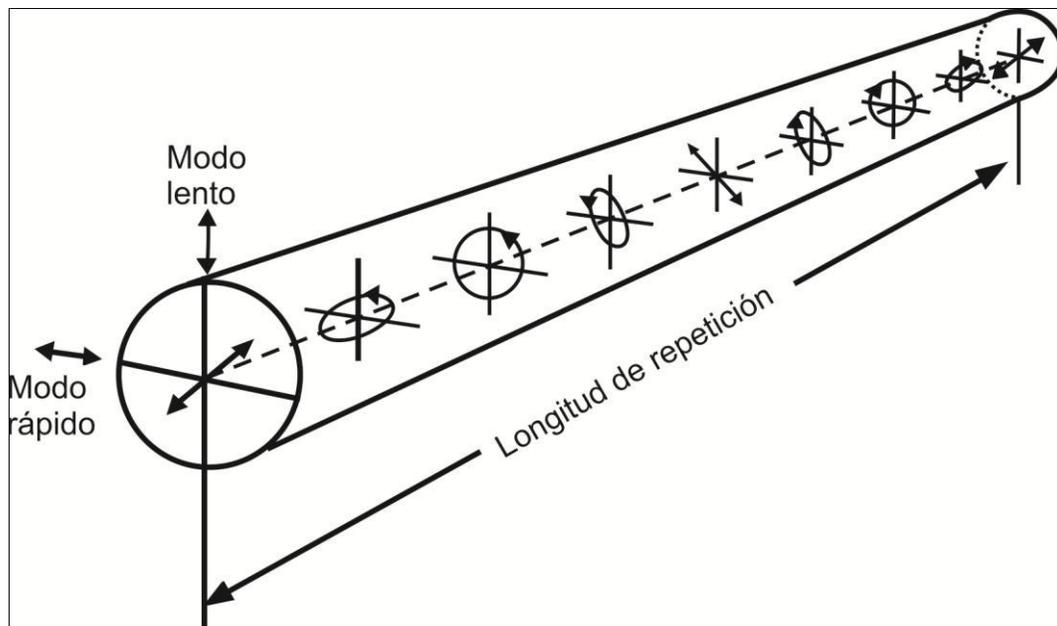


Figura 3. 13. Evolución de los estados de polarización a lo largo de la fibra [72].

La longitud de la fibra donde el estado de polarización de la entrada se repite se conoce como longitud de repetición y está dada por [75].

$$L_b = \frac{2\pi}{B}, \quad (3.5)$$

Comúnmente las fibras monomodo tienen la longitud de repetición en un rango de  $10\text{ cm} < L_b < 2\text{ m}$  (no necesariamente uniforme), y corresponden a los índices de refracción efectivos en el rango  $10^{-7} < n_y - n_x < 10^{-5}$ .

### 3.3.7. Aislador.

Las reflexiones en los puertos de entrada y salida de los láseres de fibra pueden tener un efecto sobre su funcionamiento. Estas reflexiones pueden resultar en reflexiones de Fresnel desde conectores y componentes, o dispersión Rayleigh dentro de la fibra [76]. En los primeros diseños de láseres de fibra y amplificadores, se sumergieron las terminales de las fibras en glicerina y se cortaban con un ángulo las terminales de la fibra para reducir las reflexiones [77-78].

Los aisladores ópticos son usados en sistemas de láseres de fibras para controlar la dirección de la propagación de la luz. Un aislador óptico es un dispositivo que permite que la luz pase solamente en una sola dirección y por lo tanto construir un aislador puede ser algo complicado. Sin embargo, trabajan en función de un fenómeno óptico no bidireccional. Este es el efecto Faraday.

El efecto Faraday se obtiene cuando un material magnético-óptico es colocado en presencia de un campo magnético fuerte. La luz que viaja dentro de este material tiene un estado de polarización rotado por una cantidad dependiendo de la longitud de onda y la fuerza magnética del campo. Esto es útil debido a que el efecto es asimétrico. La luz que viaja en una sola dirección consigue una polarización de  $45^\circ$ . La luz que viaje en la dirección opuesta se gira la misma al mismo ángulo. Así que, efectivamente la luz proveniente de nuevo a la entrada está a  $90^\circ$  de la señal original. La estructura de un aislador óptico típico independiente de la polarización se muestra en la figura 3.14.

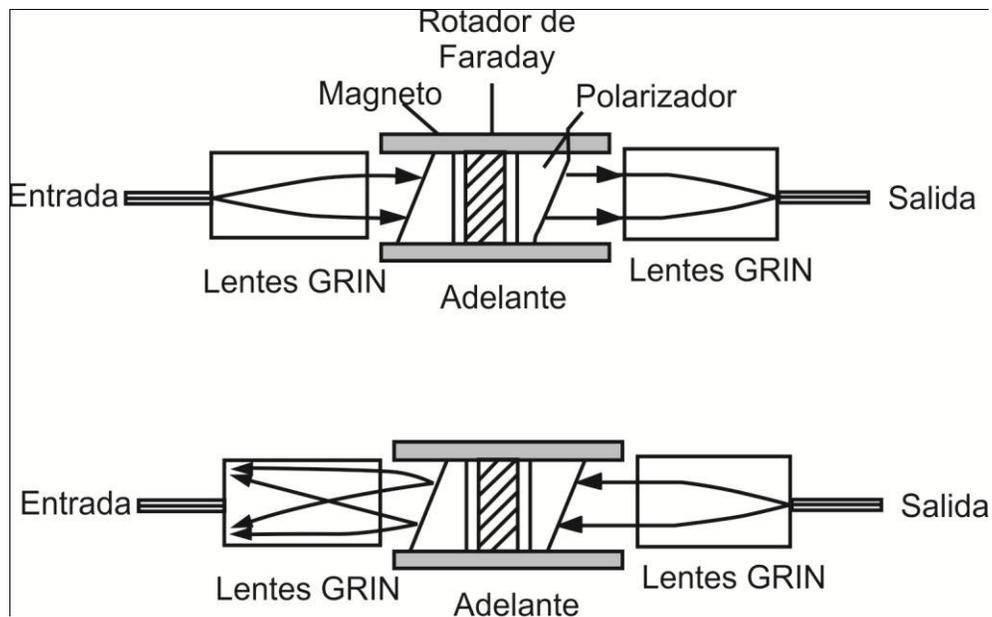


Figura 3. 14. Esquema de un aislador óptico [77].

La luz que viaja en la dirección hacia adelante es colimada por una lente GRIN, seguida por una cuña birrefringente. A la salida de la cuña se tienen un par de rayos ordinarios y extraordinarios que pasan a través del rotador de Faraday que consiste de un material magneto-óptico de cierta longitud rodeado por un imán permanente. Esto se traduce en  $45^\circ$  de rotación de los dos ejes de polarización. Estos rayos rotados se transmiten a través de la segunda cuña birrefringente y en esta son recombinados en la entrada y salida de la fibra. La luz propagándose hacia atrás experimenta la primer separación de los haces ordinarios de los haces extraordinarios, rotados por el rotador de Faraday a un ángulo ahora de  $90^\circ$  de la polarización de entrada, y se reenvían por caminos divergentes por la segunda cuña (Ver Figura 3.14). Estos caminos diferentes no se centran en la fibra de entrada y por lo tanto la luz se excluye del acoplamiento de nuevo en la trayectoria óptica original.

Después de haber dado la explicación de los principales componentes que forman un sistema láser de fibra óptica, en el siguiente capítulo se explicará el esquema

experimental propuesto para obtener un láser sintonizable de fibra de múltiples longitudes de onda.

## ***Capítulo IV***

# ***Láser sintonizable de múltiples longitudes de onda utilizando un interferómetro Mach-Zehnder***

### **4.1. Introducción.**

En este capítulo se presentan los resultados de manera experimental del láser de fibra sintonizable utilizando un interferómetro Mach-Zehnder como elemento principal, además la manera de cómo fue utilizado como filtro seleccionador de longitud de onda y así lograr múltiples emisiones de láser. Finalmente, se

presentan los resultados experimentales utilizando otro arreglo experimental, para obtener otra forma de sintonización más simple y eficiente.

## 4.2. Arreglo experimental.

El arreglo experimental del láser de fibra en cavidad de anillo propuesto es presentado en la figura 4.1. Aquí, como medio de ganancia se utilizaron 2.8m de una fibra dopada con erbio, que emite en la banda C de la ventana de comunicaciones y tiene una concentración de dopante de 300 ppm. Este medio activo fue bombeado por un diodo láser con una longitud de onda centrada en 977 nm y una potencia máxima de 150 mW (Thorlabs, modelo QFBGLD-980-150J). El haz de luz es acoplado dentro de la cavidad de anillo utilizando un WDM 980/1550 nm. Ahora para asegurar una única dirección de propagación y evitar reflexiones internas se colocó un aislador óptico, además fue utilizado un controlador de polarización para ajustar los estados de polarización. La salida del láser fue extraída de la cavidad de anillo por un acoplador de fibra con una razón de acoplamiento de 99/1. El puerto de 99% fue utilizado para la retroalimentación de la cavidad láser, mientras que el puerto del 1% fue usado para la salida láser. Esta salida fue medida con un analizador de espectros ópticos (Advantest, modelo AQ6370B). Finalmente, se utilizó el MZI como filtro seleccionador de longitud de onda en el arreglo.

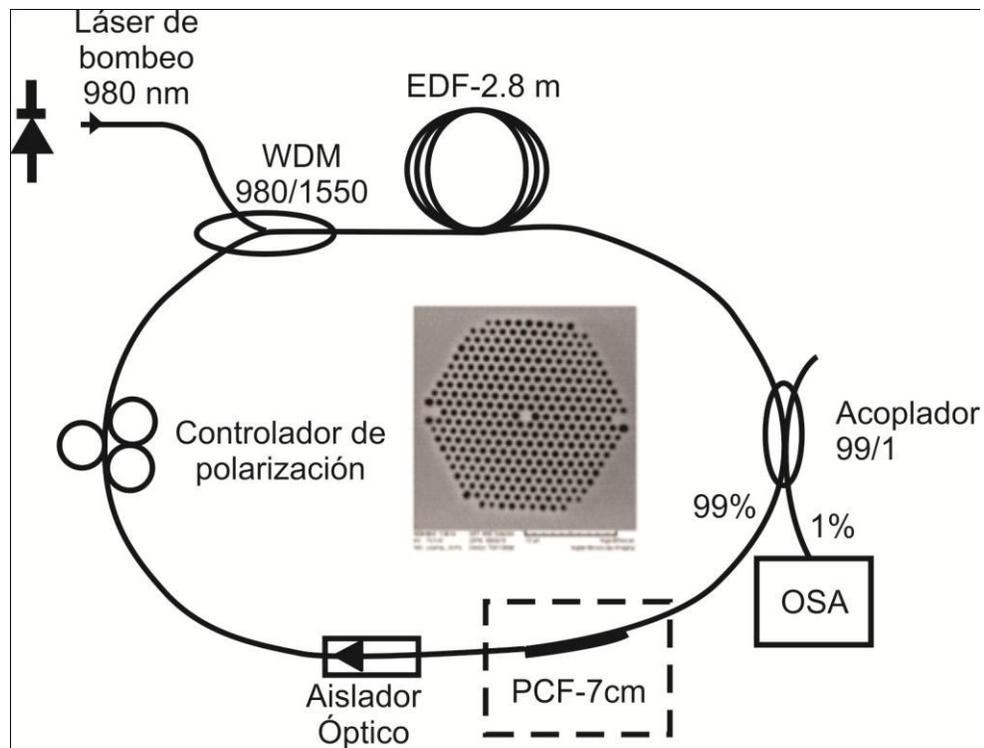


Figura 4. 1. Arreglo experimental del láser sintonizable en cavidad de anillo.

El WSF utilizado en el arreglo fue implementado utilizando la estructura SMF-PCF-SMF como se explicó en el capítulo 2. Aquí, es importante mencionar que debido a que la respuesta espectral del MZI depende fuertemente de las características de la PCF [79]. Por lo tanto, se realizaron pruebas con diferentes PCF, y se decidió utilizar una PCF con la sección transversal como se muestra en la figura 4.1. Esta PCF es de la firma Crystal Fiber A/S, modelo NL-PM-750 y se utilizó una longitud de 7 cm para formar el MZI. Esta PCF tiene un núcleo de  $1.5 \mu m$ , un diámetro de hueco de aire de  $2.36 \mu m$  y un espaciamiento entre huecos de  $0.56 \mu m$  (Ver, Adentro de la figura 4.1). Además, para la fabricación del MZI se utilizó la misma empalmadora (Filtel, S175), los mismos parámetros y el mismo proceso de fabricación como se mencionó en el capítulo 2. Aquí, es importante recordar que el patrón de interferencia del MZI depende de la longitud de la PCF como lo menciona la ecuación 2.10. El espectro de salida del MZI utilizando este tipo de PCF se muestra en la figura 4.2.

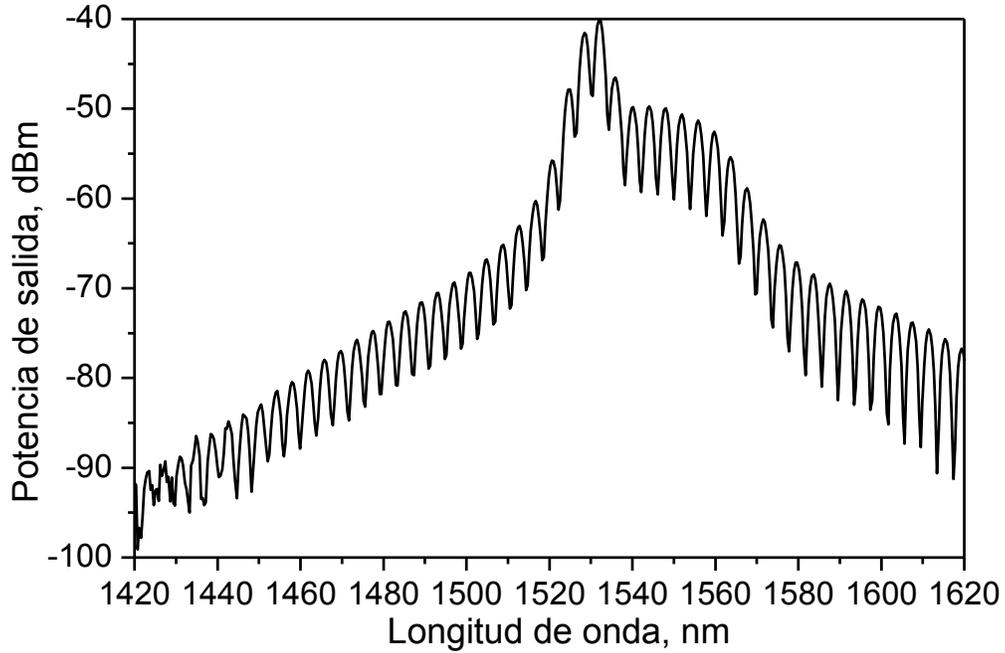


Figura 4. 2. Espectro de salida del Mach-Zehnder interferómetro utilizando como WSF.

Como se puede apreciar en la figura 4.3 el patrón de interferencia del MZI en el rango desde 1530 a 1560  $nm$ , tiene una separación entre los picos consecutivos de  $\Delta\lambda \sim 4 \text{ nm}$ , y una relación de extinción de  $\sim 9.4 \text{ dB}$ .

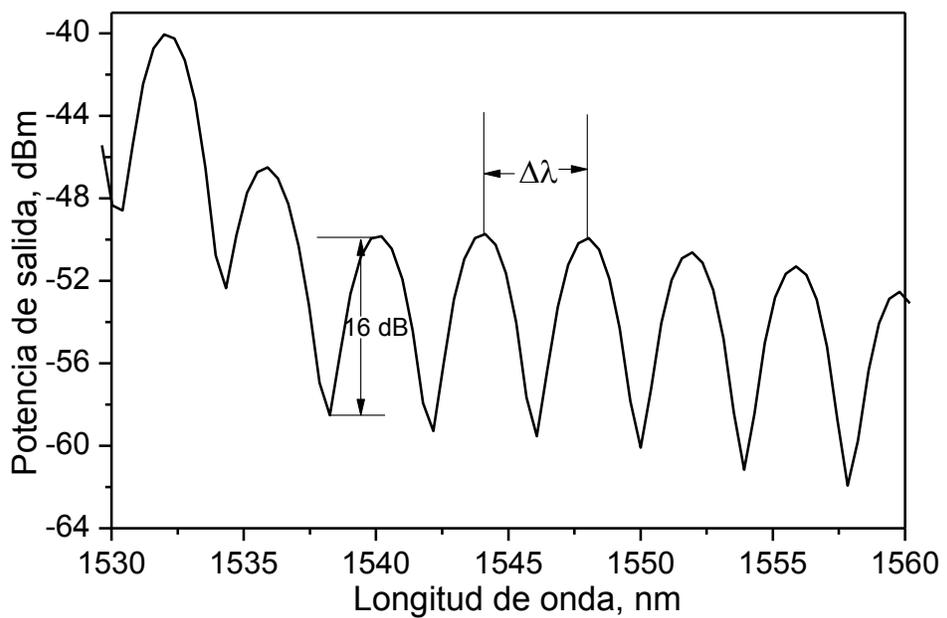


Figura 4. 3. Espectro de salida del MZI.

### 4.3. Resultados experimentales.

Para llevar a cabo el experimento, se colocó el láser de bombeo a  $86\text{ mW}$ , como potencia de bombeo. Además, como la emisión de las líneas del láser dependen directamente de los picos de la potencia de salida espectral producido por el MZI, fue necesario cambiar el patrón espectral para cambiar las características del láser. Se utilizó el controlador de polarización para realizar este cambio espectral y también para cambiar los estados de polarización de toda la cavidad del láser. Aquí, es importante resaltar que se ajustaron los estados de polarización hasta que el espectro homogéneo de la fibra dopada con erbio fuera suficientemente reducido hasta obtener una sola emisión láser, como lo muestra la figura 4.4.

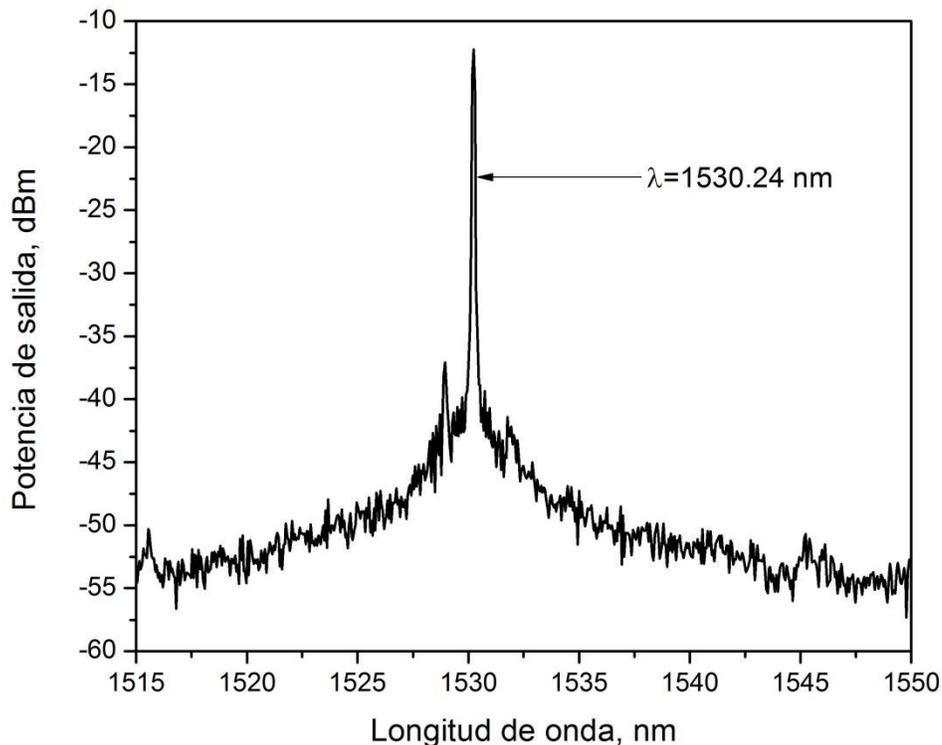


Figura 4. 4. Espectro de una sola emisión láser.

Como se puede observar en la figura 4.4, se logró obtener un pulso bien definido, donde el pico máximo está centrado aproximadamente en  $\lambda = 1530.24 \text{ nm}$ , con una potencia de salida de  $\sim -12.24 \text{ dBm}$ . Después de obtener la emisión láser se movió el PC y se observó que esta emisión puede sintonizar de  $1530.24$  hasta  $1556.20 \text{ nm}$ , como lo muestra la figura 4.5. Se puede observar que las emisiones láseres estuvieron centradas en  $1531.76$ ,  $1552.49$ ,  $1553.56$  y  $155.43 \text{ nm}$  respectivamente y sus potencias de salida fueron  $-12.26$ ,  $-12.03$ ,  $-12.24$  y  $-12.07 \text{ dBm}$  respectivamente. Es importante mencionar que ya que la sintonización se realizó utilizando el PC no se puede controlar la longitud de onda de emisión, esto quiere decir que puede emitir en la línea en  $1531.76 \text{ nm}$  como puede emitir en  $1555.43 \text{ nm}$ . Se puede observar (Ver, figura 4.5) que el rango de emisión es de  $\sim 25 \text{ nm}$  con aproximadamente un SMSR de  $\sim 32 \text{ dB}$ .

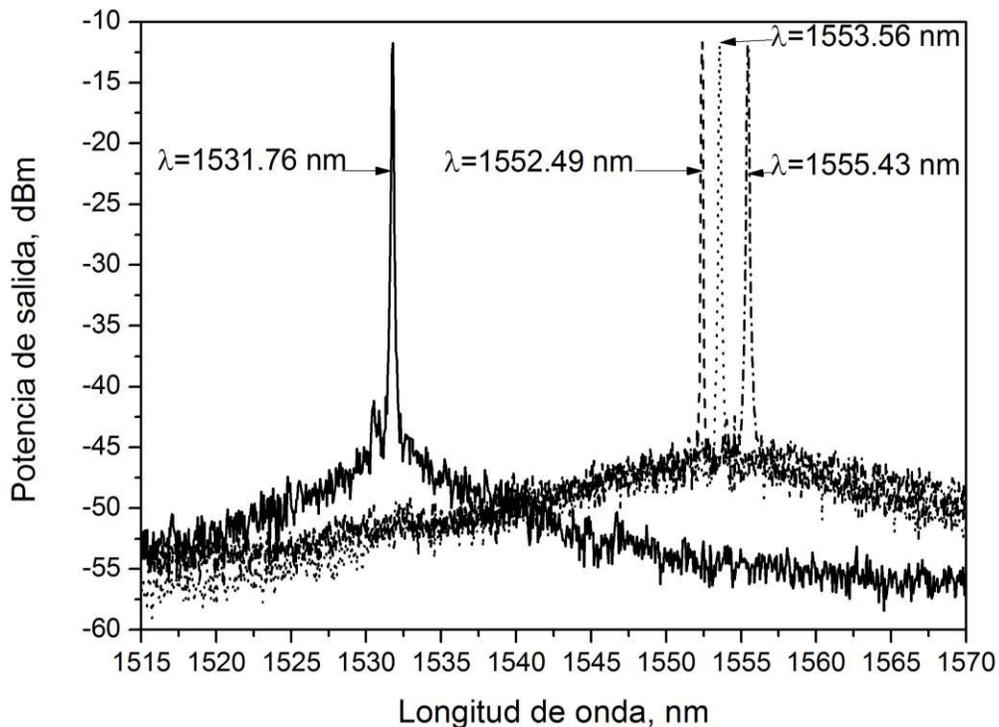


Figura 4. 5. Sintonización de múltiples longitudes de onda.

Por otro lado, uno de los parámetros más importantes para reportar un láser de fibra es la estabilidad en operación continua a temperatura ambiente. Para validarla el espectro de salida fue escaneado repetidamente durante 50 *min* en intervalos de 2 *min* como se muestra en la figura 4.6. Como se puede apreciar el láser tiene una excelente estabilidad y no tiene grandes fluctuaciones en la potencia de salida. En la figura 4.7 se puede observar que las fluctuaciones de potencia van desde  $-12.20$  hasta  $-12.27$  *dBm*, con una variación de potencia de  $\leq 0.07$  *dBm*. Es importante puntualizar que se eligió el pico de emisión centrado en  $\lambda = 1530.24$  *nm*, para realizar las pruebas de estabilidad pero se realizaron las mismas pruebas con los demás picos sintonizados y se obtuvieron aproximadamente los mismos resultados de estabilidad.

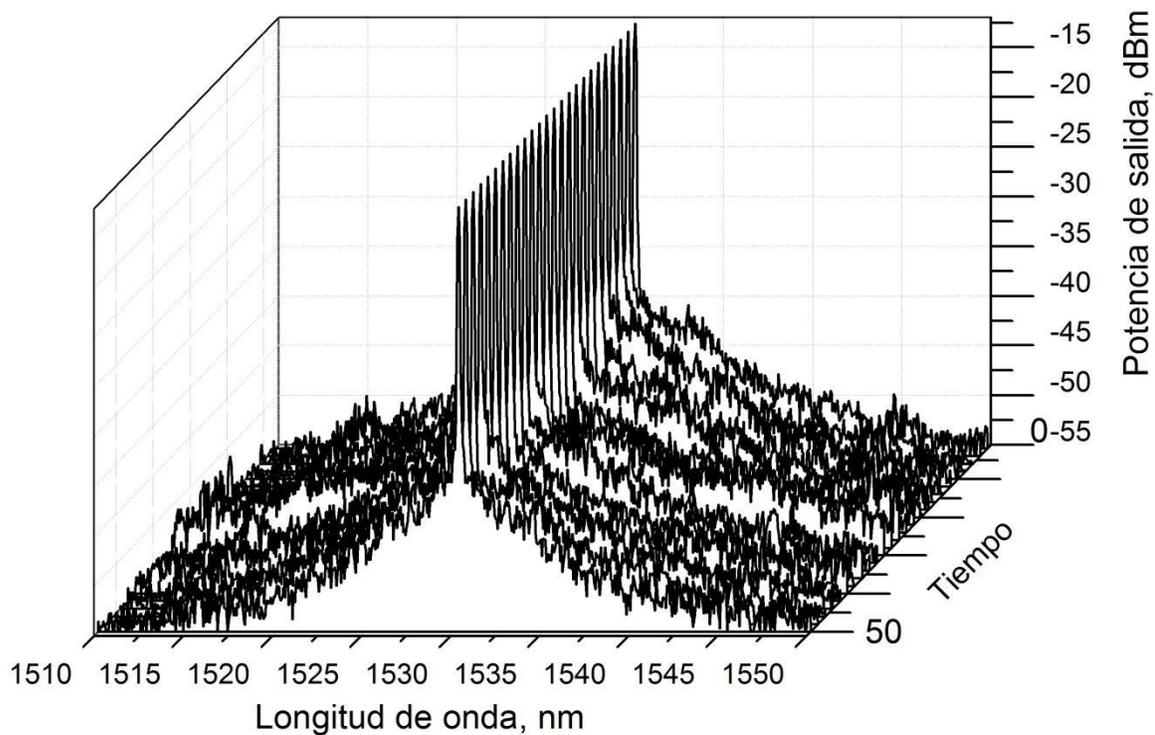


Figura 4. 6. Espectro de la emisión láser después 50 min en operación continúa.

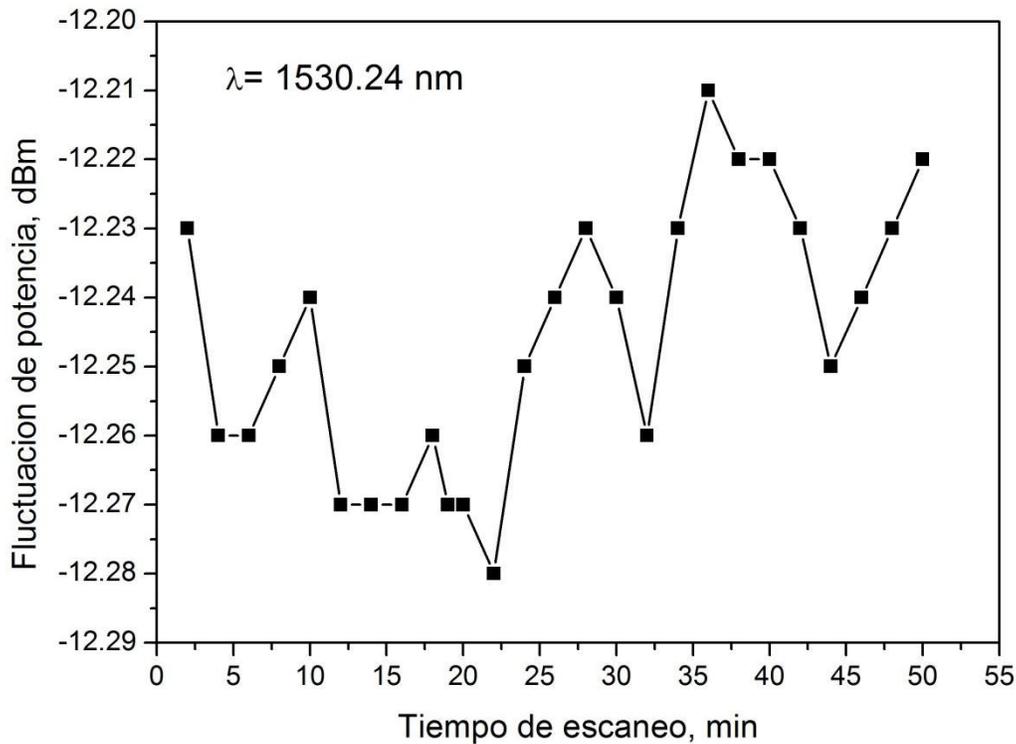


Figura 4. 7. Variación de la potencia de salida.

Ahora para obtener un láser de doble emisión de longitud de onda fue necesario cambiar los estados de polarización. De esta forma se obtuvieron dos picos de emisión (Ver, figura 4.8). Las longitudes de onda donde se centró esta doble emisión se observaron en  $1550.78 \text{ nm}$  y  $1554.63 \text{ nm}$ . Estas dos emisiones tuvieron una separación entre ellas  $\sim 3.85 \text{ nm}$ , además sus potencias de salida fueron  $-18.09 \text{ dBm}$  y  $-17.4 \text{ dBm}$  respectivamente. Para este caso la doble emisión tuvo un SMRS de  $\sim 30 \text{ dB}$ . Es importante mencionar que la separación espectral entre los picos puede ser variada por un fino ajuste de los estados de polarización utilizando el PC.

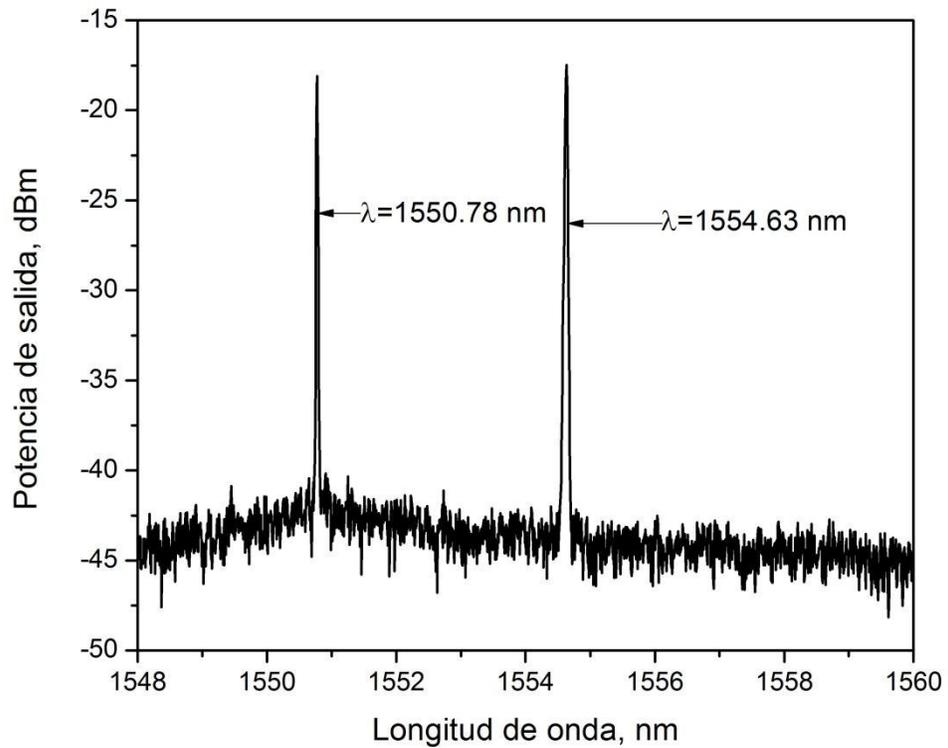


Figura 4. 8. Espectro de salida de doble emisión láser.

Como se puede observar en la figura 4.9, hay dos emisiones con sus respectivas dos líneas cada una centrada en 1532.90 y 1552.10  $nm$  y esta emisión tuvo una separación entre picos de  $\sim 19.2 \text{ nm}$ . Sus potencias de salida fueron de  $-17.85$  y  $-13.66 \text{ dBm}$ , respectivamente.

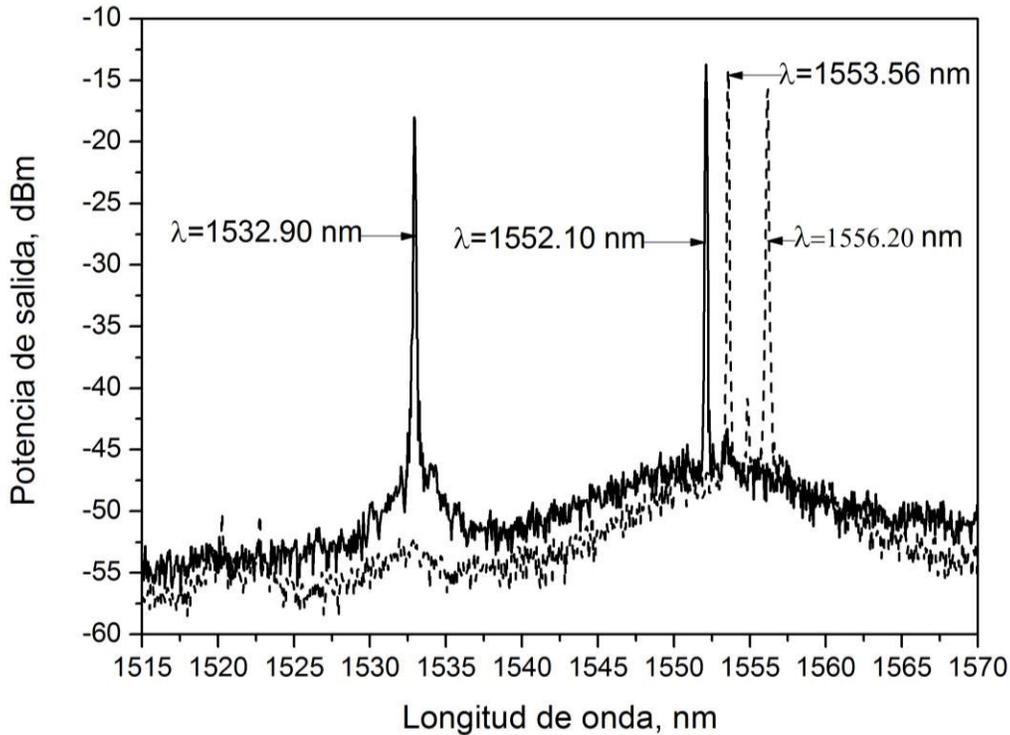


Figura 4. 9. Sintonización independiente de una de las emisiones del láser.

La segunda doble emisión mostró sus longitudes de onda centradas en 1553.56 y 1556.20 nm, con una separación entre picos de  $\sim 2.6 \text{ nm}$ . Estos picos tuvieron una potencia de salida de  $-14.19$  y  $-15.75 \text{ dBm}$  respectivamente. Aquí es importante mencionar, que durante el proceso de sintonización hay un cierto punto donde las dos emisiones se superponen en longitud de onda, produciendo una sola emisión de longitud de onda. Además, al igual que el otro caso de una sola emisión, el espectro de salida fue medido en intervalos de tiempo de 2 minutos a temperatura ambiente como se muestra en la figura 4.10. En este caso, se midieron las variaciones de potencia de las longitudes de onda de  $\lambda_1 = 1550.78$  y  $\lambda_2 = 1554.63 \text{ nm}$ , donde las fluctuaciones de potencia de salida fueron  $\leq 1.4$  y  $\leq 0.07 \text{ dB}$ , respectivamente (Ver, figura 4.11).

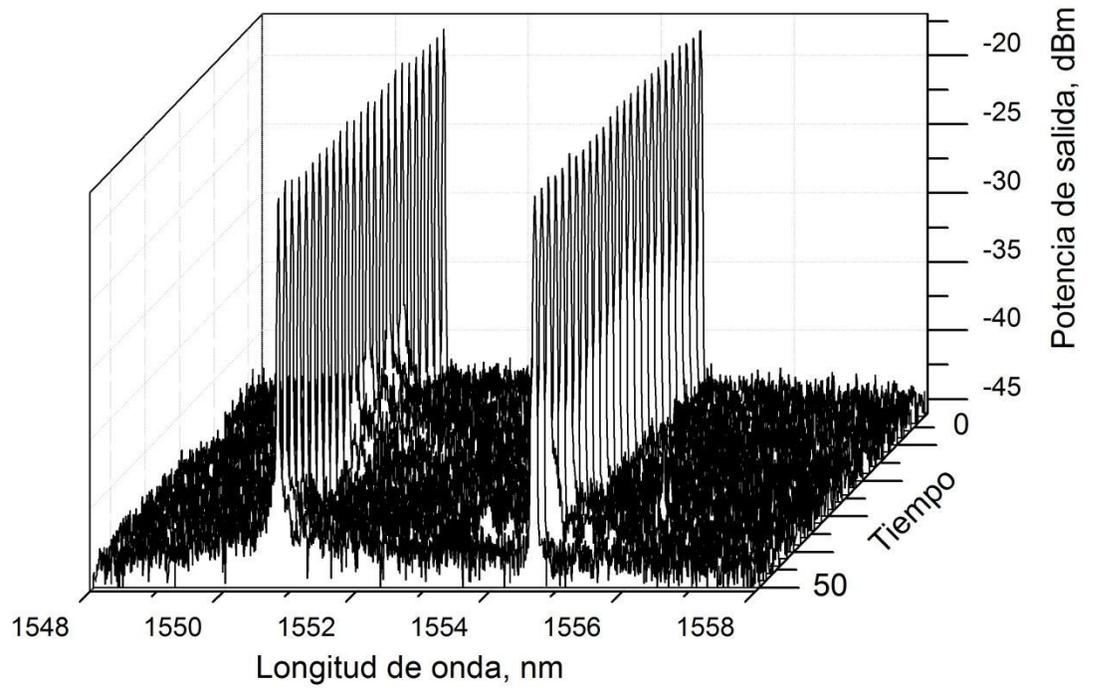


Figura 4. 10. Espectro de salida medido cada 2 min durante 50 min.

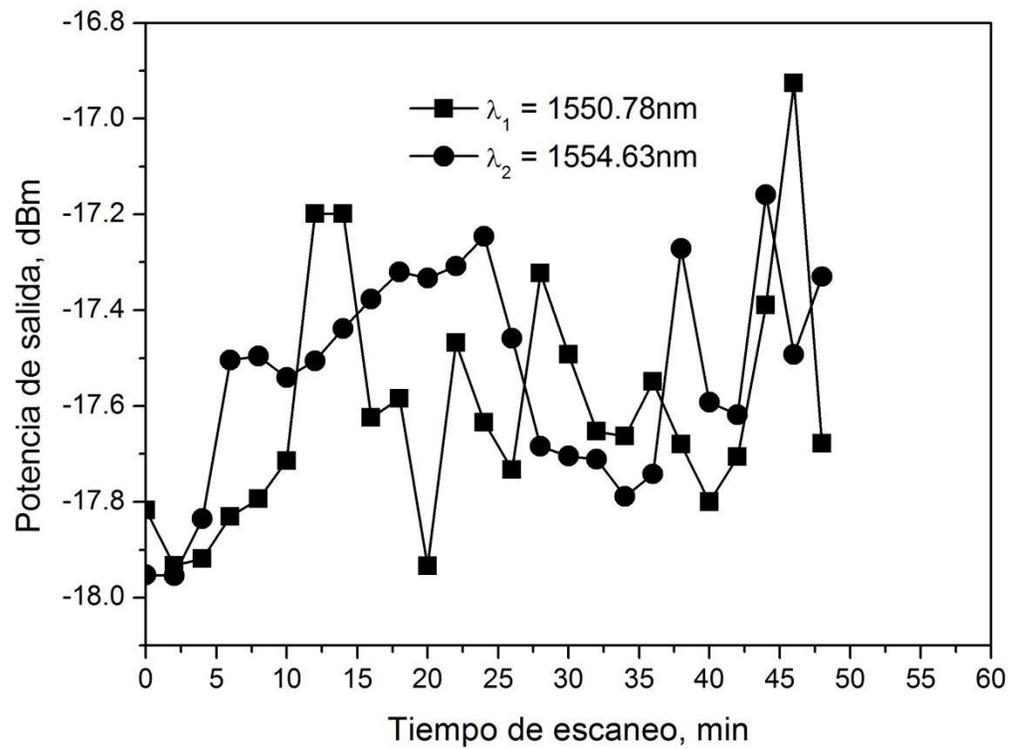


Figura 4. 11. Variación de la potencia de salida de la doble emisión.

Para obtener una triple emisión láser se ajustó el PC hasta obtener los tres picos, por ejemplo en la figura 4.12 se muestran emisiones de longitud de onda centradas en 1553.68, 1555.02 y 1556.24 nm. Estas líneas tuvieron una separación entre ellas  $\sim 2.24$  y  $0.62$  nm respectivamente. Además, sus potencias de salida fueron de  $-15.84$ ,  $-16.73$  y  $-17.90$  dBm. Aquí, se obtuvo una medición de SMRS de 27, 33 y 25 dB respectivamente.

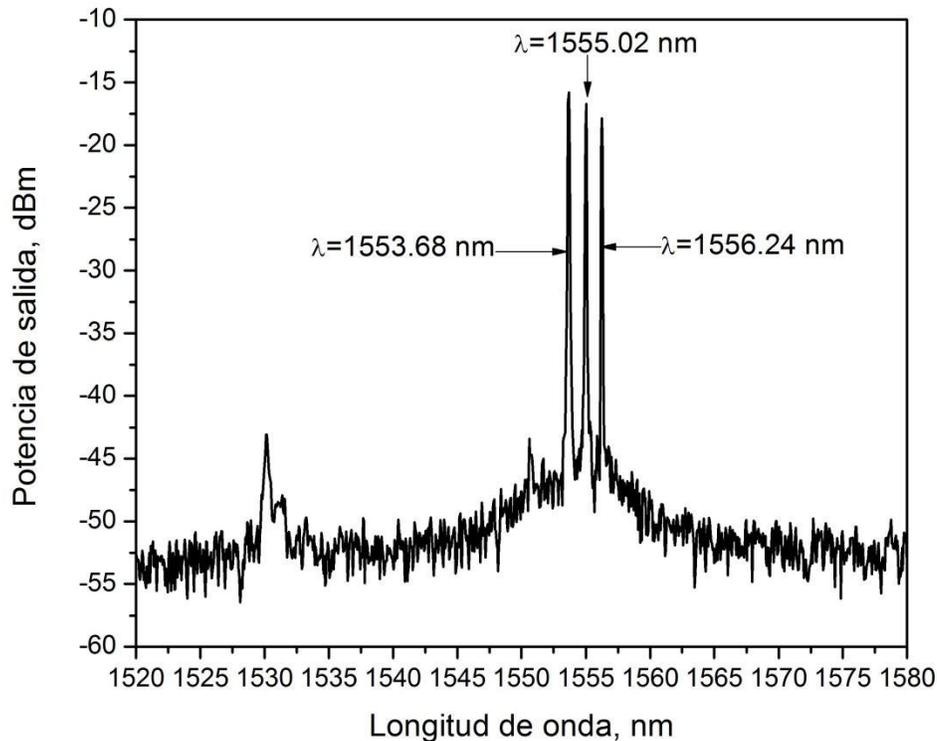


Figura 4. 12. Espectro de salida de la triple emisión láser.

Es importante mencionar que estas líneas se pueden sintonizar produciendo diferentes separaciones entre ellas. Por ejemplo, se sintonizó experimentalmente la línea centrada en 1531 nm, como se puede observar en la figura 4.13. Cuando se sintoniza la línea  $\lambda_1 = 1531.43$  nm, también se sintonizan las líneas centradas en  $\lambda_2 = 1547.59$  y  $\lambda_3 = 1553.56$  nm. Estas líneas de emisión tienen una potencia de salida de  $-21.62$ ,  $-13.70$  y  $-19.45$  dBm respectivamente.

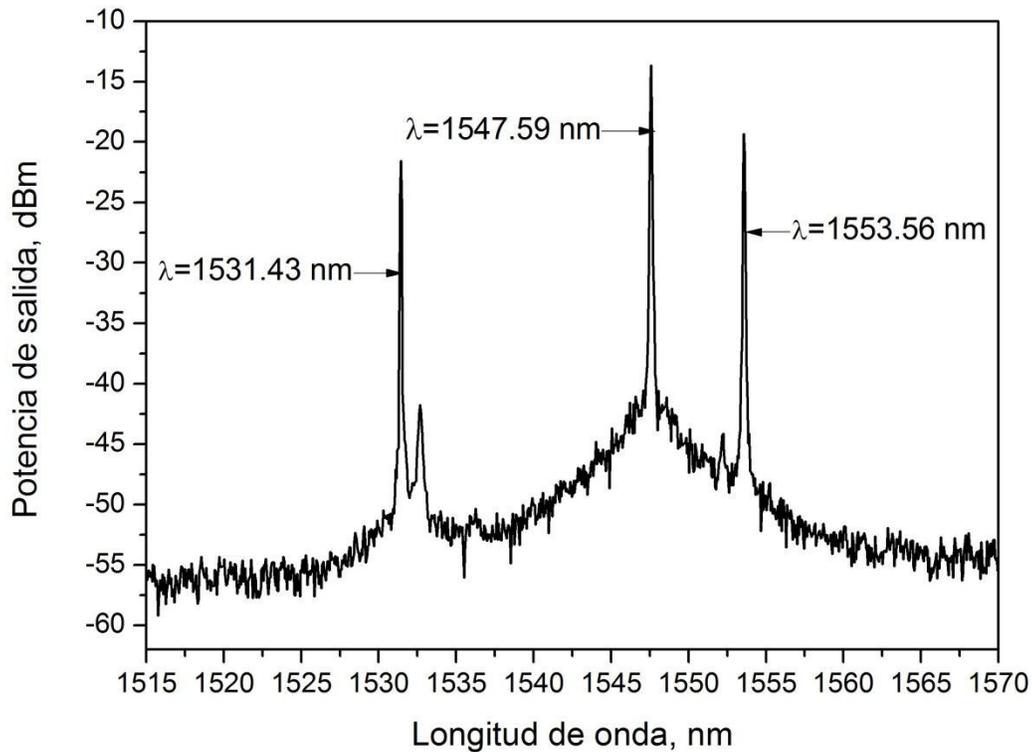


Figura 4. 13. Sintonización independiente de las líneas de emisión láser.

Es importante puntualizar, que en cierto punto algunas de estas líneas coinciden en la posición de aquellas obtenidas cuando el láser operaba con una sola emisión o doble emisión láser. También se realizaron mediciones para analizar la estabilidad en potencia cada dos minutos durante un periodo de cincuenta minutos (Figura 4.14). Finalmente, se obtuvo que para la línea centrada en  $1555.02 \text{ nm}$  la variación de potencia fue de  $\leq 2 \text{ dB}$ , mientras que para la líneas centradas en  $1553.68$  y  $1556.24 \text{ nm}$  las variaciones de potencias fueron de  $\leq 1$  y  $\leq 4 \text{ dB}$ , respectivamente (Figura 4.15).

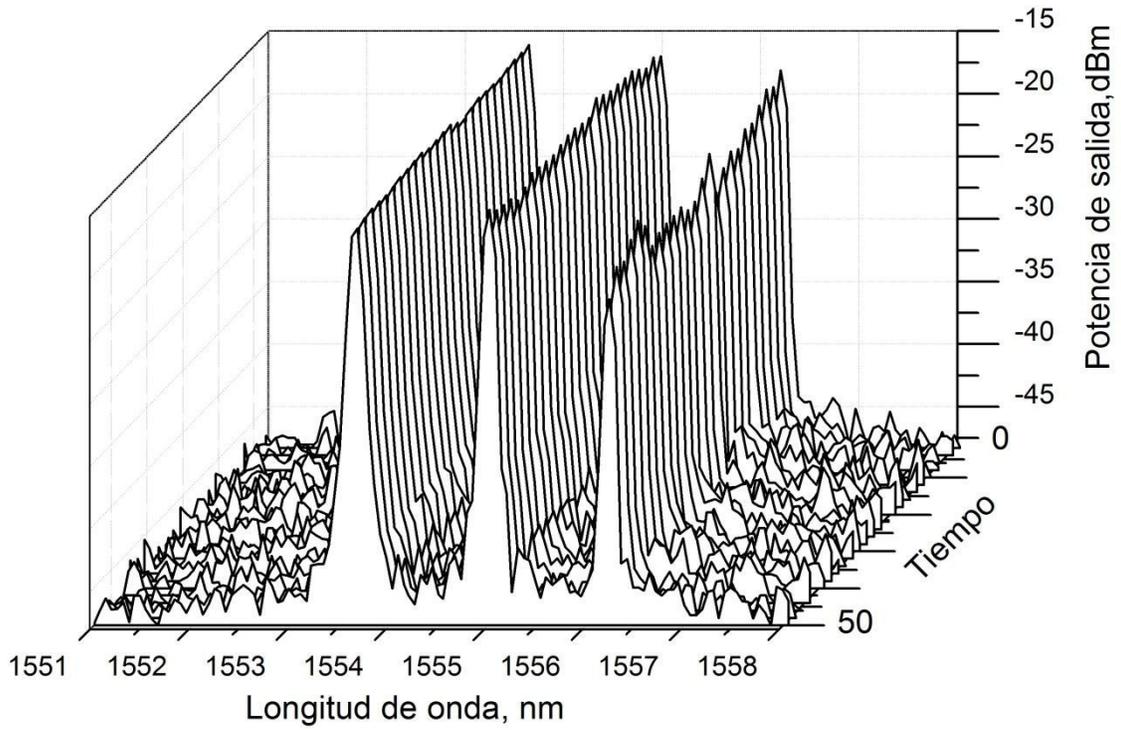


Figura 4. 14. . Medición del espectro de salida cada 2 minutos.

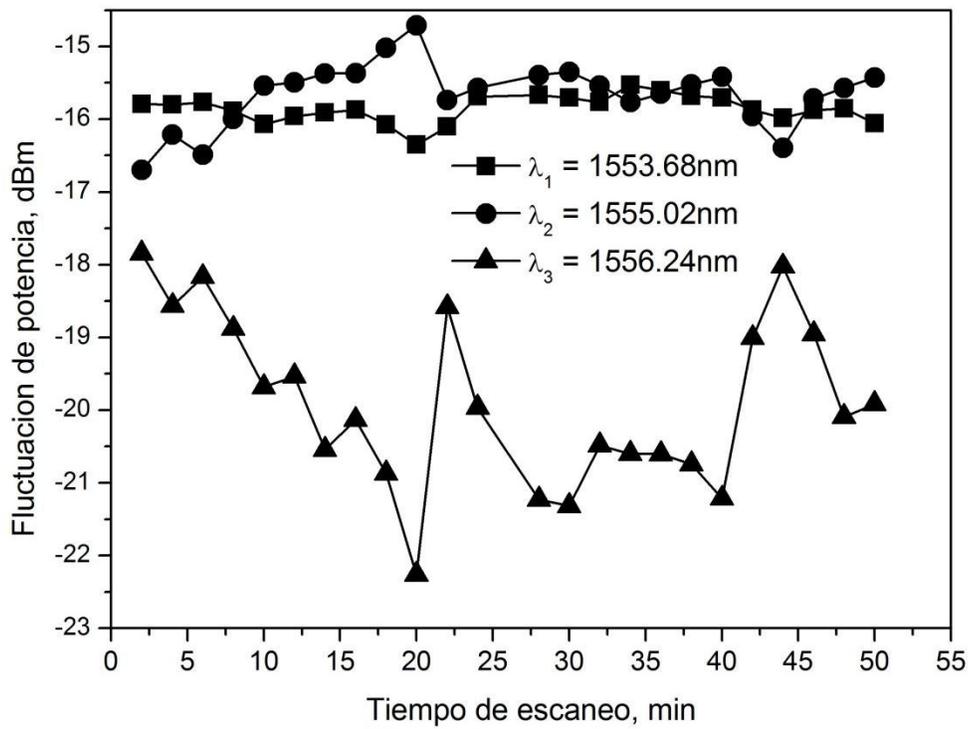


Figura 4. 15. Variaciones de la potencia de salida de la triple emisión.

Por medio del control de polarización se puede obtener una cuarta emisión. Por ejemplo en la figura 4.16, se presenta el espectro de salida de cuatro picos centrados en 1531.43, 1532.59, 1547.59 y 1553.46 nm. Sus potencias de salida fueron de  $-23.27$ ,  $-25.68$ ,  $-16.01$  y  $-15.48$  dBm, respectivamente. Además, los valores del SMSR obtenidos fueron de 24.16, 22.08, 27.55 y 30.70 dB, respectivamente. Aunque estos resultados son interesantes en términos de número de emisiones, su realización fue limitada ya que pudo ser observado (Ver, figura 4.16) que los picos de emisión tienen fluctuaciones en las potencias de salida. Además, el láser de cuádruple emisión solamente funcionó en modos estables por muy pocos minutos, después de los cuales las fluctuaciones de potencia de salida de los picos fueron considerables.

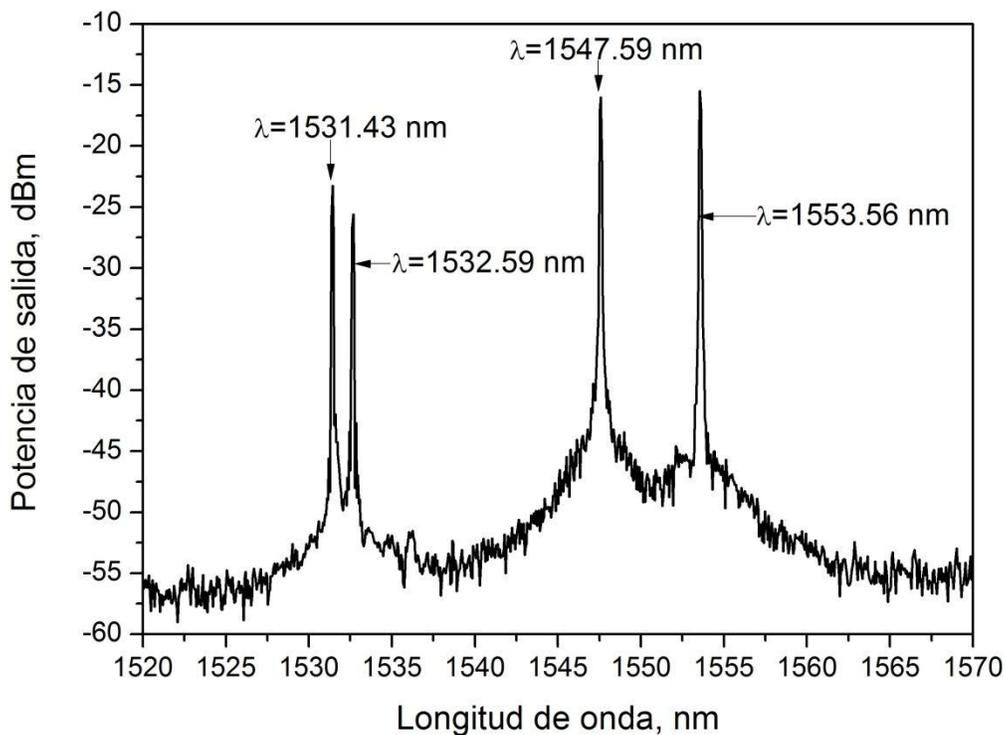


Figura 4. 16. Espectro de salida del láser emitiendo cuatro picos.

En general las variaciones de potencia observadas son relacionadas a las propiedades de la EDF y a los estados de polarización. Además, para los tres

primeros casos las emisiones láser tuvieron un cambio de longitud de onda de  $\leq 0.02 \text{ nm}$  durante los  $50 \text{ min}$  de operación continua a temperatura ambiente. También es importante mencionar que se llevaron a cabo varias mediciones en diferentes horarios del día y la emisión del láser fue constante, como se puede observar en las figuras anteriores el rango de sintonización de láser propuesto está limitado por la tercera ventana de las comunicaciones la cual es la banda C de la EDF.

#### 4.4. Láser de fibra sintonizado por curvatura.

Para mejorar la forma de sintonización del esquema anterior y buscar una forma de no depender de los movimientos del PC, se propuso el esquema experimental que se muestra en la figura 4.17a. En este esquema se mantienen los mismos componentes ópticos del anterior (Figura 4.1), con la diferencia el WSF fue colocado sobre una placa rígida de metal. Esta placa fue colocada sobre dos soportes y se le aplicó un esfuerzo para lograr un doblado con el propósito de cambiar sus propiedades de birrefringencia al WSF. Finalmente, se utilizó un tornillo milimétrico para aplicar el esfuerzo y con este tornillo tener controlado el valor exacto de la longitud que se desplaza la placa donde está colocado el WSF (Ver, figura 4.17b). Es importante recalcar, que en el experimento se utilizó un acoplador 99/1 para obtener una alta retroalimentación dentro de la cavidad de anillo, ya que el WSF implementado presenta un alto grado de pérdidas de inserción. También es importante mencionar que se utilizó el PC para obtener una sola línea de emisión y también para tomar ventaja de la dependencia de la longitud de onda de se produce por los efectos de polarización [80].

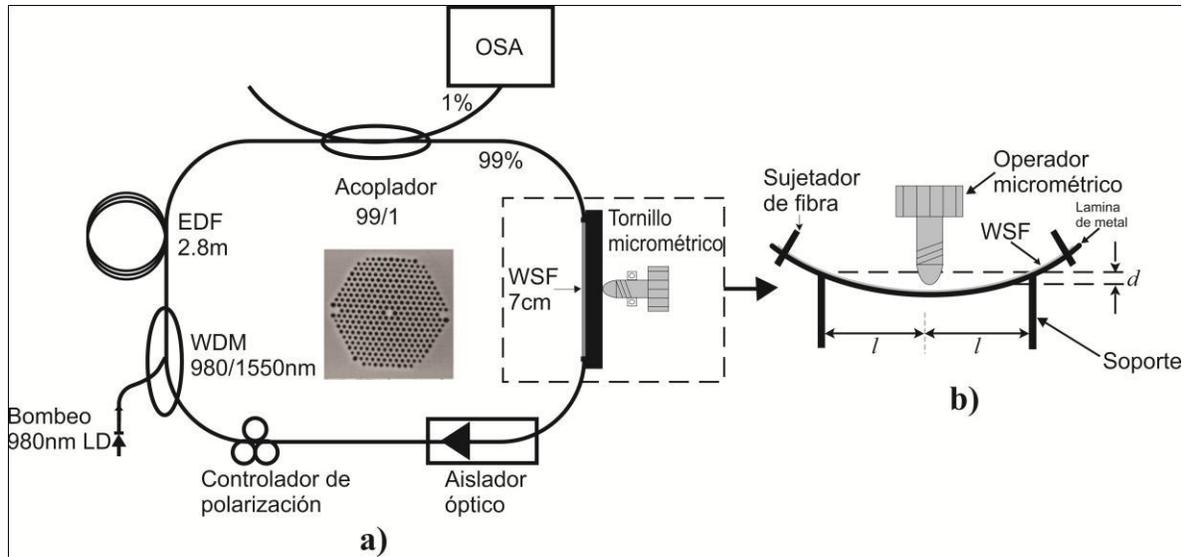


Figura 4. 17. a) Arreglo experimental del láser utilizando curvatura como medio de sintonización, b) Diagrama esquemático utilizado para realizar los cambios de curvatura sobre el WSM.

De esta manera cuando ya se tiene una emisión de una línea, el PC se mantiene fijo, mientras el proceso de sintonización de una sola línea, doble línea o triple línea de emisión se llevan a cabo por medio de aplicación de una curvatura sobre el WSM. La curvatura sobre el WSM está dada por la ecuación [81].

$$C = \frac{1}{R} = \frac{2d}{(d^2 + l^2)}, \quad (4.1)$$

donde  $R$  es el radio de curvatura,  $d$  es el desplazamiento medido en el centro de la placa metálica y  $l$  es la mitad de la distancia entre los dos soportes en donde se fija la placa metálica (Ver, figura 4.17b). Con este arreglo es posible sintonizar el patrón de franjas del MZI o cambiar su separación espectral ( $\Delta\lambda$ ), variando los parámetros de la ecuación 2.10, lo cual puede ser ventajoso para sintonizar las emisiones del láser. En el Arreglo (Ver, figura 4.17a) se puede observar un cambio en la densidad del material cuando la curvatura es aplicada al MZI. Esto consecuentemente inducirá un cambio en el índice de refracción efectivo ( $\Delta n_e$ ) [82]. Además, un pequeño cambio de la longitud en el MZI ocurrirá cuando la curvatura sea variada, todos estos cambios causaran una variación del espectro de salida [83]. Por lo tanto, todas las características de la salida del láser tales

como el número de picos emisión, su posición y su rango de sintonización dependerán fuertemente de las propiedades ópticas de la PCF, de los estados de polarización, de la curvatura y las características de la estructura SMF-PCF-SMF.

#### 4.5. Resultados experimentales utilizando curvatura sobre el WSF.

Para llevar a cabo los experimentos, el diodo láser de bombeo se fijó a  $120\text{ mW}$ , la cual fue la potencia de saturación del EDF. Además, como las líneas de emisiones de los picos láser dependen de la transmisión espectral de los picos producidos por el MZI, fue necesario cambiar el patrón espectral para sintonizar el láser en diferentes longitudes de onda. Tal cambio espectral fue llevado a cabo ajustando el cambio de radio de curvatura mientras que el PC permaneció fijo en una cierta posición. Por lo tanto, el radio de curvatura fue variado hasta que el espectro amplio homogéneo de la EDF fue suficientemente reducido hasta obtener un solo pico de emisión láser. En este caso cuando  $C = 0.77169\text{ m}^{-1}$ , se obtuvo una emisión centrada en  $\lambda = 1528.36\text{ nm}$  (Figura 4.18). Como se puede apreciar este pico tuvo una potencia de salida de  $\sim -25.45\text{ dBm}$ , además tuvo un SMSR de  $30\text{ dB}$ .

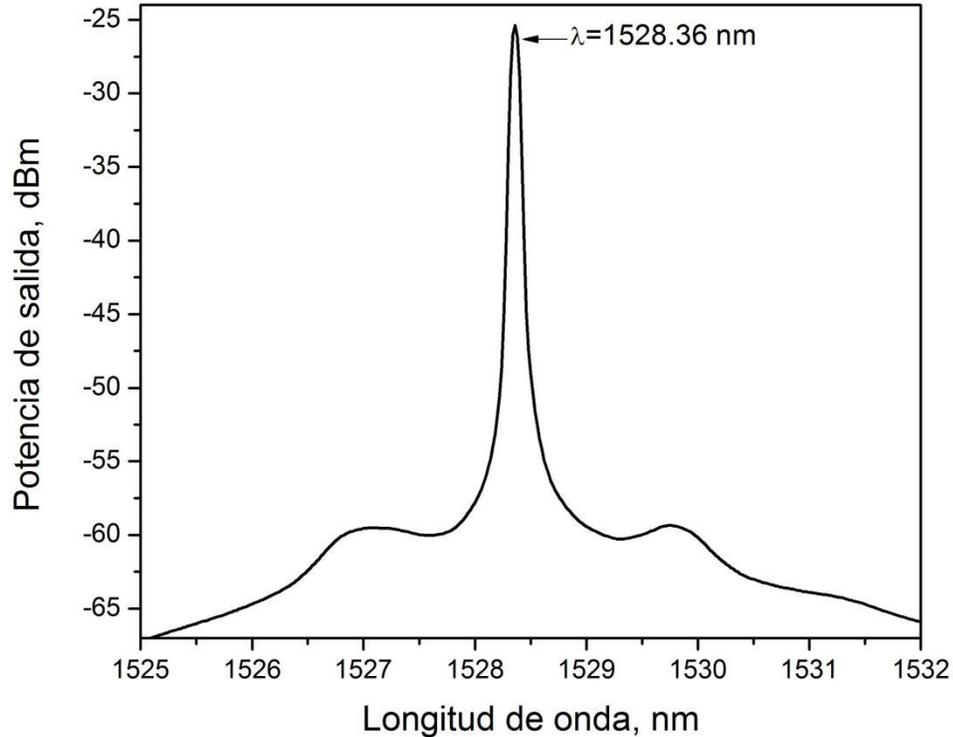


Figura 4. 18. Espectro de salida de una sola línea de emisión

Es importante puntualizar que después de que el radio de curvatura fue incrementado sobre un cierto punto, la emisión de un pico abruptamente cambia a longitudes de onda mayores como lo muestra la figura 4.19. En donde la emisión de un solo pico puede ser sintonizada cambiando el radio de curvatura desde  $0.77173$  hasta  $0.76629 \text{ m}^{-1}$  y donde las emisiones fueron sintonizadas desde  $1526$  a  $1550 \text{ nm}$  (Figura 4.19). Cabe mencionar aquí, que solo se muestran los picos sintonizados utilizando diferentes radios de curvatura, estos picos estuvieron centrados en  $1547.78, 1548.32, 1549.12$  y  $1550.32 \text{ nm}$ . Donde la separación entre cada pico fue de  $\sim 1 \text{ nm}$  modificando el radio de curvatura. Las potencias de salida de estos picos fueron  $-26.84, -26.22, -26.22$  y  $26.37 \text{ dBm}$  respectivamente. Además, sus SMRS fueron de  $\sim 30 \text{ dB}$  para los cuatro picos.

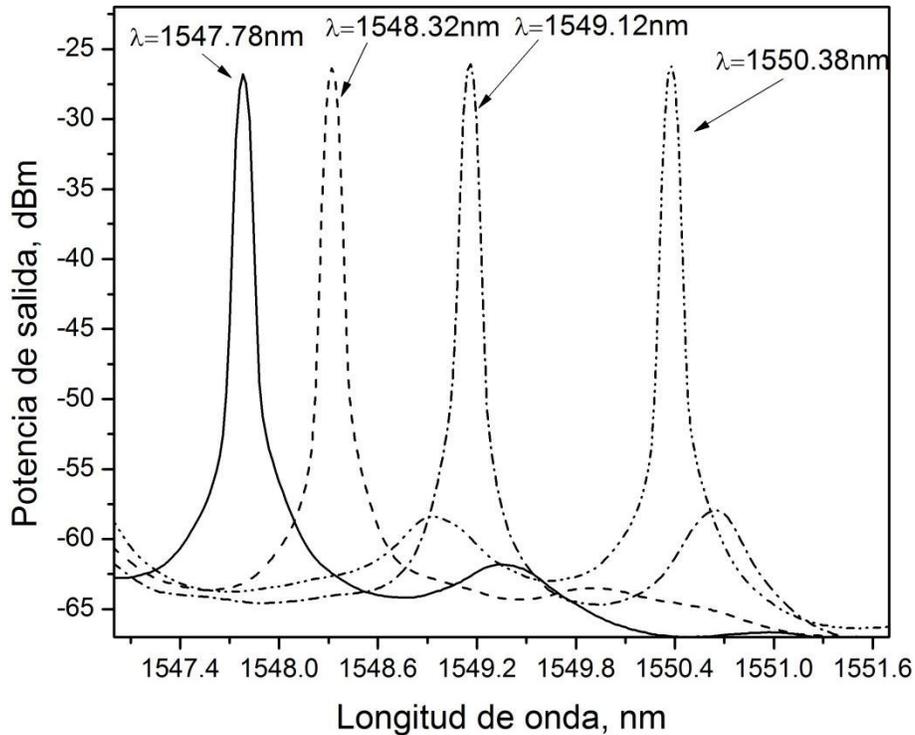


Figura 4. 19. Sintonización de un solo pico de emisión láser.

Aquí también se tuvo que validar la estabilidad de operación láser a temperatura ambiente, para realizar esto el espectro también fue escaneado repetidamente por 50 *min* en intervalos de 2 *min* para el pico que está centrado en  $\lambda = 1528.36 \text{ nm}$ , como puede ser observado en la figura 4.20. Aquí es importante mencionar que los demás picos sintonizados también tuvieron una estabilidad muy semejante. Por otro lado también se midió la variación de la potencia de salida y esta fluctuó desde  $-25.4$  hasta  $-25.6$ , por lo tanto la variación de la potencia de salida fue de  $\leq 0.2 \text{ dB}$  (Figura 4.21).

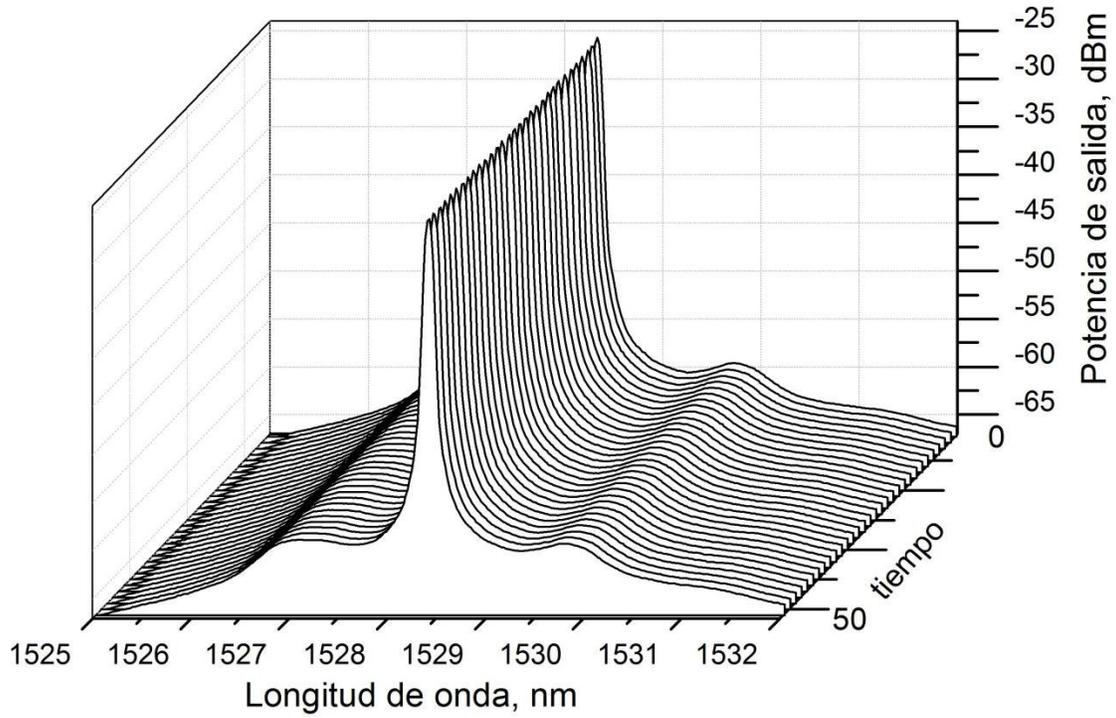


Figura 4. 20. Medición de la potencia de salida cada 2 min para un pico.

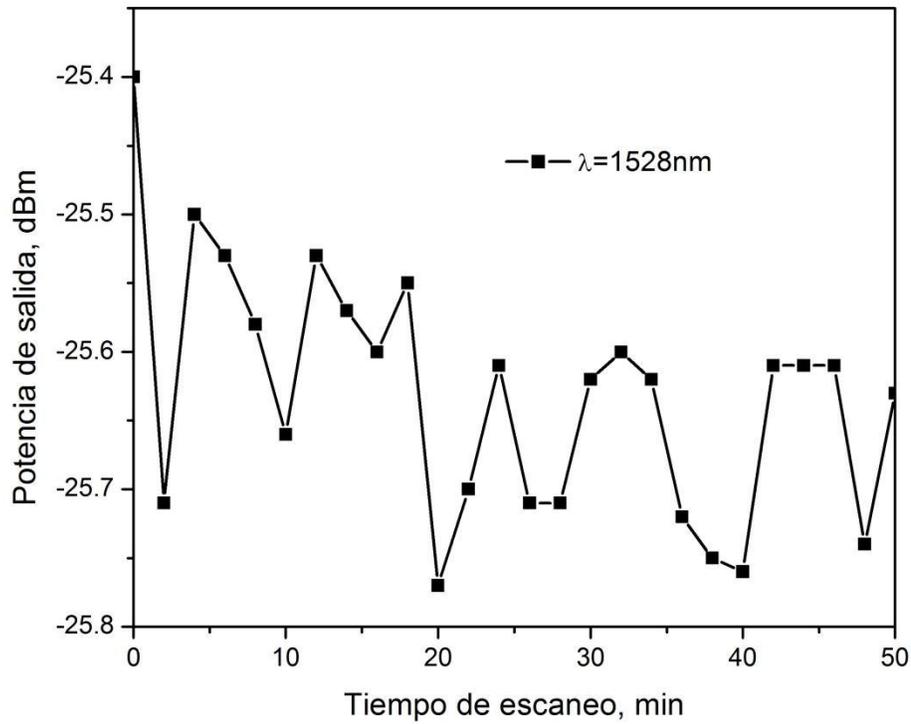


Figura 4. 21. Variación de la potencia de salida para un pico.

El láser de doble longitud de onda se obtuvo por cambio del radio de curvatura del MZI a  $C = 0.76657 \text{ m}^{-1}$  (Figura 4.22). Para este caso los dos picos de

emisión estuvieron centrados en las longitudes de onda de  $\lambda_1 = 1544.30$  y  $\lambda_2 = 1547.73$  nm, respectivamente. Como puede ser apreciado estos dos picos tuvieron una separación entre ellos de  $\sim 3.43$  nm. El SMRS medido en estos dos picos fue de  $\sim 30$  dB para ambos picos.

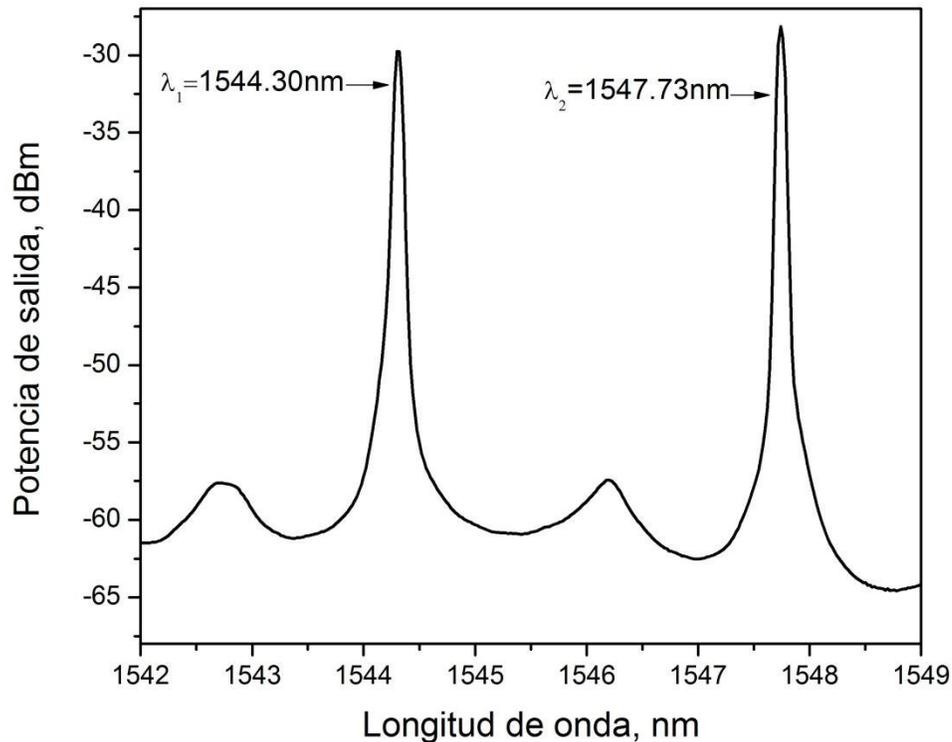


Figura 4. 22. Espectro de salida de doble la emisión láser.

Además la separación espectral entre los dos picos emitidos puede variarse utilizando un ajuste fino del tornillo micrométrico. Los cambios en los picos emitidos estuvieron centrados en dos pares de longitudes de onda (Figura 4.23). El primer par de emisiones estuvieron centradas en  $\lambda_1 = 1528.16$  y  $\lambda_2 = 1529.58$  nm, estos picos tuvieron una separación de  $\sim 1.42$  nm. El segundo par de emisiones de longitudes de onda estuvieron centradas en  $\lambda_1 = 1539.90$  y  $\lambda_2 = 1541.33$  nm y la separación de estos picos fue de  $\sim 1.43$  nm.

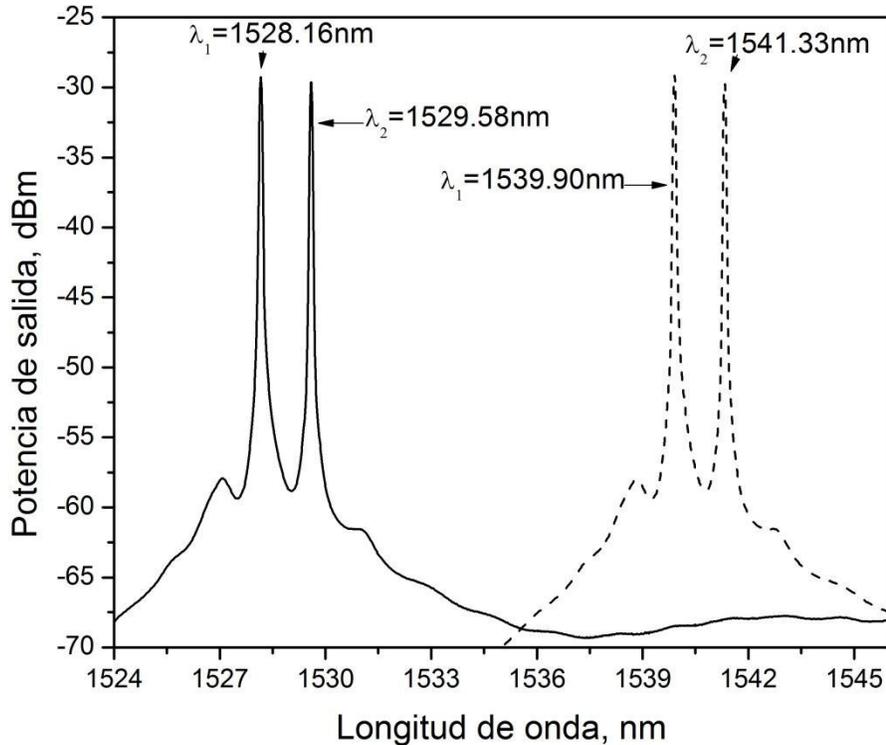


Figura 4. 23. Sintonización independiente de la doble emisión láser.

Durante el proceso de sintonización hay un cierto punto donde las dos líneas se superponen produciendo una sola emisión láser. Además, en cierto punto de la sintonización los picos de emisión pasan repentinamente a longitudes de onda mayores. Como en el caso del arreglo anterior, los espectros de emisión fueron escaneados cada 2 *min* por 50 *min* (Figura 4.24), para determinar la estabilidad a temperatura ambiente. El escaneo se realizó sobre los picos emitidos en las longitudes de onda en  $\lambda_1 = 1544.30$  y  $\lambda_2 = 1547.73$  nm. De la misma manera que los otros casos, también se analizó la estabilidad en otros picos de emisión teniendo la misma estabilidad. Finalmente el láser de doble emisión tiene buena estabilidad a temperatura ambiente y la fluctuación en la potencia de salida fue  $\leq 2$  y  $\leq 0.2$  dB, como se puede apreciar en la figura 4.25.

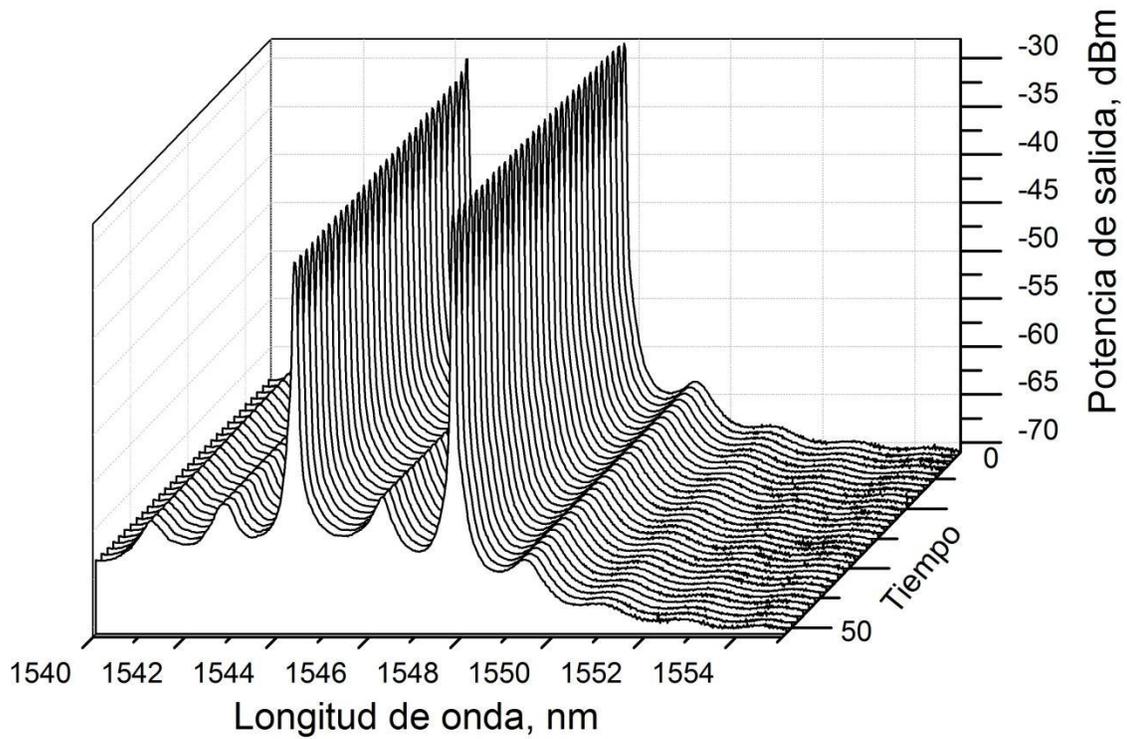


Figura 4. 24. Medición de la potencia de salida cada 2 min para dos pico.

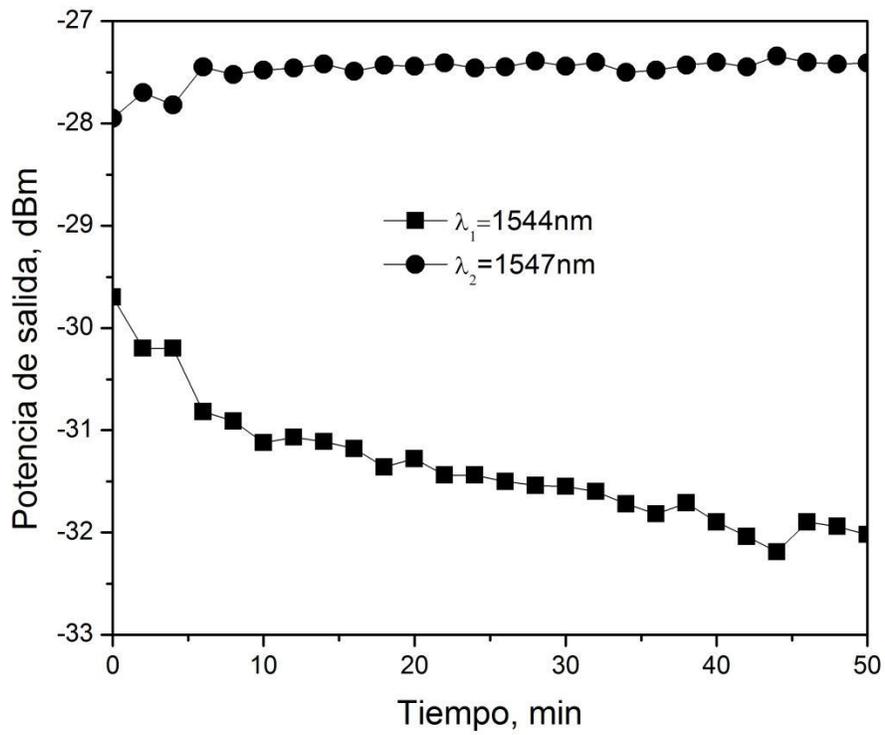


Figura 4. 25. Variación de la potencia de salida para dos picos.

Para obtener un láser de triple emisión, el radio de curvatura fue finamente ajustado hasta que la triple emisión fue obtenida. Por ejemplo, la figura 4.26 muestra los picos de emisión centrados en una longitud de onda de  $\lambda_1 = 1526.74$ ,  $\lambda_2 = 1528.31$  y  $\lambda_3 = 1548.89$  nm para un radio de curvatura de  $C = 0.776969$  m<sup>-1</sup>. Como se puede apreciar la separación es diferente entre los picos, y entre  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  la separación es de  $\sim 4.57$  nm, mientras que la separación entre  $\lambda_2$  y  $\lambda_3$  es de  $\sim 20.58$  nm. La potencia de salida de estos picos fueron de  $-30.05$ ,  $-26.09$  y  $-28.66$  dBm. Además, el SMRS medido de los tres picos fueron de 25, 28 y 30 dB, respectivamente.

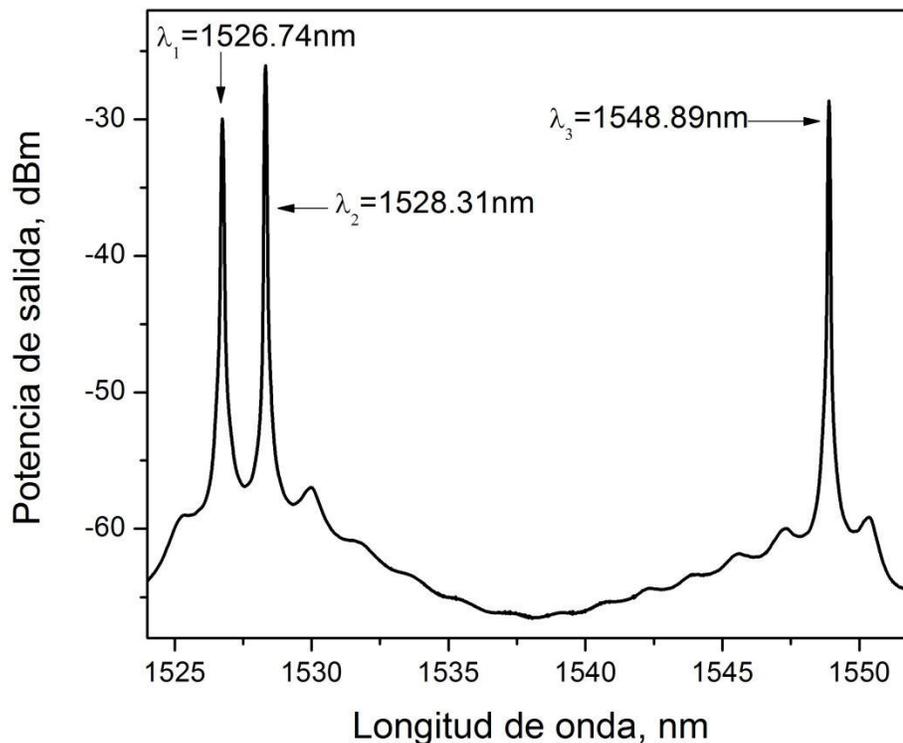


Figura 4. 26. Espectro de salida de la triple emisión láser.

Aquí, es importante recalcar que la separación espectral entre los picos emitidos puede variarse con un ajuste fino del tornillo micrométrico. Además, los picos pueden emitir desde en un rango de 1526 a 1530 nm, y también pueden emitir los tres picos desde un rango de 1540 a 1550 nm, como puede ser observado en la figura 4.27.

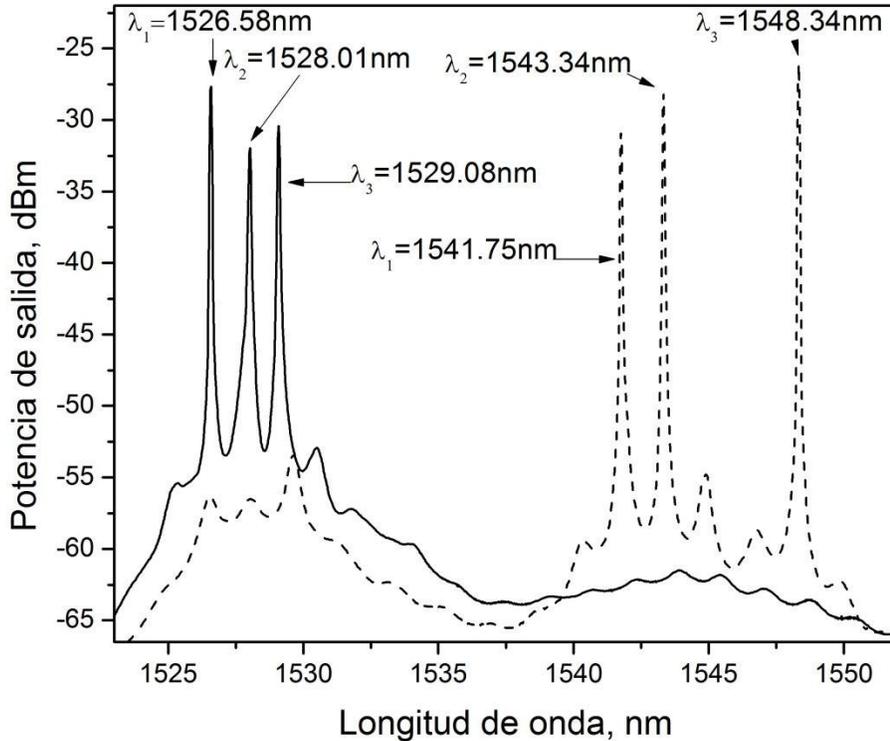


Figura 4. 27. Sintonización independiente de la triple emisión láser.

Al igual que en los casos anteriores, en ciertos puntos de la sintonización algunos de los picos emitidos coinciden en posiciones de las líneas ya obtenidas para formar una sola y doble emisión láser. También se realizó el estudio de estabilidad en este caso en particular para las emisiones en 1526.74, 1528.31 y 1548.89 nm, escaneado cada 2 min durante un tiempo de 50 min (Figura 4.28). Las variaciones de potencia fueron de  $\leq 0.5$ ,  $\leq 0.5$  y 1 dB (Figura 4.29). En general, para todos los casos de emisión las mediciones del cambio de longitud de onda fue  $\leq 0.05$  nm, considerando una operación continua de 50 min en temperatura ambiente. Al igual que el arreglo anterior las mediciones se llevaron a cabo a diferentes horarios del día y el comportamiento del láser de fibra fue constante.

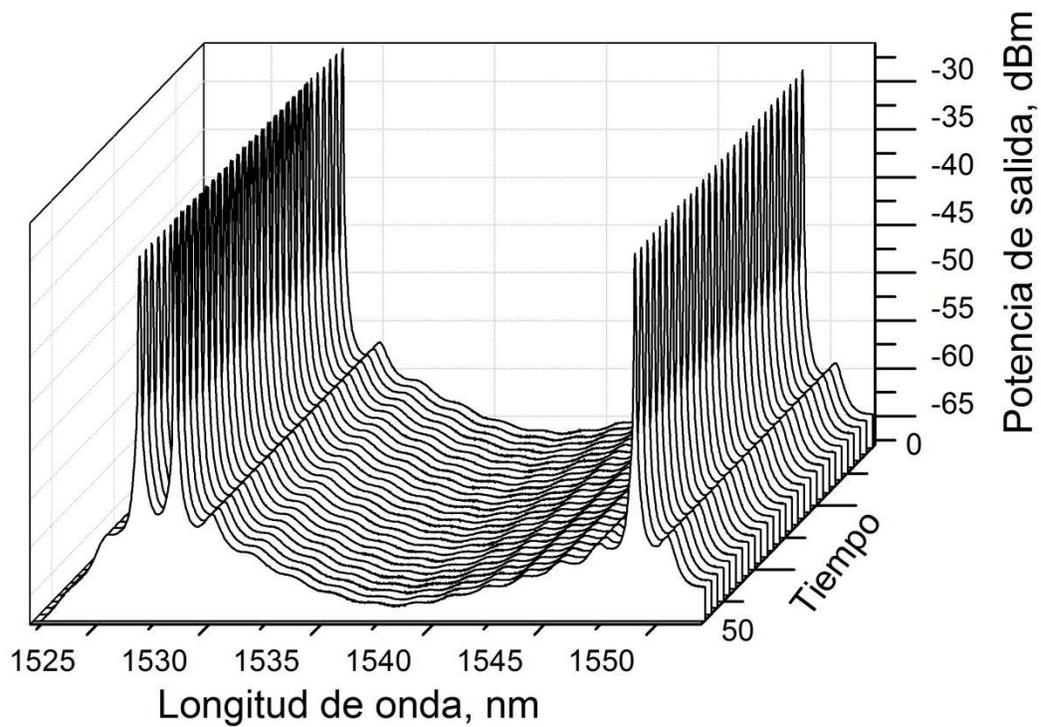


Figura 4. 28. Medición de la potencia de salida cada 2 min para tres picos.

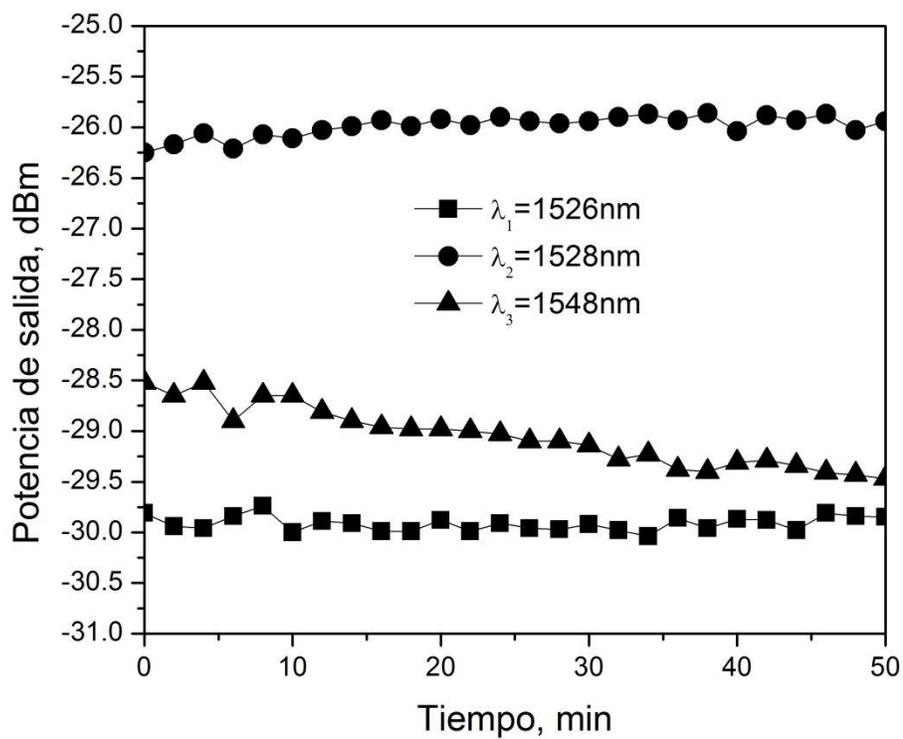


Figura 4. 29. Variación de la potencia de salida para los tres picos.

Finalmente, en este capítulo se demostró experimentalmente que se puede utilizar un interferómetro modal tipo Mach-Zehnder como filtro seleccionador de longitud de onda y obtener un láser sintonizable de múltiples longitudes de onda en configuración de anillo. También se demostró experimentalmente que al aplicar curvatura sobre el MZI se puede sintonizar el láser para que emita en diferentes longitudes de onda y se demostró que el láser emite en forma muy estable a temperatura ambiente en un rango de tiempo considerable.

## ***Capítulo V***

### ***Conclusiones***

Un láser sintonizable de múltiples longitudes de onda, que operaba a temperatura ambiente, fue experimentalmente demostrado, utilizando el efecto de

interferencia modal causado por un interferómetro Mach-Zehnder. Este interferómetro fue utilizado como filtro selector de longitud de onda y fue implementado empalmado un segmento de PCF entre dos segmentos de SMF. Se demostró experimentalmente que, el patrón de interferencia del WSF puede ser sintonizado utilizando diferentes efectos físicos.

Los resultados experimentales han demostrado que el láser propuesto puede emitir en una, dos o tres líneas de longitud de onda. Además, se observó que las características de la sintonización de las líneas de emisión dependen fuertemente de los estados de polarización, los cuales pueden ser modificados utilizando un control de polarización. Para el caso del primer esquema experimental o también modificando la birrefringencia del filtro selector de longitud de onda para el caso del segundo esquema propuesto.

Por otro lado, para el primer arreglo experimental el rango de sintonización espectral fue  $25 \text{ nm}$  (desde  $1531$  hasta  $1556 \text{ nm}$ ). Además, las variaciones de las potencias de salida medidas fueron  $\leq 0.07 \text{ dBm}$  para una sola emisión láser centrada en  $1531 \text{ nm}$ ;  $\leq 0.7$  y  $\leq 1 \text{ dBm}$  para el caso de la doble emisión láser centradas en  $1554$  y  $1550 \text{ nm}$ , respectivamente; y  $\leq 2$ ,  $\leq 1$  y  $4 \text{ dBm}$  para la triple emisión, centradas en  $1555$ ,  $1553$  y  $1556 \text{ nm}$ , respectivamente. Para el primer arreglo propuesto todas las emisiones láser presentaron solamente un cambio espectral de  $\leq 0.02 \text{ nm}$  durante un periodo de  $50 \text{ min}$  de operación continua.

En el segundo arreglo experimental se puede apreciar que el láser pudo emitir también en una, doble y triple línea de longitud de onda. Además, para este arreglo se observó que las características de sintonización ahora dependieron de las pérdidas de dobles la cual se produjo un cambio de birrefringencia sobre el filtro selector de longitud de onda. Por lo tanto este cambio de birrefringencia produjo un acoplamiento entre el modo fundamental y los modos de alto orden

de la PCF. Estas pérdidas pueden ser modificadas por el cambio de radio de curvatura.

De la mediciones experimentales se demostró que el rango de sintonización espectral fue de 26 nm (desde 1526 a 1550 nm) y todas las emisiones láser presentaron bajo cambio espectral ( $\leq 0.05$  nm) durante un periodo de 50 min de operación continua a temperatura ambiente. Finalmente este láser sintonizable puede ser usado potencialmente en diferentes aplicaciones como sensado óptico y sistemas de comunicación ya que es fácil de sintonizar y tiene un costo relativamente bajo comparado con los que se encuentran en el mercado.

## *Apéndices*

### A. Publicaciones

- **J. M. Sierra-Hernandez**, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, D. Jauregui-Vazquez, J. C. Hernandez-Garcia, J. A. Andrade-Lucio, and J. C. Gutierrez-Gutierrez, “A tunable multi-wavelength laser based on a Mach-Zehnder inteferometer with photonic cristal Fiber,” *Laser Physics*, Vol. 23, 055105, 2013.
- **J. M. Sierra-Hernandez**, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, A. D. Guzman-Chavez, and P. Zaca-Moran, “A tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on a

Mach-Zehnder interferometer and photonic crystal Fiber,” Laser Physics, Vol. 23, 125103, 2013.

- D. Jauregui-Vazquez, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, **J. M. Sierra-Hernandez**, J. C. Hernandez-Garcia, and R. I. Mata-Chavez, “An all Fiber intrinsic Fabry-Perot interferometer based on an air microcavity,” Sensors, Vol. 13, 6355-6364, 2013.
- D. Jauregui-Vazquez, J. M. Estudillo-Ayala, A. Castillo-Guzman, R. Rojas-Laguna, R. Selvas-Aguilar, E. Vargas-Rodriguez, **J. M. Sierra-Hernandez**, V. Guzman-Ramos, A. Flores-Balderas, “High sensitivity curvature and displacement sensing setup based on an all Fiber micro Fabry-Perot interferometer,” Optics Communications, Vol. 308, 289-292, 2013.
- **J. M. Sierra-Hernandez**, A. Castillo-Guzman, R. Selvas-Aguilar, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, E. Gallegos-Arellano, and R. Rojas-Laguna, “Torsion sensing setup based on a three beam path Mach-Zehnder interferometer ,” Optical Engineering, Submitted, 2014.

## B. Participación en congresos.

- J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, R. I. Mata-Chavez, M. Trejo-Duran, D. Jauregui-Vazquez, **J. M. Sierra-Hernandez**, J. A. Andrade-Lucio, “Supercontinuum generation in standard telecom fiber using picoseconds pulses,” SPIE Optics+Photonics, Vol. 8240, , San Diego California, USA, 2012.
- D. Acosta-Toral, **J. M. Sierra-Hernandez**, D. Jauregui-Vazquez, A. Castillo-Guzman, R. Rojas-Laguna, J. M. Estudillo-Ayala and R. Selvas-Aguilar, “Torsion sensor using a Mach-Zehnder interferometer,” SPIE Optics+Photonics, Vol. 8847, San Diego California, USA, 2013.
- D. Acosta-Toral, A. Castillo-Guzman, R. Selvas-Aguilar, **J. M. Sierra-Hernandez**, V. Guzman-Ramos, and R. Rojas-Laguna D. Jauregui-Vazquez, “Tunable dual-wavelength ytterbium Doped photonic crystal fiber laser based on a Mach-Zehnder interferometer,” Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO), San Jose California, USA, 2014.
- **J. M. Sierra-Hernandez**, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, E. Gallegos-Arellano, and J. G.

Ortega-Morales, "Tunable multi-wavelength laser based on a Mach-Zehnder interferometer and photonic cristal fiber," Mexican Optics and Photonics Meeting, Ensenada Baja California, México, 2013.

- E. Huerta-Mascote, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, A. D. Guzman-Chavez, D. Jauregui-Vazquez, **J. M. Sierra-Hernandez**, E. Vargas-Rodriguez, and R. Rojas-Laguna, "Characterization of long-period fiber gratings as load sensing," SPIE Optics+Photonics, Vol. 9200, San Diego California, México, 2014.
- J. G. Ortega-Morales, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, **J. M. Sierra-Hernandez**, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, D. Jauregui-Vazquez, E. Gallegos-Arellano, "Sensor de vibración utilizando un interferómetro Mach-Zehnder con fibra de cristal fotónico," LVI Congreso Nacional de Física (SMF), San Luis Potosí San, SLP, México, 2013.
- **J. M. Sierra-Hernandez**, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, and R. I. Mata-Chavez, "Láser dual de fibra con fibra de cristal fotónico," LV Congreso Nacional de Física (SMF), Morelia Michoacan, México, 2012.
- N. Jauregui-Vazquez, **J. M. Sierra-Hernandez**, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, R. I. Mata-Chavez, "Laser de fibra sintonizable de múltiples longitudes de onda utilizando fibra de cristal fotónico," VIII Encuentro de la participación de la mujer en la ciencia, León Guanajuato, México, 2011.

### C. Revisor de artículos indizados.

- Revista: **Measurement Science and Technology**, Editorial: IOP, Factor de impacto: *1.352*, Nombre del artículo: Intensity demodulation strain sensor based on two waist-enlarged fiber tapers, 2013.
- Revista: **Applied Optics**, Editorial: OSA, Factor de impacto: *1.689*, Nombre del artículo: Effect of bending layer on the available strain measuring range of fiber Bragg grating, 2013.
- Revista: **IEEE Photonic Technology Letters**, Editorial: IEEE, Factor de impacto: *2.176*, Nombre del artículo: Enhanced tuning of an EDFRL by using an optimized tapered Mach-Zehnder fiber filter, 2014.

- Revista: **Measurement Science and Technology**, Editorial: IOP, Factor de impacto: 1.352, Nombre del artículo: An in line photonic crystal fiber based Mach-Zehnder interferometer with temperature compensation, 2014.

## Referencias.

- [1] R. Ramaswami and K. Sivarajan, "Optical networks a practical perspective," San Francisco CA: Morgan Kaufmann, 2001.
- [2] A. Kersey, M. Davis, H. Patrick, M. Leblack, K. Koo, L. Askins, M. Putman and Frieble, "Fiber grating sensors," *Lighthwave Technol. J.* 15, 1442-1463, 2007.
- [3] A. J. Seeds, "Microwave photonics," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 15, 887-887, 2002.
- [4] J. Company and D. Novak, "Microwave photonics combines two wards," *Nature Photonics* 1, 319-330, 2007.
- [5] A. Katzir, Ed. *Laser and Optical Fibers in Medic (Physical Techniques in Biology and Medicine)*. San Diego CA; Academic Press, 1993.
- [6] A. Arai, J. Xu, J. Sohn and G. Cho, "Applications of femtosecond fiber laser in material processing," *Conference Laser and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC)*, 2011.
- [7] A. L. Shawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Physical Review* 112, 1940-1949, 1958.
- [8] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby masers," *Nature* 187, 493-494, 1960.
- [9] J. Hecht, "Laser Pioneers," Academic Press, 1992.
- [10] A. E. Siegman, "Lasers," Academic Press, 1986.
- [11] W. H. Steen and J. Mazumder, "Laser Material Processing," Springer Academic Press, 2010.
- [12] F. J. Duarte, "Tunable Laser Optics," Elsevier Academic Press. 2003.
- [13] E. Snitzer, "Optical maser action of  $Nd^{+3}$  in a barium crown glass," *Physical Review Letters* 7, 444-446, 1961.
- [14] C. J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Applied Optics* 3, 1182-1186, 1964.
- [15] J. Stone and C. A. Burrus, "Neodymium-doped silica laser in end-pumped fiber geometry," *Applied Physics Letters* 23, 388-389, 1973.

- [16] J. Stone and C. A. Burrus, "Neodymium-doped fiber laser room temperature CW operation with an injection laser pump," *Applied Optics* 13, 1256-1258, 1974.
- [17] M. Dignonnet, C. Gaeta and H. Shaw, "1.064 and 1.32  $\mu\text{m}$  Nd:YAG single crystal fiber lasers," *Journal of Lightwave Technology* 4, 454-460, 1986.
- [18] S. B. Poole, J. E. Townsend, D. N. Payne, M. E. Fermann, G. J. Cowle, R. I. Laming and P. R. Markel, "Characterization of special fibers and fiber devices," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology* 7, 1242-1255, 1989.
- [19] D. S. Moon, U. Ch. Paek and Y. Chung, "Multi-Wavelength linear cavity tunable fiber laser using a chirped fiber Bragg grating and few-mode fiber Bragg grating," *Optics Express* 13, 5614-5620, 2005.
- [20] Y. Lu, X. Dong, P. Shun, S. Kai, G. Kai and X. Dong, "Stable room-temperature multi-wave lasing realization in ordinary erbium-doped fiber loop laser," *Optics Express* 14, 9293-9298, 2006.
- [21] D. Chen, H. Fu and W. Liu, "Single-longitudinal-mode erbium-doped fiber laser based on a fiber Bragg grating Fabry-Perot filter," *Laser Physics* 17, 1246-1248, 2007.
- [22] M. N. Mohd Nasir, M. H. Al-Mansooni, H. A. Abdul Rashid, P. K. Choudhury and Z. Yusoff, "Multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser incorporating a fiber Bragg grating filter," *Laser Physics* 18, 446-448, 2008.
- [23] A. P. Lou, Z. C. Lou and W. C. Chow, "Multi-Wavelength erbium-doped fiber ring laser based on wavelength-dependent polarization rotation with a phase modulator and an in-line comb filter," *Laser Physics* 19, 1034-1037, 2009.
- [24] C. H. Yeh and C. W. Chow, "Single-longitudinal-mode erbium-doped fiber laser with novel scheme utilizing fiber Bragg grating inside ring cavity," *Laser Physics* 20, 512-515, 2010.
- [25] A. Hamzah, M. C. Paul, S. W. Harun, N. A. D. Huri, A. Lokman, M. Pal, S. Das, S. K. Bhadra, H. Ahmad, S. Yoo, M. P. Kalita, A. J. Boyland and J. K. Sahu, "Compact fiber laser at L Band region using erbium-doped zirconia fiber," *Laser Physics* 21, 176-179, 2011.
- [26] S. Pan, C. Lou and Y. Gao, "Multiwavelength erbium-doped fiber laser on inhomogeneous loss mechanism by use highly nonlinear fiber and a Fabry-Perot filter," *Optics Express* 14, 1113-1118, 2006.
- [27] F. F. Zhong, Y. Xu, Y. J. Zhang and Y. Ju, "Widely ultra-narrow linewidth 104 nm tunable all-fiber compact erbium-doped ring laser," *Laser Physics* 21, 219-221, 2011.
- [28] R. K. Kim and Y. G. Han, "Switchable multiple lasing oscillations in an erbium-doped fiber ring laser using a single stage of a Sagnac loop mirror," *Applied Physics B* 103, 813-818, 2011.
- [29] G. Sun, Y. Hu, Y. Zhou and Y. Chung, "Broad tunability of erbium-doped fiber ring laser based on few-mode polarization maintaining fiber Sagnac interferometer," *Applied Physics B* 102, 589-594, 2011.
- [30] W. Yang, T. Liu, L. Xiao and Z. Yang, "Wavelength-tunable erbium-doped fiber ring laser employing an acousto-optic filter," *Journal Lightwave Technology* 28, 188-192, 2010.
- [31] A. Castillo-Guzman, J. E. Antonio-Lopez, R. Selvas-Aguilar, D. A. May-Arrijo, J. Estudillo-Ayala and P. Likamwa, "Widely tunable-erbium doped fiber laser based on multimode interference effect," *Optics Express* 18, 591-597, 2010.
- [32] Ch. Tu, W. Guo, Y. Li, S. Zhang and F. Lu, "Stable multiwavelength and passively mode-locked Yb-doped fiber based on nonlinear polarization rotation," *Optics Communications* 280, 448-452, 2007.
- [33] J. Zheng, X. Qiao, F. Liu, Y. Weng, R. Wang, Y. Ma, Q. Rong, M. Hu and Z. Feng, "A tunable erbium-doped fiber laser based on an MZ interferometer and a birefringence fiber filter," *Journal of Photonics A* 14, 015402, 2012.

- [34] W. G. Chen, S. Q. Lou, S. C. Feng, L. W. Wang, H. L. Li, T. Y. Gou and S. S. Jian, "Switchable multi-wavelength fiber ring laser based on a compact in-fiber Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber," *Laser Physics* 19, 2115-2119, 2009.
- [35] L. L. Shi, T. Zhu, F. Y. Chen, M. Deng and W. Huang, "Tunable filter based on a pair long period fiber gratings and its application in fiber ring laser," *Laser Physics* 22, 575-578, 2012.
- [36] L. L. Shi, T. Zhu, Y. Fan, K. S. Chiang and Y. Rau, "Torsion sensing with a fiber ring laser incorporating a pair of rotary long-period fiber gratings," *Optics Communications* 284, 5299-5302, 2011.
- [37] R. Hui and M. Sullivan "Fiber optics measurement techniques," Elsevier Academic Press, 2009.
- [38] L. Nguyen, D. Hwang, S. Moon and Y. Chung, "High temperature fiber sensor with high sensitivity based on core mismatch" *Optics Express* 16, 11369-11375, 2008.
- [39] S. M. Tripathi, A. Kumar, R. K. Varshney, Y. B. P. Kumar, E. Marin and J. P. Meunier, "Strain and temperature sensing characteristics of single-mode-multimode-single-mode fiber structure," *Journal Lightwave Technology* 27, 2348-2356, 2009.
- [40] S. W. James and R. P. Tatam, "Optical fibre long-period grating sensor: characteristic and application," *Measurements Science Technology* 14, R49-R61, 2003.
- [41] B. H. Lee and J. Nishii, "Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair," *Applied Optics* 38, 3450-3459, 1999.
- [42] S. K. A. K. Bey, T. Sun and K. J. V. Grattan, "Optimization of a long period-period grating based Mach-Zehnder interferometer for temperature measurement," *Optics Communications* 272, 15-21, 2007.
- [43] Y. J. Kim, V. C. Paek and B. H. Lee, "Measurement of refractive index variation with temperature by use of long period fiber grating," *Optics Letters* 27, 1297-1299, 2002.
- [44] Z. B. Tian and S. S. H. Yan, "In-line abrupt taper optical fiber Mach-Zehnder interferometer strain sensor," *IEEE Photonic Technology Letters* 21, 161-163, 2009.
- [45] P. Lu, L. Q. Men, K. Sooley and Q. Y. Chen, "Tapered fiber Mach-Zehnder interferometer for simultaneous measurement of refractive index and temperature," *Applied Physics Letter* 94, 2009.
- [46] T. Chen, R. Chen, P. Lu, Q. Chen and K. P. Chen, "Tapered fibre Mach-Zehnder interferometer for simultaneous measurement of liquid level and temperature," *Electronics Letters*, 47, 1093-1094, 2011.
- [47] P. Lu, G. B. Lin, X. Z. Wang, L. Chen and X. Y. Bao, "Lateral stress detection using tapered fiber Mach-Zehnder interferometer," *IEEE Photonics Technology Letters* 24, 2038-2041, 2012.
- [48] Z. B. Tian, S. S. Yam and H. P. Loock, "Single mode fiber refractive index sensor based on core offset," *IEEE Photonics Technology Letters* 2008.
- [49] C. Zhong, C. Shen, Y. You, J. Chu, X. Zou, X. Dong, Y. Jin and J. Wang, "Temperature insensitive optical fibre two-dimensional micrometric displacement sensor based on an in line Mach-Zehnder interferometer," *Journal Optical S. B* 29, 1136-1140, 2012.
- [50] L. Jian, L. J. Zhao, S. M. Wang, J. P. Yang and H. Xiao, "Femtosecond laser fabricated all optical fiber sensor based on optical fiber microwire," *Optics Express* 18, 19951-19956, 2010.
- [51] L. J. Zhao, L. Jiang, S. M. Wang, H. Xiao, X. F. Lu and H. L. Tsai, "A high-quality Mach-Zehnder interferometer fiber sensor by femtosecond laser one-step processing," *Sensor-Basel* 11, 54-61, 2011.
- [52] T. Wei, X. W. Lan and H. Xiao, "Fiber in line core-cladding mode Mach-Zehnder interferometer fabricated by two-point  $CO_2$  laser irradiations," *IEEE Photonic Technology Letters* 21, 669-671, 2009.

- [53] O. Frazao, J. Viegas, P. Caldas, J. L. Santos, F. M. Araujo, L. A. Ferreira and F. Farahi, "All-fiber Mach-Zehnder curvature sensor base on multimode interference combined with a long period grating," *Optics Letters* 32, 3074-3076, 2007.
- [54] O. Frazao, R. Falate, J. L. Santos, L. A. Ferreira and F. M. Araujo, "Optical inclinometer base on a single long-period fiber grating combined with a fused taper," *Optics Letters* 31, 29609-2962, 2006.
- [55] P. Lu and Q. Y. Chen, "Femtosecond laser microfabricated fiber Mach-Zehnder interferometer for sensing applications," *Optics Letters* 36, 268-270, 2011.
- [56] X.Y. Dong, L. Su, P. Shum, Y. Chung and C. C. Chang, "Wavelength-selective all fiber filter based on a single long-period fiber grating and misaligned splicing point," *Optics Communications* 258, 159-163, 2006.
- [57] H. Y. Choi, M. J. Kim and B. Lee, "All-fiber Mach-Zehnder type interferometer formed in photonic crystal fiber," *Optics Express* 15, 5711-5720, 2007.
- [58] W. J. Bock, T. A. Eftimov, P. Mikulic and J. Chen, "An in-line core-cladding interferometer using a photonic crystal fiber," *IEEE Journal Lightwave Technology* 27, 3933-3939, 2009.
- [59] R. M. Gerosa, D. H. Spadoti, L. S. Menezes and Ch. J. S. Matos, "In fiber modal Mach-Zehnder interferometer based on the locally post-processed core for a photonic crystal fiber," *Optics Express* 17, 3124-3129, 2011.
- [60] J. N. Wang and J. L. Tang, "Photonic crystal fiber Mach-Zehnder interferometer for refractive index sensing," *Sensors* 12, 2983-2995, 2012.
- [61] L. M. Hu, C. C: Chin, X, Y, Dong, Y. P. Wang, P. Zu, W. C. Wong, W. W. Qian and T. Li, "Photonic crystal fiber strain sensor based on modified Mach-Zehnder interferemeter," *IEEE Photonic Technology Letters* 4, 114-118, 2012.
- [62] J. Villatoro, V. P. Minkovich, V. Pruneri and G. Badenes, "Simple all-micro structured optical fiber interferometer built via fusion splicing," *Optics Express* 15, 1491-1496, 2007.
- [63] P. S. J. Russell, "Photonic crystal fibres," *IEEE Journal Lightwave Technology* 24, 4729-4749, 2006.
- [64] J. C. Knight, T. A Birks, R. F. Cregan and P. S. J. Russell, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electronic Letter* 34, 1347-1348, 1998.
- [65] H. P Gong, C. C. Chan, P. Zhu, L. H. Chen and X. Y. Dong, "Curvature measurement by using low-birefringence photonic crystal fiber based Sagnac loop," *Optics Communications* 283, 3142-3144, 2010.
- [66] Ch. L. Zhao, X. Yang, Ch. Lu, W. Jin and M. S. Demokan, " ," *IEEE Photonic Technology Letters* 16, 2355-, 2004..
- [67] Y. Zhou, W. Zhou, Ch. Ch. Chan, W. Ch. Wong, L. -Y. Shao, J. Cheng and X. Dong, "Simultaneous measurement of curvature and temperature based on PCF interferometer and fiber Bragg grating," *Optics Communications* 284, 5669-5672, 2011.
- [68] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey and D. N. Payne "Low-noise erbium-doped fiber amplifier operating at  $1.54 \mu m$ ," *Electonic Letters* 13, 1026-1028, 1987.
- [69] D. Biullo, A. D. Oracio, M. De Sario, V. Petruzzelli and F. Prudenzano, "Time domain analysis of optical amplification in  $Er^{3+}$  doped  $SiO_2 - TiO_2$  planar wavelength," *Optics Express* 13, 4683-4692, 2005.
- [70] G. A. Ball and W. W. Morey, "Compressive-tuned single frequency Bragg fiber laser," *Optics Letters* 19, 1979-1981, 1984.
- [71] A. Belleware, M. Karasek, C. Riviere, F. Babin, G. He, V. Roy and G. W. Shinn, "A broadly tunable erbium-doped fiber ring laser experimentation and modeling," *IEEE Quantum Electronics* 7, 22-29, 2001.

- [72] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Academic Press. San Diego California, 1995.
- [73] [http. //personal.us.es./jcordero/Luz/teorias.htm](http://personal.us.es./jcordero/Luz/teorias.htm)
- [74] Vicente Aboites, "El laser," Academic Press, 2001.
- [75] S. C. Rashleigh, "Origins and control of polarization effect in single modes fibers," Journal Lightwave Technology LT1, 312-331, 1981.
- [76] J. C. Palais, "Fiber optics communications," Academic Press. River NJ, 1998.
- [77] S. L. Hansen, K. Dybdal and C. C. Larsen, "Upper gain limit in Er-doped fiber amplifier due to internal Rayleigh back scattering," in Proc. Opt. Fiber Commun. Conf. OFC, 92. San Diego CA. Vol. 5, p. 68, 1992.
- [79] J. Villatoro, V. P. Minkuvich and D. Monzon-Hernandez, "Compact modal interferometer built with tapered microstructured optical fiber,". IEEE Photonic Technology Letters 18, 1258-1260, 2006.
- [80] T. W. Liu and L. Wang, "A self-seeded tunable multiwavelength erbium-doped fiber ring laser with bending scheme," Optical fiber Technology 18, 108-, 2012.
- [81] H. J. Packrick, C. C. Hang and S. T. Vahra, "Long period fibre gratings for structural bend sensing," Electronic Letters 34, 1773-1775, 1981.
- [82] K. Y. Lau, "The telecommunication and data acquisition progress report," 42-63, 1981.
- [83] X. Wang, Y. Li and X. Bao, "C- and L-band tunable fiber ring laser using a two-taper Mach-Zehnder interferometer filter" Optics Letters 33, 3354-3356, 2010.