

*Estudio de láseres de fibra óptica con Bombeo  
de Luz Polarizada*



# UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---

---

CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA  
División de Ingenierías

*“Estudio de láseres de fibra óptica  
con Bombeo de Luz Polarizada”*

TESIS  
QUE PARA OBTENER  
EL GRADO DE MAESTRO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA

PRESENTA:  
*Ing. Karla Eduwiges Contreras Vallejo.*

DIRECTORES:  
*Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala.  
Dr. Roberto Rojas Laguna.*

# Agradecimientos

*Dedicado a Dios, a mi familia, a mi novio, amigos, CA de Telecomunicaciones y Fotónica*



A CONACYT por la beca de Investigación otorgada No. 616051.

A CONACYT por el proyecto A1 – S – 33363. Estudio de las No linealidades en Fibras de Cristal Fotónico para la obtención de fuentes de luz de amplio espectro y propagación de pulsos cortos de alta energía.

A DAIP por el proyecto 108. Investigación de los efectos de luz polarizada en los sistemas láseres de fibra óptica sintonizables.

A la UG por que puso a mi disposición todos los recursos y medios necesarios para desarrollar este trabajo de tesis.

A los miembros del Cuerpo Académico de Telecomunicaciones y Fotónica por permitirme ser parte del grupo de fibras ópticas.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>IV</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>V</b>
<b>Lista de Acrónimos</b>	<b>VII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Antecedentes . . . . .	1
1.2. Planteamiento del problema . . . . .	3
1.3. Justificación . . . . .	3
1.4. Objetivo general . . . . .	4
1.5. Objetivos específicos . . . . .	4
1.6. Organización de la tesis . . . . .	5
<b>2. Fundamentos Teóricos</b>	<b>6</b>
2.1. Ecuaciones de Maxwell . . . . .	6
2.2. Ecuación de Onda . . . . .	9
2.3. Polarización de la luz . . . . .	11
2.3.1. Polarización lineal . . . . .	12
2.3.2. Polarización circular . . . . .	14
2.3.3. Polarización elíptica . . . . .	15
2.4. Representación de los estados de polarización . . . . .	17
2.4.1. Vectores de Stokes . . . . .	20
2.4.2. Esfera de Poincaré . . . . .	24
2.5. Polarizadores . . . . .	26
2.6. Ley de Malus . . . . .	28
2.7. Retardadores . . . . .	29
2.8. Birrefringencia en fibras ópticas . . . . .	29
2.9. Láseres . . . . .	31

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	III
<b>3. Metodología</b>	<b>34</b>
3.1. Arreglo experimental del láser sintonizable . . . . .	34
3.2. Caracterización de la fuente de bombeo . . . . .	36
3.3. Caracterización de la Fibra Dopada con Erbio (EDF) . . . . .	37
3.4. Evolución del estado de polarización (SOP) a la salida del segundo controlador de polarización (PC2). . . . .	38
3.5. Caracterización del Filtro Selectivo de Longitud de onda (WSF) . . . . .	38
3.6. Fabricación del Interferómetro de Fibra de Núcleo Delgado . . . . .	39
3.7. Fabricación del mecanismo para lograr la sintonización del láser . . . . .	41
<b>4. Discusión de resultados</b>	<b>42</b>
4.1. Láser sintonizable con bombeo de luz polarizada . . . . .	42
4.2. Sensor láser de deflexión micrométrica angular . . . . .	68
<b>5. Conclusiones</b>	<b>72</b>
<b>Referencias bibliográficas</b>	<b>74</b>

# Índice de figuras

2.1. Onda electromagnética. . . . .	11
2.2. Polarización lineal. . . . .	13
2.3. Polarización circular. . . . .	15
2.4. Polarización elíptica. . . . .	17
2.5. Elipse de polarización. . . . .	19
2.6. Parámetros de Stokes representados en la Esfera de Poincaré. . . . .	26
2.7. Estados degenerados en la esfera de Poincaré. . . . .	27
2.8. Coeficientes de absorción de un polarizador lineal. . . . .	27
2.9. Intensidad de salida cuando una onda polarizada linealmente pasa a través de un polarizador lineal. . . . .	28
2.10. (a)Fibra ideal sin birrefringencia.(b) Fibra con birrefringencia residual. (c) Fibra con birrefringencia inducida. . . . .	30
2.11. Emisión espontánea. . . . .	32
2.12. Emisión estimulada. . . . .	32
2.13. Elementos de un láser. . . . .	33
3.1. Configuración experimental del láser sintonizable. . . . .	35
3.2. Primera etapa del láser. . . . .	36
3.3. Caracterización de la fibra dopada con Erblio (EDF). . . . .	37
3.4. Evolución del estado de polarización (SOP) a la salida de la EDF. . . . .	38
3.5. Evolución del estado de polarización (SOP) con un segundo controlador de polarización (PC2,PC). . . . .	38
3.6. Caracterización del interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (TCFMI). . . . .	39
3.7. Diagrama esquemático de un TCFMI. . . . .	40
3.8. Mecanismo de deflexión micrométrica angular para la sintonización del láser. . . . .	41
4.1. Comportamiento en potencia del diodo bajo una fuente de corriente regulable. . . . .	43
4.2. Estados de polarización de la fuente de bombeo(PC1,PC). . . . .	43
4.3. Espectro del Erblio variando la corriente de entrada del diodo. . . . .	44
4.4. Espectro del Erblio bajo diferentes estados de polarización. . . . .	45
4.5. Variación del ángulo azimutal en función de la posición angular del PC1. . . . .	46

4.6. Variación del grado de elipticidad en función de la posición angular del PC1. . . . .	47
4.7. Evolución general de los estados de polarización (PC1,PC). . . . .	48
4.8. Variación del ángulo azimutal en función del estado de polarización en la fuente de bombeo (PC2,PC). . . . .	49
4.9. Variación del ángulo azimutal en función de la longitud de onda (PC2,PC). . . . .	50
4.10. Variación del grado de elipticidad en función del estado de polarización en la fuente de bombeo (PC2,PC). . . . .	51
4.11. Variación del grado de elipticidad en función de la longitud de onda (PC2,PC). . . . .	52
4.12. Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización circular en la fuente de bombeo. . . . .	53
4.13. Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización lineal en la fuente de bombeo. . . . .	54
4.14. Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización elíptica en la fuente de bombeo. . . . .	54
4.15. Sección de la respuesta espectral del interferómetro TCFMI. . . . .	56
4.16. Sintonización del láser dual. . . . .	57
4.17. Variación del estado de polarización en función de la deflexión micrométrica angular. . . . .	58
4.18. Prueba de estabilidad del láser dual durante 50 minutos. . . . .	59
4.19. Fluctuación de potencia del láser durante 50 minutos. . . . .	60
4.20. Emisión láser única para un SOP elíptico en la fuente de bombeo. . . . .	61
4.21. Emisión láser dual para un SOP lineal en la fuente de bombeo. . . . .	62
4.22. Triple emisión láser para un SOP circular en la fuente de bombeo. . . . .	62
4.23. Emisión láser única para 40° y 80°. . . . .	65
4.24. Emisión láser dual para 40° y 60°. . . . .	65
4.25. Triple emisión láser para 60° y 80°. . . . .	66
4.26. Sintonización de una única emisión láser en función de la posición de los controladores PC1 y PC2. . . . .	67
4.27. Respuesta espectral del interferómetro TCFMI bajo deflexión micrométrica angular. . . . .	68
4.28. Corrimiento espectral en un rango de 1549 nm a 1552 nm. . . . .	69
4.29. Curva de ajuste del sensor. . . . .	70
4.30. Sintonización del sensor láser. . . . .	71
4.31. Respuesta modal del interferómetro TCFMI. . . . .	71

# Índice de tablas

4.1. Parámetros de Stokes en función de la deflexión micrométrica angular. . . . .	58
4.2. Parámetros de Stokes para una, dos y tres emisiones. . . . .	63
4.3. Posiciones angulares de las placas del PC1 y PC2. . . . .	64
4.4. Pruebas realizadas para cierta emisión fija, con la segunda placa del PC1 móvil. .	64
4.5. Parámetros de Stokes en función del desplazamiento en longitud de onda. . . . .	67
4.6. Valores de longitud de onda en función de la deflexión micrométrica angular. . . .	69



# Lista de Acrónimos

- EDF** Fibra dopada con Erblio (Erbium Doped Fiber)
- SMF** Fibra óptica monomodo (Single Mode Fiber)
- TCFMI** Interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (Thin Core Fiber Modal Interferometer)
- TCF** Fibra de núcleo delgado (Thin Core Fiber)
- WSF** Filtro selectivo de longitud de onda (Wavelength Selective Filter)
- PC** Controlador de polarización (Polarization Controller)
- SNR** Relación de señal/ruido (Signal to Noise Ratio)
- SMSR** Relación de supresión de modo único (Single Mode Suppression Ratio)
- DoP** Grado de polarización (Degree of Polarization)
- SOP** Estado de polarización (State of Polarization)
- LP+45** Polarización Lineal a  $45^\circ$  (Linear Polarization)
- LP-45** Polarización Lineal a  $-45^\circ$  (Linear Polarization)
- RCP** Polarización circular derecha (Right Circular Polarization)
- LCP** Polarización circular izquierda (Left Circular Polarization)
- LVP** Polarización lineal vertical (Linear Vertical Polarization)
- LHP** Polarización lineal horizontal (Linear Horizontal Polarization)
- QWP** Placa de cuarto de onda (Quarter Wave Plate)
- HWP** Placa de media onda (Half Wave Plate)
- OSA** Analizador de espectros ópticos (Optical Spectrum Analyzer)
- WDM** Multiplexación por división de longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing)
- LPG** Rejilla de periodo largo (Long Period Grating)
- PCF** Fibra de cristal fotónico (Photonic Crystal Fiber)
- UL** Luz no polarizada (Unpolarized Light)

# Introducción

El estudio de láseres ha sido sujeto de investigación por muchos años aplicando el área de la óptica. Contrario a las predicciones, esta área ha persistido en la era de las comunicaciones ópticas así como ha influido en diversas áreas tales como la medicina, la industria, la defensa militar, la espectroscopía, la interferometría, entre otras áreas.

Es por esto que es de suma importancia el estudio de las características de cada una de las partes que conforman un láser, tales como la fuente de bombeo, el medio activo y la cavidad óptica resonante; así como también es muy importante estudiar el estado de polarización de la fuente de bombeo, para de esta forma, optimizar el diseño y el desarrollo de sistemas láser basados en fibra óptica.

## 1.1. Antecedentes

Es sabido que los láseres de fibra dopados con tierras raras presentan varios regímenes de trabajo como onda continua, conmutación de Q-Switch y amarre de modos tanto pasivo como activo, auto pulseo y auto Q-switch. Los láseres pueden operar en regímenes de modo longitudinal único o múltiple, con polarización fija o aleatoria. Estas características fuertemente dependen del diseño del láser, así como de las propiedades activas de la fibra y de los espejos reflectantes. El estudio de la polarización de la luz en las Fuentes de Bombeo será de mucho interés debido a que el espectro

de fluorescencia en fibras dopadas y los efectos en los láseres de fibra es poco estudiado ya que se desconocen algunas causas del comportamiento de salida de los láseres como es la estabilidad del láser y cambios de longitud de onda que pueden ser por temperatura y polarización de la fuente de Bombeo.

En los últimos años, se han estudiado láseres de fibra óptica que tienen la capacidad de emitir dentro de un cierto rango de longitud de onda con sólo cambiar las características de su cavidad resonante como el medio activo, induciendo pérdidas en la cavidad o agregando un filtro multimodal, al lograr cambiar la longitud de onda dentro de cierto rango se obtiene un láser de fibra sintonizable. Este láser se basa en diferentes técnicas para lograr la sintonización. Algunas técnicas que se han desarrollado en los últimos años se basan en rejillas de Bragg [1], rejillas de periodo largo (LPG) [2] y filtros selectivos de longitud de onda (WSF), dentro de los cuales se encuentran los interferómetros de tipo Mach-Zehnder y Fabry-Perot [3, 4]. Estos láseres de fibra tienen ventaja respecto a los láseres de bulto, debido a que no necesitan sistemas de enfriamiento complejos, ni espejos en la cavidad, además de que su diseño es compacto. Se han reportado láseres sintonizables basados en interferómetros de tipo Mach-Zehnder implementados con fibra de cristal fotónico, en los cuales por medio de variación de curvatura del interferómetro pueden lograrse emisiones simples, dobles o triples con un rango de sintonización de 1526 nm a 1550 nm [5]. También se han reportado otros láseres de múltiples longitudes de onda con estructura de anillo, los cuales se basan en arreglos de rejillas de Bragg para detectar vibraciones multipunto [6]. Además, se han implementado rejillas de periodo largo conectadas en cascada con fibra de núcleo delgado (TCF) para la medición simultánea de índice de refracción de un líquido y su temperatura [7]. Otro tipo de filtros, se basa en un interferómetro Mach-Zehnder con estructura TCF-PCF para el sensado de deformación [8]. Estas dos técnicas [7] y [8] se pueden utilizar en los sistemas láser. Por otro lado, se han desarrollado sensores de torsión demodulados por intensidad, basados en fibra de núcleo delgado (TCF) que mantiene la polarización. Este sensor consiste en un anillo de polarización (bobina hecha de fibra óptica monomodo (SMF)) como parte de la detección, que puede

cambiar el estado de polarización de la luz y una sección de fibra de núcleo delgado (TCF) que mantiene la polarización como parte de la demodulación [9]. En los trabajos previamente descritos se estudian algunas técnicas para lograr la sintonización de un láser de fibra, en este trabajo la investigación se centra en la implementación de un láser de fibra sintonizable, éste se basa en un filtro selectivo de longitud de onda (WSF) que es un interferómetro modal obtenido a través de una TCF empalmada entre dos fibras de comunicaciones (SMF28, SMF), al interferómetro modal se le aplica ángulos de deflexión menores de 1 rad para lograr la sintonización del láser. También presentamos un estudio de los efectos provocados por el estado de polarización de la fuente de bombeo del láser y se muestran resultados de cada una de las etapas del láser y de los cambios del estado de polarización en la sintonización del láser de fibra de anillo implementado.

## 1.2. Planteamiento del problema

Optimizar el diseño y el desarrollo de sistemas láser basados en fibra óptica, mediante el estudio del bombeo de luz POLARIZADA a fibras ópticas dopadas con Erblio.

## 1.3. Justificación

Los láseres de fibra óptica han ganado terreno en el área de las telecomunicaciones debido a múltiples ventajas, que van desde lo económico, pasando por su portabilidad debido a sus tamaños compactos, buena estabilidad en amplitud, relación señal a ruido (SNR) mayores a 30 dB, utilizan sistemas de enfriamiento no complejos y alcanzan potencias muy elevadas.

Entre los láseres de fibra óptica encontramos aquellos que tiene la capacidad de emitir a diferentes longitudes de onda con el solo hecho de modificar las características de su resonador. Estos láseres de fibra óptica son llamados sintonizables. Una de las características de estos láseres es su capacidad de emisión láser dentro de cierto rango en longitudes de onda. Esta característica ha sido gracias a las diferentes técnicas de sintonización que se han desarrollado para diferentes

aplicaciones y que modifican las características del resonador láser. Ejemplos de éstas son las basadas en rejillas de Bragg, rejillas de período largo, rejillas de bulto y cavidad Fabry Perot. Estas técnicas presentan sus ventajas y desventajas; dentro de las desventajas, tienen el problema de ser muy sofisticadas o voluminosas en sus arreglos ópticos, dificultando así, el reproducirlos; aparte, del hecho que tiene una demanda constante de realineación para su operación.

## 1.4. Objetivo general

Estudio del bombeo de luz polarizada, para de esta manera desarrollar sistemas láser portables, de alta potencia, compactos y con buena estabilidad en amplitud que puedan ser aplicados a las diversas áreas como la medicina, las telecomunicaciones, así como también en sectores como la industria automotriz.

## 1.5. Objetivos específicos

- Obtener un láser sintonizable.
- Estudiar el estado de polarización en cada etapa de la construcción del láser sintonizable.
- Estudiar el espectro de fluorescencia de la fibra dopada con Erblio al tener diferentes estados de polarización.
- Construir un dispositivo de fibra óptica (interferómetro de fibra de núcleo delgado) que nos permita sintonizar diferentes longitudes de onda.
- Obtener un sensor láser de deflexión.

## 1.6. Organización de la tesis

El presente trabajo consta de cuatro capítulos, en los cuales se explica la metodología utilizada para la obtención de sus objetivos; además de las conclusiones a las que se llegó al finalizar dicho proyecto, así como las referencias consultadas como complemento para enriquecer la investigación y por último se encuentran los apéndices, en los cuales se muestran algunos datos adicionales.

En el Capítulo II (Fundamentos Teóricos) se habla sobre los antecedentes que condujeron al desarrollo del presente proyecto de tesis.

En el Capítulo III (Metodología) se describe la construcción de las diversas etapas de diseño del láser sintonizable, así como también se realiza el estudio de la polarización en cada una de éstas. También se explica la técnica utilizada para la sintonización de varias longitudes de onda.

En el Capítulo IV (Pruebas y Resultados) se muestran las pruebas realizadas de los arreglos experimentales construidos, así como los resultados obtenidos al finalizar cada prueba.

En la sección de Conclusiones se hace un análisis de los resultados obtenidos al finalizar este trabajo de tesis. Así como del trabajo futuro que podría realizarse basándose en este proyecto. En el apartado de Referencias se exponen las fuentes consultadas para la realización de este proyecto.

# Capítulo 2

## Fundamentos Teóricos

En este capítulo se mencionan los conceptos fundamentales que describen los fenómenos electromagnéticos, entre estos conceptos se encuentran las Ecuaciones de Maxwell, las cuales nos describen el comportamiento del campo eléctrico, del campo magnético y la relación entre ellos en una región determinada. También se describen las relaciones constitutivas que junto con las Ecuaciones de Maxwell dan lugar a la Ecuación de Onda [10].

Por otro lado, se describen los estados de polarización de la luz, así como sus fundamentos matemáticos, también se describe la birrefringencia en fibras ópticas. Por otra parte, se analizan los parámetros que describen un estado de polarización. Por último, se habla acerca del principio de funcionamiento de los láseres, que nos sirvió como base para desarrollar el láser de este proyecto.

### 2.1. Ecuaciones de Maxwell

Las Ecuaciones de Maxwell son un conjunto de cuatro ecuaciones que describen la electricidad y el magnetismo tanto en el vacío como en un medio material. Estas ecuaciones son el resumen de la teoría electromagnética desde un punto de vista macroscópico.

Para deducir la primera Ecuación de Maxwell, partimos de la Ley de Coulomb, la cual establece cómo es la fuerza entre dos cargas puntuales. Si tenemos una carga eléctrica situada en el espacio y situamos una carga de prueba en su proximidad, la segunda carga experimentará una fuerza  $\vec{F}$

de atracción o repulsión la cual es representada por la ecuación 2.1.

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{4\pi\epsilon_0 \|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\|^2} \quad (2.1)$$

Donde  $\vec{F}$  es la fuerza entre cargas,  $k$  es la constante de proporcionalidad y se define como  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ,  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $q_1$  y  $q_2$  son dos cargas puntuales.

Debido a la perturbación que ejerce una carga eléctrica sobre la otra, se dice que una carga eléctrica crea a su alrededor campo eléctrico  $\vec{E}$ , el cual es determinado por la ecuación 2.2.

$$\vec{E}(p) = \frac{\vec{F}}{q} \quad (2.2)$$

Donde  $\vec{E}(p)$  es el campo eléctrico creado en el punto  $p$  por la carga de prueba  $q$ , el cual quedará determinado por las líneas de campo que nacen o mueren en un punto determinado. Si queremos calcular el número total de líneas de campo eléctrico, entonces debemos integrar sobre una superficie cerrada y de esta forma calcular el flujo eléctrico.

Entonces, partiendo del flujo eléctrico podemos deducir la primera Ecuación de Maxwell o Ley de Gauss para campo eléctrico, la cual nos dice que el flujo de campo eléctrico a través de una superficie cerrada es proporcional a la carga encerrada por dicha superficie, lo cual es expresado matemáticamente con la ecuación 2.3.

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

Dicha ecuación (2.3), es la forma integral de la Ley de Gauss para campo eléctrico, la cual es aplicable a sistemas en los cuales la geometría presenta simetrías que facilitan la integración; por lo cual es necesario obtener ecuaciones que no dependan de la geometría del sistema. A partir de la forma integral de la Ley de Gauss, se pueden obtener relaciones entre los campos y sus fuentes para cada punto del espacio, por lo tanto no dependerán de la geometría del sistema y pueden ser expresadas en función de los operadores divergencia y rotacional. De esta manera,



podemos obtener la forma diferencial de la Ley de Gauss (2.4), la cual afirma que la divergencia del campo eléctrico es proporcional a la carga eléctrica. Donde  $\rho$ , es la densidad de carga y  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

Al igual que para el campo eléctrico, también aplica la Ley de Gauss para campo magnético, la cual es la segunda ecuación de Maxwell. Esta ley nos dice que el flujo de campo magnético sobre una superficie cerrada es nulo, lo cual se representa con la ecuación 2.5. Donde  $\vec{B}$  es la densidad de flujo magnético.

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2.5)$$

Siguiendo el razonamiento utilizado para obtener la Ley de Gauss para campo eléctrico en su forma diferencial, también se puede obtener la forma diferencial de la Ley de Gauss para campo magnético, la cual se expresa con la ecuación 2.6.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

La ecuación (2.6) nos indica que las líneas de campo no nacen ni mueren en ningún punto particular debido a que no hay fuentes de campo magnético, lo que indica que no hay cargas magnéticas o monopolos magnéticos.

La primera y segunda ecuación de Maxwell tratan acerca de la presencia de fuentes de campo o la no existencia de éstas, respectivamente. Sin embargo, el campo puede ser creado por otros factores (tercera y cuarta Ecuación de Maxwell).

La Ley de Faraday o tercera ecuación de Maxwell relaciona el campo eléctrico  $\vec{E}$  con la variación temporal de la densidad de flujo magnético  $\vec{B}$ , es decir, si tenemos un circuito cerrado formado por un conductor, la variación temporal de flujo de campo magnético, induce en éste una corriente

eléctrica (2.7), fenómeno que se ve plasmado en el número de líneas de fuerza que atraviesan el circuito.

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.7)$$

Si aplicamos el teorema de Stokes a ambos lados de la ecuación 2.7, entonces obtenemos la forma diferencial de la Ley de Faraday, la cual nos indica que el rotacional del campo eléctrico se debe a la variación temporal de la densidad de flujo magnético, lo cual se expresa en la ecuación 2.8.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Por último tenemos la cuarta ecuación de Maxwell o Ley de Ampere-Maxwell, la cual nos relaciona un campo magnético producido por una corriente estacionaria y se introduce el término de corriente de desplazamiento  $\vec{J}$ , lo cual es expresado en la ecuación 2.9.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Donde  $\vec{D}$  es el desplazamiento eléctrico y  $\vec{H}$  es la intensidad de campo magnético.

El término corriente de desplazamiento  $\vec{J}$  introducido por Maxwell, juega un papel muy importante dentro del electromagnetismo, debido a que predice la existencia de ondas electromagnéticas y su propagación, lo cual se describirá en la siguiente sección.

## 2.2. Ecuación de Onda

Una onda es la perturbación de un medio. En este caso analizaremos una onda electromagnética, que es la perturbación simultánea de los campos eléctricos y magnéticos existentes en una misma región. Basándonos en la Ley de Faraday y en la Ley de Ampere-Maxwell, podemos pre-

decir la propagación de ondas electromagnéticas.

Para deducir la ecuación de una onda electromagnética suponemos como medio el vacío, por lo que  $\rho = 0$  y  $\vec{J} = 0$ , de manera que el desplazamiento eléctrico  $\vec{D}$  está en la misma dirección que  $\vec{E}$  y por lo tanto las relaciones constitutivas están dadas por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.10a)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.10b)$$

Donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad y permeabilidad magnética en el vacío, respectivamente,  $\vec{D}$  es el desplazamiento eléctrico,  $\vec{B}$  es la densidad de flujo magnético,  $\vec{E}$  es el campo eléctrico y  $\vec{H}$  es la intensidad de campo magnético. Partiendo de la Ley de Faraday y haciendo uso de las relaciones constitutivas podemos deducir la ecuación de una onda electromagnética. Si aplicamos rotacional a ambos lados de la ecuación 2.8 y haciendo uso de las ecuaciones 2.4 y 2.9 obtenemos:

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

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

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

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

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) = \frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_0 \vec{E})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

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

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

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Introduciendo la ecuación de la velocidad de la onda electromagnética  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ , obtenemos la ecuación 2.11, la cual es la ecuación de una onda electromagnética.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.11)$$

### 2.3. Polarización de la luz

Como ya hemos visto, las Ecuaciones de Maxwell modelan el comportamiento de una onda electromagnética, la cual está compuesta de un campo eléctrico y un campo magnético. Estos campos son perpendiculares entre sí y perpendiculares a la dirección en la que se propaga la onda, como en toda onda electromagnética transversal.

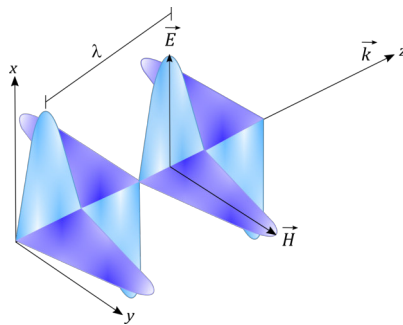


Figura 2.1: Onda electromagnética.

Por lo tanto en una onda electromagnética plana que se propague en la dirección del eje z, el campo eléctrico  $\vec{E}$  es perpendicular a esta dirección, al igual que el campo magnético  $\vec{H}$  (figura

2.1).

Una onda electromagnética tiene la propiedad de oscilar con más de una orientación, si analizamos la dirección del campo eléctrico  $\vec{E}$  en el tiempo, podemos describir la polarización del campo eléctrico, la cual se refiere al plano de polarización de la luz y esto define el estado de polarización (SOP) de la onda electromagnética.

Dicho de otra manera, la polarización es una propiedad de la luz (la luz puede ser tratada como onda electromagnética) y se define como la vibración del campo eléctrico en cierta dirección. De acuerdo a la dirección en la que vibre el campo eléctrico, la luz puede estar polarizada linealmente, circularmente o elípticamente. Posteriormente se describirán detalladamente los tipos de polarización mencionados.

### 2.3.1. Polarización lineal

Para describir los estados de polarización de una onda electromagnética, partimos de una onda polarizada linealmente. Supongamos que la línea sobre la cual se mueve la punta del vector de campo eléctrico es paralela al eje  $x$ , entonces el campo eléctrico puede describirse con la ecuación 2.12.

$$\vec{E} = \hat{x}E_0\cos(kz - \omega t + \delta_0) \quad (2.12)$$

Donde  $E_0$  y  $\delta_0$  son la amplitud y la fase inicial de la onda, respectivamente,  $\hat{x}$  el vector unitario a lo largo del eje  $x$ ,  $k$  es el vector de propagación de la onda y está definido como  $k = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)n$ , con  $\lambda_0$  siendo la longitud de onda en el espacio libre,  $n$  el índice de refracción del medio,  $z$  la dirección de propagación de la onda.

En la figura 2.2 se observa el comportamiento del campo eléctrico en polarización lineal.

Si el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  forma un ángulo  $\theta$  con el eje  $x$ , podemos representar el caso más general de una onda linealmente polarizada, la cual es descrita como la superposición de

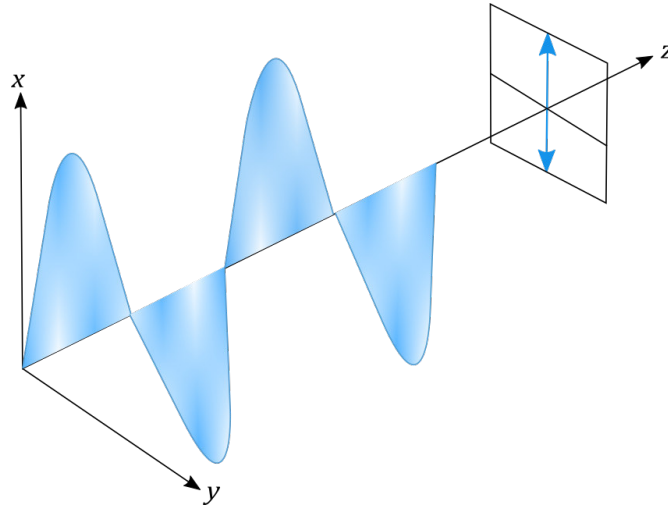


Figura 2.2: Polarización lineal.

dos ondas ortogonales y linealmente polarizadas a lo largo de los ejes  $x$  e  $y$ , con ciertas fases y amplitudes dadas por las ecuaciones 2.13a y 2.13b.

$$\vec{E}_x(z, t) = iE_{0x}\cos(kz - wt) \quad (2.13a)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = jE_{0y}\cos(kz - wt + \delta) \quad (2.13b)$$

Donde  $\delta$  es la diferencia de fase relativa entre las ondas, ambas viajando en la dirección  $z$ .

Si la diferencia de fase entre las dos ondas es  $\delta = \pm\pi$  o impar tenemos una polarización lineal con fase impar y pendiente negativa, la cual es representada con la ecuación 2.14.

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \cos(kz - wt)[iE_{0x} - jE_{0y}] \quad (2.14)$$

Si la diferencia de fase entre las dos ondas es  $\delta = \pm 2\pi$  o par, la onda resultante de su superposición será linealmente polarizada con pendiente positiva y se describe por medio de la ecuación 2.15.

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \cos(kz - wt)[iE_{0x} + jE_{0y}] \quad (2.15)$$

Donde  $[iE_{0x} + jE_{0y}]$  es la amplitud de la onda resultante.

### 2.3.2. Polarización circular

Un caso de particular interés, se da cuando las dos ondas constitutivas tienen una diferencia de fase relativa  $\delta = -\frac{\pi}{2} + 2m\pi$ , donde  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , y además tienen la misma amplitud, es decir,  $E_{0x} = E_{0y} = E_0$  y son representadas con las ecuaciones 2.16a y 2.16b.

$$\vec{E}_x(z, t) = iE_0 \cos(kz - wt) \quad (2.16a)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = jE_0 \cos(kz - wt + \delta) \quad (2.16b)$$

La onda resultante de la superposición de estas ondas (2.16a y 2.16b) se expresa con la ecuación 2.17.

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = E_0 [i \cos(kz - wt) + j \sin(kz - wt)] \quad (2.17)$$

Lo cual indica que la amplitud  $E_0$  es una constante, pero la dirección de  $\vec{E}$  varía con el tiempo y no está restringida a un solo plano. Si analizamos el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  resultante en el tiempo, podemos observar que gira en sentido de las manecillas del reloj con una frecuencia angular  $\omega$ , y por lo tanto la onda tendrá una **polarización circular derecha (dextrógiro)**.

El segundo caso del estado de polarización circular, es cuando tenemos una diferencia de fase relativa  $\delta = \frac{\pi}{2} + 2m\pi$ , donde  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  y la amplitud  $E_0$  es constante, la onda resultante tendrá un comportamiento descrito por la ecuación 2.18.

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = E_0 [i \cos(kz - wt) - j \sin(kz - wt)] \quad (2.18)$$

Donde claramente podemos observar que el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  ahora gira a la izquierda y por lo tanto la onda tiene **polarización circular izquierda (levógiro)**.

En la figura 2.3 se observa el comportamiento de una onda polarizada circularmente, en la cual la amplitud del campo eléctrico es constante.

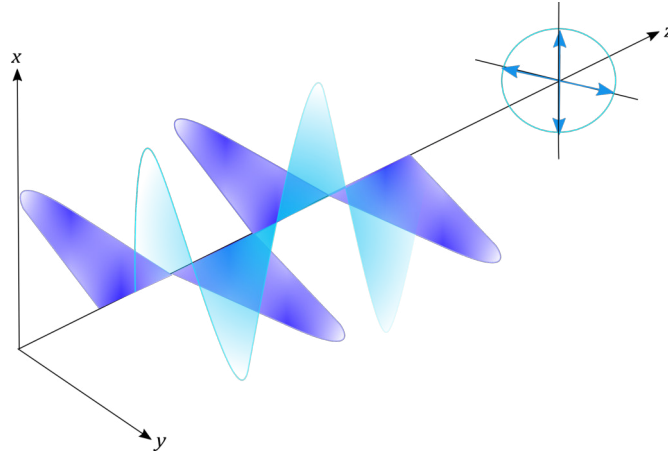


Figura 2.3: Polarización circular.

### 2.3.3. Polarización elíptica

La luz elípticamente polarizada es un caso general de la polarización lineal y la polarización circular, lo cual significa que si las dos ondas no están en fase o no tienen la misma amplitud, la punta del vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  trazará una elipse (elipse de polarización) en un plano fijo perpendicular a  $\vec{k}$ . Para describir la ecuación de la elipse trazada por  $\vec{E}$  recordemos que:

$$\vec{E}_x = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (2.19a)$$

$$\vec{E}_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta) \quad (2.19b)$$

La ecuación de la elipse trazada, debe estar en función de las amplitudes de las componentes  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$ , así como de la diferencia de fase  $\delta$  entre éstas; entonces para obtener esta expresión es necesario quitar la dependencia espacial y temporal ( $kz - \omega t$ ) del campo eléctrico  $\vec{E}$ , para lo cual hacemos el siguiente desarrollo matemático. Expresamos las ecuaciones 2.19a y 2.19b de la forma:



$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \cos(kz - \omega t) \quad (2.20a)$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t + \delta) \quad (2.20b)$$

Ahora separamos la fase  $\delta$  de  $(kz - \omega t)$  en la ecuación 2.20b, obteniendo:

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t)\cos(\delta) - \text{sen}(kz - \omega t)\text{sen}(\delta) \quad (2.21)$$

Sustituyendo la ecuación 2.20a en la ecuación 2.21 obtenemos:

$$\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}}\cos(\delta) = -\text{sen}(kz - \omega t)\text{sen}(\delta) \quad (2.22)$$

Si además elevamos al cuadrado la ecuación 2.20a obtenemos la siguiente relación:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 = \cos^2(kz - \omega t) \quad (2.23)$$

De donde se deduce que:

$$\text{sen}^2(kz - \omega t) = 1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 \quad (2.24)$$

Elevando la ecuación 2.22 al cuadrado obtenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}}\cos(\delta)\right)^2 = \text{sen}^2(kz - \omega t)\text{sen}^2(\delta) \quad (2.25)$$

Sustituyendo la ecuación 2.24 en la ecuación 2.25 obtenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}}\cos(\delta)\right)^2 = \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2\right]\text{sen}^2(\delta) \quad (2.26)$$

Realizando el desarrollo matemático de la ecuación 2.26 obtenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)\cos(\delta) = \text{sen}^2(\delta) \quad (2.27)$$

La ecuación 2.27 representa una elipse la cual nos muestra la evolución de la trayectoria de la punta del vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  sobre el plano x-y y es denominada elipse de polarización, concepto que se describirá detalladamente en la siguiente sección.

En la figura 2.4 se observa el comportamiento del campo eléctrico en polarización elíptica.

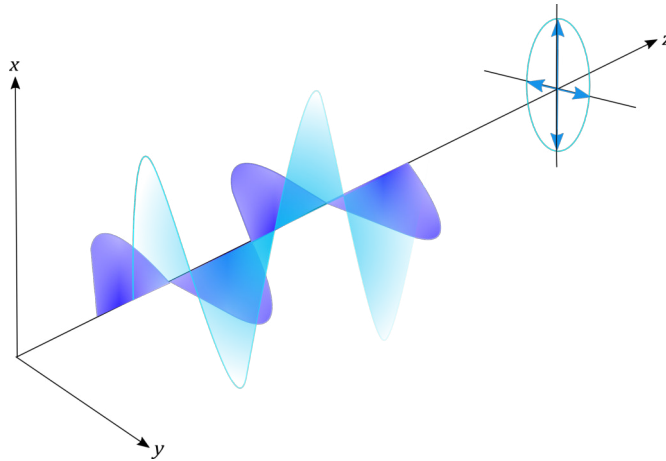


Figura 2.4: Polarización elíptica.

## 2.4. Representación de los estados de polarización

Describir la luz en términos de la elipse de polarización es muy útil debido a que nos permite representar diversos tipos de luz polarizada. La elipse de polarización puede ser definida en función de dos parámetros angulares: ángulo de orientación o ángulo azimutal ( $\psi$ ) y ángulo de elipticidad ( $\chi$ ).

Retomando la ecuación 2.27 podemos observar que representa una elipse, la cual forma un

ángulo  $\psi$  con el sistema de coordenadas  $(E_x, E_y)$  tal que:

$$\tan(2\psi) = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos(\delta)}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (2.28)$$

Lo cual nos indica que la elipse está rotada a un ángulo  $\psi$ , el cual está relacionado con las amplitudes  $E_{0x}, E_{0y}$  así como con la diferencia de fase  $\delta$ , donde  $\delta = \delta_y - \delta_x$ . La ecuación 2.28 representa el ángulo de orientación ( $0 \leq \psi \leq \pi$ ), también denominado ángulo azimutal. Mientras que el ángulo de elipticidad ( $-\frac{\pi}{4} < \chi \leq \frac{\pi}{4}$ ) es representando por la ecuación:

$$\text{sen}(2\chi) = \frac{2E_{0x}E_{0y}\text{sen}(\delta)}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (2.29)$$

El lado derecho de las ecuaciones 2.28 y 2.29 pueden reescribirse completamente en términos trigonométricos introduciendo un ángulo auxiliar  $\alpha$  ( $0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$ ), definido por:

$$\tan(\alpha) = \frac{E_{0y}E_{0x}\text{sen}(\delta)}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (2.30)$$

Lo cual conduce a las siguientes ecuaciones trigonométricas, donde ( $0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$ ) y ( $0 \leq \delta < 2\pi$ ):

$$\tan(2\psi) = \tan(2\alpha)\cos(\delta) \quad (2.31a)$$

$$\text{sen}(2\chi) = \text{sen}(2\alpha)\text{sen}(\delta) \quad (2.31b)$$

La figura 2.5 muestra el sistema de coordenadas rotado  $\xi - \eta$ , así como los ángulos  $\alpha, \psi, \chi$ .

La relación entre las amplitudes  $E_{0y}$  y  $E_{0x}$  puede expresarse mediante el ángulo de elipticidad:

$$\tan(\chi) = \pm \frac{b}{a} \quad (2.32)$$

Donde  $a$  y  $b$  representan los ejes propios de la elipse. Conociendo los ejes propios de la elipse

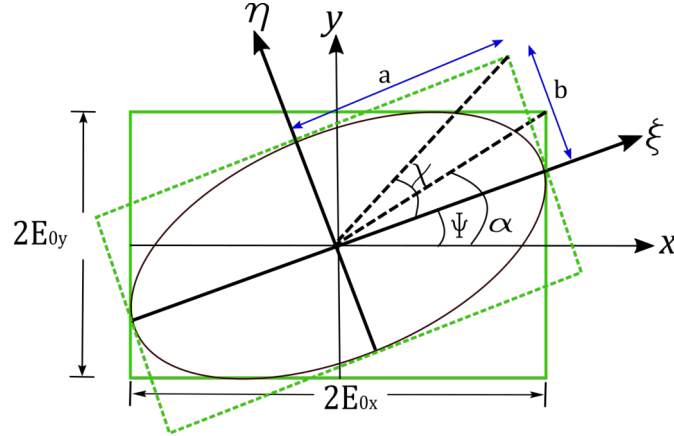


Figura 2.5: Elipse de polarización.

podemos obtener la elipticidad  $e$ , la cual va de -1 a 1.

De la ecuación de la elipse de polarización (2.27) se pueden derivar dos casos: el primero donde la polarización es lineal y el segundo donde la polarización es circular.

Primer caso:

Si  $\delta = 0$ , de la ecuación de la elipse 2.27 tenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)\cos(0) = \sin^2(0) \quad (2.33a)$$

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right) = \pm \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right) \quad (2.33b)$$

Por lo tanto la ecuación 2.33b se comporta como una línea recta y su ángulo azimutal dependerá de los valores de  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$ , mientras que el valor de elipticidad será  $e = 0$ .

Segundo caso:

Si  $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$  y  $E_{0x} = E_{0y} = E_0$  tenemos que:

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = \pm 1 \quad (2.34a)$$

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \frac{E_y^2}{E_0^2} = \pm 1 \quad (2.34b)$$

$$E_x^2 + E_y^2 = \pm E_0^2 \quad (2.34c)$$

La ecuación 2.34c representa un círculo, lo cual nos indica que tenemos una polarización circular izquierda o derecha y el valor de elipticidad será  $e = 1$ .

### 2.4.1. Vectores de Stokes

Como ya hemos visto en las secciones anteriores, podemos representar los estados de polarización por medio de varios métodos, los cuales tienen algunas limitaciones. Como sabemos, a medida que el haz de luz se propaga a través del espacio, el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  traza una elipse, una línea o un círculo dependiendo del estado de polarización, esto lo hace en un intervalo muy corto de tiempo ( $10^{-15}s$ ) [11]. Entonces, si utilizamos el método de la elipse de polarización nos resultará difícil observar la elipse de polarización de manera directa, debido a que no se alcanzaría a trazar la elipse completa o cualquier estado de polarización además de que ni el ángulo de rotación  $\psi$  ni el ángulo de elipticidad  $\chi$  son directamente medibles. Por lo cual en esta sección examinaremos los vectores de Stokes, los cuales son otra forma de representar los estados de polarización de la luz y además superan estas limitaciones ya que nos sirven para determinar los valores medibles del campo eléctrico.

Los vectores de Stokes son un conjunto de cuatro parámetros que nos permiten representar luz polarizada, luz no polarizada o parcialmente polarizada. Para deducir los vectores de Stokes partimos de la ecuación de la elipse para un instante de tiempo  $t$ :

$$\left(\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}}\right)\cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.35)$$

Con el fin de representar la ecuación 2.35 en términos observables del campo eléctrico, tomamos un tiempo promedio de la elipse de polarización, por lo que la ecuación 2.35 nos queda de la

siguiente forma:

$$\left(\frac{\langle E_y(z, t) \rangle}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{\langle E_x(z, t) \rangle}{E_{0x}}\right)^2 - 2 \left(\frac{\langle E_x(z, t) \rangle}{E_{0x}}\right) \left(\frac{\langle E_y(z, t) \rangle}{E_{0y}}\right) \cos(\delta) = \text{sen}^2(\delta) \quad (2.36)$$

El tiempo promedio  $\langle E_i(z, t)E_j(z, t) \rangle$  es definido por:

$$\langle E_i(z, t)E_j(z, t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(z, t)E_j(z, t)dt \quad i, j = x, y \quad (2.37)$$

Donde  $T$  es el tiempo promedio total. Aplicamos la definición de tiempo promedio (2.37) a la ecuación 2.36 y calculando sus términos obtenemos:

$$\langle E_x^2(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \quad (2.38a)$$

$$\langle E_y^2(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0y}^2 \quad (2.38b)$$

$$\langle E_x(z, t)E_y(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}E_{0y}\cos^2(\delta) \quad (2.38c)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2.38a-2.38c en la ecuación 2.36 y por medio de manipulación algebraica obtenemos una ecuación que esté en términos de la intensidad, la cual se representa por medio de la siguiente expresión:

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y}\cos(\delta))^2 = (2E_{0x}E_{0y}\text{sen}(\delta))^2 \quad (2.39)$$

Donde cada término entre paréntesis de la ecuación 2.39 corresponde a cada uno de los cuatro

parámetros de polarización de Stokes, los cuales se representan de la siguiente forma:

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (2.40a)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (2.40b)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos(\delta) \quad (2.40c)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sen(\delta) \quad (2.40d)$$

Reescribiendo la ecuación 2.39 nos queda como:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.41)$$

Donde  $S_0$  representa la intensidad total del haz de luz,  $S_1$  describe la preponderancia de la luz linealmente polarizada en dirección horizontal (**LHP**) sobre la luz linealmente polarizada en dirección vertical (**LVP**),  $S_2$  describe la preponderancia de luz linealmente polarizada a  $+45^\circ$  (**LP+45**) sobre la luz linealmente polarizada a  $-45^\circ$  (**LP-45**),  $S_3$  describe la preponderancia de la luz circulanente polarizada a la derecha (**RCP**) sobre la luz circularmente polarizada a la izquierda (**LCP**). Estos estados de polarización se denominan estados degenerados [12]. Además, la ecuación 2.41 se cumple únicamente para luz monocromática y totalmente polarizada.

Ahora, para el caso en el que el haz de luz es parcialmente polarizado, la ecuación 2.41, quedaría de la siguiente forma:

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.42)$$

Donde el signo de desigualdad indica que tenemos luz parcialmente polarizada o no polarizada, además de que para cualquier estado de polarización, los parámetros de Stokes satisfacen dicha desigualdad.

Los vectores o parámetros de Stokes están relacionados con otro concepto, denominado grado

de polarización (**DoP**), que se define como la cantidad que describe la porción de una onda electromagnética que está polarizada. Se puede obtener el grado de polarización para cualquier estado de polarización, por medio de los parámetros de Stokes y se expresa de la siguiente forma:

$$DoP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 \leq DoP \leq 1 \quad (2.43)$$

Donde  $I_{pol}$  e  $I_{tot}$  representan la suma de las componentes de polarización y la intensidad total del haz, respectivamente.  $DoP$  representa el grado de polarización de la luz. Si  $DoP = 0$  corresponde a luz no polarizada (**UL**), si  $DoP = 1$  tenemos luz completamente polarizada y por último si  $0 < DoP < 1$  corresponde a un haz de luz parcialmente polarizado.

Los parámetros de Stokes pueden ser expresados en notación compleja. Tomando la representación de una onda plana en forma compleja tenemos que:

$$E_x(z, t) = E_{0x} e^{i(\omega t - kz + \delta_x)} \quad (2.44a)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} e^{i(\omega t - kz + \delta_y)} \quad (2.44b)$$

Si suprimimos el propagador ( $\omega t - kz$ ) podemos reescribir las ecuaciones 2.44a y 2.44b de la siguiente forma:

$$E_x = E_{0x} e^{i\delta_x} \quad (2.45a)$$

$$E_y = E_{0y} e^{i\delta_y} \quad (2.45b)$$

Donde las ecuaciones 2.45a y 2.45b representan las amplitudes complejas. Por lo tanto, los



parámetros de Stokes son definidos en notación compleja por las siguientes ecuaciones:

$$S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad (2.46a)$$

$$S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \quad (2.46b)$$

$$S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \quad (2.46c)$$

$$S_3 = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \quad (2.46d)$$

Acomodando los parámetros de Stokes 2.46a-2.46d en forma de matriz columna tenemos el Vector de Stokes para luz polarizada elípticamente.

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y}\cos(\delta) \\ 2E_{0x}E_{0y}\sen(\delta) \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Y el vector de Stokes para cada estado de polarización puede representarse con las siguientes matrices.

### 2.4.2. Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es un espacio geométrico el cual nos sirve para representar el estado de polarización (SOP) de la luz. De acuerdo a los parámetros de Stokes, cada punto de la esfera  $(S_1, S_2, S_3)$  representa un estado de polarización de una onda de intensidad  $S_0$  dada por la ecuación 2.48.

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.48)$$

$$\begin{array}{ccc}
\text{RCP} & \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} & \text{LCP} & \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \\
\text{LHP} & \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & \text{LVP} & \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & \text{UL} & \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\
\text{LP+45} & \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} & \text{LP-45} & \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}
\end{array}$$

Considerando una intensidad normalizada, podemos relacionar las coordenadas cartesianas con las coordenadas esféricas mediante las ecuaciones:

$$S_1 = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi) \quad (2.49a)$$

$$S_2 = S_0 \cos(2\chi) \sen(2\psi) \quad (2.49b)$$

$$S_3 = S_0 \sen(2\chi) \quad (2.49c)$$

Donde  $x = \frac{S_1}{S_0}$ ,  $y = \frac{S_2}{S_0}$ ,  $z = \frac{S_3}{S_0}$  son los ejes de coordenadas cartesianas,  $\psi$  y  $\chi$  son la orientación esférica y los ángulos de elipticidad y P es un punto en la superficie de la esfera, el cual puede ser representado en la figura 2.6, donde cada punto en la esfera representa un estado de polarización distinto.

De las ecuaciones 4.1a-2.49c, podemos decir que un estado de polarización puede ser representado por el par de coordenadas  $(2\psi, 2\chi)$ . Los estados degenerados en la Esfera de Poincaré son: polarización circular derecha (**RCP**) y es representado por el par de coordenadas  $(0^\circ, +90^\circ)$ , polarización circular izquierda (**LCP**) de coordenadas  $(0^\circ, -90^\circ)$ , polarización lineal horizontal (**LHP**)

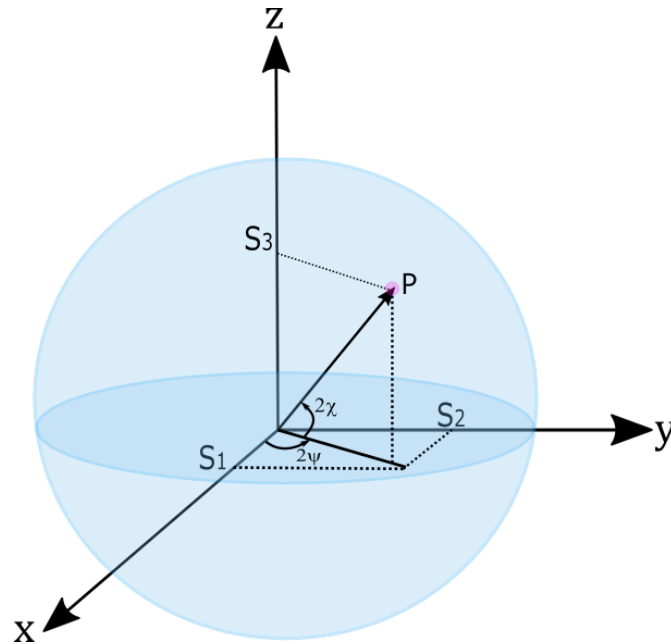


Figura 2.6: Parámetros de Stokes representados en la Esfera de Poincaré.

y es representado por las coordenadas  $(0^\circ, 0^\circ)$ , polarización lineal vertical (**LVP**) y sus coordenadas son  $(180^\circ, 0^\circ)$ , para polarización lineal a  $+45^\circ$  (**LP+45**) sus coordenadas son  $(+90^\circ, 0^\circ)$  y por último la polarización lineal a  $-45^\circ$  (**LP-45**) puede ser representada por las coordenadas  $(270^\circ, 0^\circ)$ .

Todos estos estados degenerados de polarización son representados en la figura 2.7. En esta figura podemos observar que los estados de polarización circular derecha e izquierda se encuentran en los polos norte y sur de la esfera, respectivamente. Los estados de polarización lineal se localizan en el ecuador. Los estados de polarización elípticos se localizan en cualquier parte de la superficie de la esfera y por último, la luz no polarizada (**UL**) se localiza en el centro de la esfera.

## 2.5. Polarizadores

Un polarizador, es un dispositivo óptico que nos proporciona un estado de polarización determinado a su salida, a partir de luz no polarizada o con una polarización arbitraria en su entrada.

Un polarizador ideal es un elemento óptico que divide el estado de polarización incidente en dos componentes polarizadas ortogonalmente y permite que solo pase una componente mientras

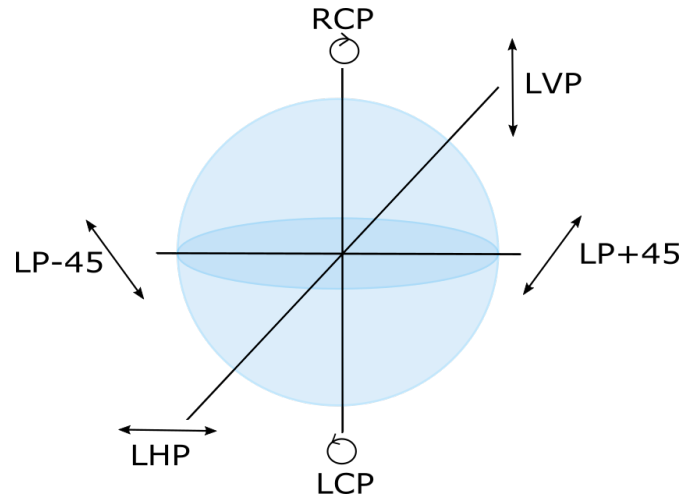


Figura 2.7: Estados degenerados en la esfera de Poincaré.

elimina la otra. Se dice que el polarizador es lineal, circular o elíptico si la componente que pasa está polarizado lineal, circular o elípticamente.

El elemento que cambia la amplitud del campo eléctrico es un polarizador lineal, el cual se caracteriza por tener dos coeficientes de absorción que difieren a lo largo de los ejes  $x$  e  $y$ , respectivamente (figura 2.8). Los coeficientes de absorción en el dominio de amplitud están definidos por  $p_x$  y  $p_y$  y son  $0 \leq p_x \leq 1$  y  $0 \leq p_y \leq 1$ . El valor 1 indica no absorción (transmisión) y el valor 0 representa total absorción.

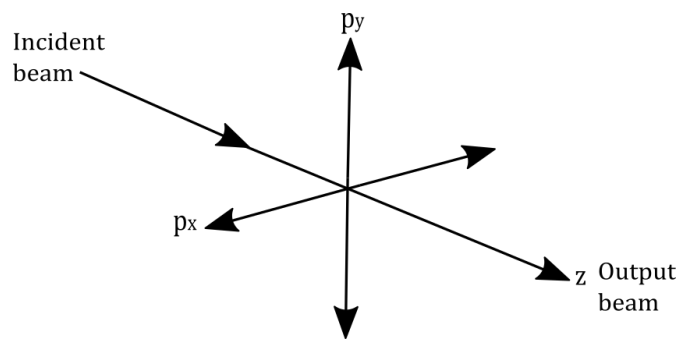


Figura 2.8: Coeficientes de absorción de un polarizador lineal.

En este tipo de polarizadores se tiene a la salida la componente del campo eléctrico entrante que es paralela a un eje de transmisión característico del polarizador.

## 2.6. Ley de Malus

Consideremos un haz linealmente polarizado propagándose en la dirección  $z$  y su campo eléctrico forma un ángulo  $\theta$  con el eje  $x$ . Si el campo eléctrico incide en un polarizador lineal  $P$  cuyo eje de transmisión es paralelo al eje  $x$  y su amplitud es  $E_0$ , entonces, la onda que emerge del polarizador  $P$  tendrá una amplitud  $E_0 \cos(\theta)$  y se polarizará a lo largo del eje  $x$  (figura 2.9).

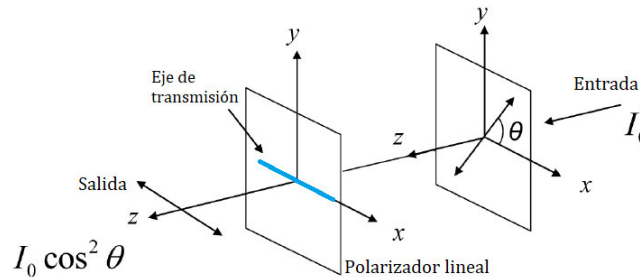


Figura 2.9: Intensidad de salida cuando una onda polarizada linealmente pasa a través de un polarizador lineal.

Por lo tanto, la intensidad del haz emergente estará dada por la ecuación 2.50 y se le conoce como Ley de Malus.

$$I = I_0 \cos^2(\theta) \quad (2.50)$$

Donde  $I_0$  es la intensidad del haz de luz incidente orientada a  $\theta$ , la cual pasa a través de un polarizador lineal cuyo eje de transmisión se encuentra a lo largo del eje  $x$ .

Si el haz de luz incidente no está polarizado linealmente, primero expresamos el (SOP) incidente en términos de componentes lineales paralelas y perpendiculares al eje de transmisión del polarizador  $P$ , el cual dejará pasar únicamente la componente paralela.

## 2.7. Retardadores

Como vimos en secciones anteriores un estado de polarización (SOP) de la luz, se puede considerar como dos componentes ortogonales polarizadas linealmente, con cierta amplitud y cierta diferencia de fase. Si cambiamos la diferencia de fase entre estas componentes podríamos obtener otro estado de polarización diferente, lo cual se puede lograr mediante un dispositivo óptico denominado retardador o placa retardadora. La función del retardador es dividir un SOP entrante en dos componentes ortogonales e introducir un retardo entre éstas. Este retardo genera que una de las componentes viaje rápido debido a su bajo índice de refracción y la otra viaja lentamente debido a que tiene un alto índice de refracción, por lo que estas componentes son conocidas como componente rápida y componente lenta, respectivamente.

Si las dos componentes están polarizadas linealmente, circularmente o elípticamente, entonces se puede decir que el medio del retardador es lineal, circular elíptico y por lo tanto tendríamos un retardador lineal, circular o elíptico dependiendo de la polarización de las dos componentes ortogonales. Dentro de los retardadores lineales tenemos las placas de cuarto de onda (QWP) que introducen una diferencia de fase de  $\frac{\pi}{2}$  y las placas de media onda (HWP) las cuales introducen una diferencia de fase de  $\pi$ .

## 2.8. Birrefringencia en fibras ópticas

En la sección anterior se trató acerca de la diferencia de fase introducida entre dos componentes ortogonales polarizadas linealmente, esta diferencia de fase o retardo se debe al fenómeno de birrefringencia. La birrefringencia es un fenómeno que se da en materiales anisotrópicos, es decir, las propiedades del campo eléctrico cambian dependiendo de la dirección en la cual se analice el material.

Si introducimos luz linealmente polarizada dentro de una fibra óptica ideal, es decir, con si-

metría circular perfecta y libre de esfuerzos mecánicos, este estado de polarización se mantendrá a la salida. Al descomponer la luz en dos componentes ortogonales se puede decir que se trata de dos modos propagándose dentro de la fibra óptica, con la misma velocidad para el caso de un núcleo completamente circular. Pero sabemos que una fibra óptica no tiene una simetría completamente circular debido a perturbaciones e inhomogeneidades ya sea generadas por el proceso de su fabricación o por factores externos. En este caso el núcleo tiene forma elíptica y los dos modos se propagan a diferentes velocidades debido a la pérdida de simetría en la distribución del índice de refracción, lo cual induce anisotropía en el material y por lo tanto se presenta birrefringencia.

Tenemos dos tipos de birrefringencia, la que se produce por el proceso de fabricación de la fibra óptica, a la cual se le denomina **birrefringencia residual** y la que se presenta por factores externos (como por ejemplo el cambio de temperatura o tensión aplicada), a la cual se le conoce como **birrefringencia inducida**.

En la figura 2.10 se muestran los diferentes tipos de birrefringencia de acuerdo a la geometría del núcleo de una fibra óptica.

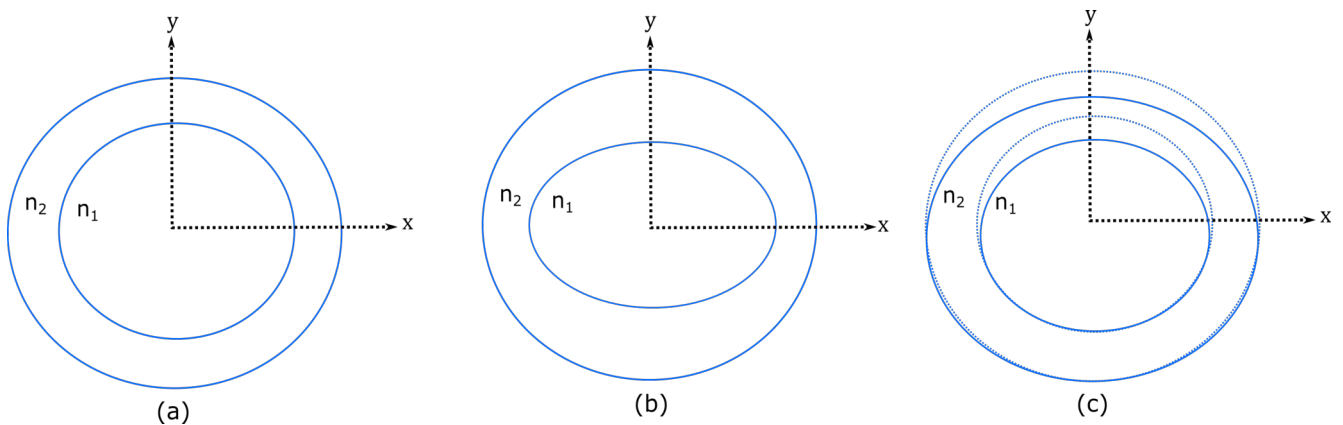


Figura 2.10: (a)Fibra ideal sin birrefringencia.(b) Fibra con birrefringencia residual. (c) Fibra con birrefringencia inducida.

En la figura 2.10(b) y (c) podemos observar que las componentes del índice de refracción ( $n_y$  y  $n_x$ ) en el eje  $x$  y en el eje  $y$  son distintas, debido a la diferencia de fase  $\delta$  introducida por el

fenómeno de birrefringencia. Esta diferencia de fase está dada por la siguiente ecuación:

$$\delta = \frac{2\pi s}{\lambda} \Delta n \quad (2.51)$$

Donde  $\lambda$  es la longitud de onda del haz incidente,  $s$  es la longitud de la fibra y  $\Delta n = n_y - n_x$  que es el grado de birrefringencia.

## 2.9. Láseres

En 1915, Albert Einstein estableció los fundamentos para el desarrollo de láseres basándose en los conceptos de emisión espontánea y estimulada de radiación. Partiendo del concepto de emisión de luz a nivel de átomos, sabemos que un átomo está compuesto de un núcleo alrededor del cual se mueven electrones en diferentes niveles de energía. Si un electrón está situado en un nivel bajo de energía llamado banda de valencia, al absorber energía puede pasar a un nivel de energía mayor al cual se le llama banda de conducción. Un electrón puede saltar de un nivel de energía a otro emitiendo o absorbiendo fotones con una energía igual a la diferencia entre los dos niveles de transición (banda de valencia y banda de conducción), la cual se denomina energía del fotón y se describe por la siguiente ecuación.

$$E = h\nu \quad (2.52)$$

Donde  $E$  es la energía del fotón,  $h$  es la constante de Planck o cuanto de acción ( $6,63 \times 10^{-34} Js$ ) y  $\nu$  es la frecuencia asociada al fotón.

Cuando un electrón se encuentra en la banda de conducción y vuelve a la banda de valencia, pierde energía, decae y la energía se libera en forma de fotón, este fenómeno es conocido como **emisión espontánea** (figura 2.11).

En cambio, si un fotón incidente tiene la energía necesaria para estimular a un electrón a pasar



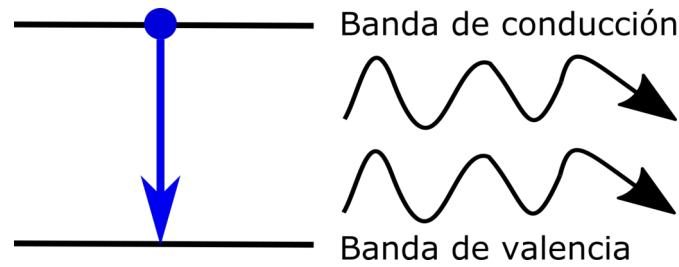


Figura 2.11: Emisión espontánea.

de la banda de valencia a la banda de conducción, el fotón generado tras la caída del electrón, tendrá la misma frecuencia  $\nu$  y las mismas características que el fotón incidente y a este fenómeno se le conoce como **emisión estimulada** (figura 2.12).

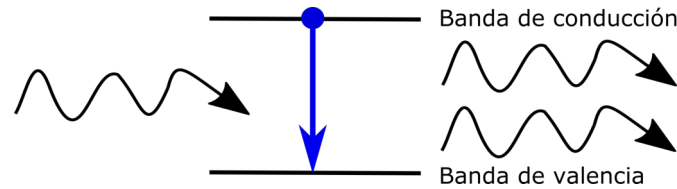


Figura 2.12: Emisión estimulada.

El hecho de que por emisión estimulada se puedan producir dos fotones con las mismas características, es lo que permite amplificar la luz además de que debido a que los dos fotones van en fase y con la misma velocidad tenemos luz coherente. Además para hacer posible la amplificación de luz se necesita un medio activo con inversión de población, es decir, que el medio activo tenga más electrones en la banda de conducción que en la banda de valencia. La inversión de población es de suma importancia en los láseres, debido a que se consigue por medio del bombeo adecuado de materiales con niveles de energía metaestables. Por medio de los procesos descritos se hace posible la generación de luz monocromática y altamente coherente, características que describen un láser, el cual tiene como principales elementos la fuente de bombeo, el medio activo y la cavidad óptica resonante, la cual consiste en dos espejos laterales que reflejan la luz incidente y facilita la retroalimentación de la luz que se amplifica (figura 2.13).

En el caso de láseres de fibra, como el desarrollado en este proyecto, se utiliza como medio activo el Erblio, como fuente de bombeo se eligió una longitud de onda de 980 nm debido a que es

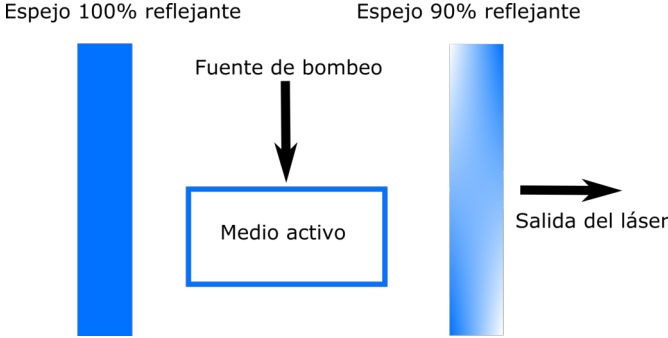


Figura 2.13: Elementos de un láser.

la longitud de onda a la que absorbe el Erbium y emite en la ventana de comunicaciones, la cavidad resonante se consiguió al cerrar un lazo de fibra en anillo. En la siguiente sección se describirá detalladamente la metodología propuesta para desarrollar este proyecto de tesis.

## Metodología

En este trabajo, la investigación se centra en la implementación de un láser de fibra sintonizable, que se basa en un filtro selectivo de longitud de onda ([WSF](#)), al que se le aplica ángulos de deflexión menores a 1 rad para lograr la sintonización del láser. También presentamos un estudio de los efectos provocados por el estado de polarización de la fuente de bombeo del láser.

En este capítulo se describe el arreglo experimental del láser sintonizable, así como los elementos que lo conforman. La implementación del láser sintonizable se llevó a cabo por etapas, las cuales también se describen en este capítulo, así como la forma en la que se caracterizó cada elemento del láser. Además se describe cómo se construyó el filtro selectivo de longitud de onda, así como el mecanismo de deflexión para hacer posible la sintonización del láser.

### **3.1. Arreglo experimental del láser sintonizable**

Se presenta la configuración experimental del láser sintonizable ([figura 3.1](#)), en el que se utilizó como fuente de bombeo un diodo semiconductor de longitud de onda de 980 nm, (Thorlabs, modelo QFBGLD-980-350). Aquí, el haz polarizado se acopló a la cavidad de anillo por medio de un multiplexor por división de longitud de onda 980/1550 nm ([WDM](#)) para bombear el medio activo, que es una fibra dopada con Erblio de 2.3 m. Por otra parte, fueron utilizados dos controladores de

polarización (PC1 y PC2, PC), uno para ajustar el estado de polarización de la fuente de bombeo (PC1,PC) y otro para analizar la evolución del estado de polarización después de la fibra dopada con erbio (PC2,PC). También se utilizó un aislador óptico para lograr la propagación de la luz de forma unidireccional. Para extraer la salida del láser de la cavidad de anillo, se utilizaron dos acopladores, un acoplador 90/10, donde el puerto de 90 % fue utilizado para retroalimentar la cavidad del láser, mientras que el puerto de 10 % se conectó a otro acoplador 50/50, donde uno de los puertos de 50 % fue utilizado para analizar la salida del láser con un analizador de espectros ópticos (OSA) model Yokogawa AQ6370B y el otro puerto de 50 % se utilizó para medir el estado de polarización obtenido a la salida del láser, al variar el estado de polarización de la fuente de bombeo, esta medición se realizó con un polarímetro modelo PAX5710 de Thorlabs.

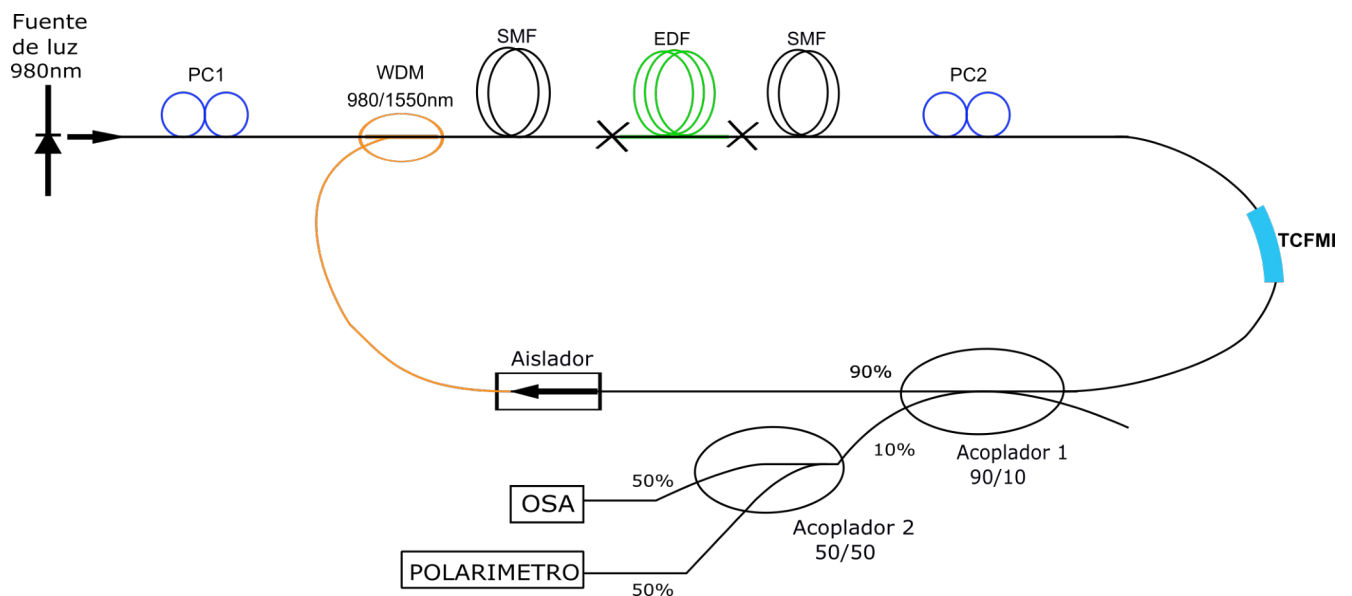


Figura 3.1: Configuración experimental del láser sintonizable.

El láser sintonizable se basó en un filtro selectivo de longitud de onda (WSF), el cual es un interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (TCFMI) y gracias éste se logró la sintonización del láser. Además, para estudiar los efectos que tiene el estado de polarización de la fuente de bombeo sobre la sintonización del láser, se estudió el estado de polarización en cada etapa del láser, así como el espectro de fluorescencia de la fibra dopada con Erblio (EDF) al tener diferentes

estados de polarización. En las secciones posteriores se describirá detalladamente cada etapa del láser.

### 3.2. Caracterización de la fuente de bombeo

La primera etapa del láser consiste en caracterizar la fuente de bombeo del láser. Esta etapa consta de una fuente de bombeo, un primer controlador de polarización (PC1, PC), un polarizador y un medidor de potencia (figura 3.2).

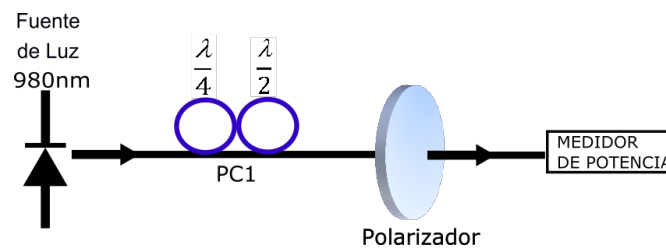


Figura 3.2: Primera etapa del láser.

Para la fuente de bombeo se eligió la longitud de onda de 980 nm debido a que el Erblio absorbe a esta longitud de onda y emite a 1550 nm que es la tercera ventana de comunicaciones. En lo que respecta al controlador de polarización, éste consta de una placa retardadora de cuarto de onda (QWP) cuya función consiste en introducir una diferencia de fase de  $\frac{\pi}{2}$  y una placa retardadora de media onda (HWP), cuya función es introducir una diferencia de fase de  $\pi$ . Por medio de estos retardadores se caracterizó la fuente de bombeo buscando que el haz de salida del diodo semiconductor tuviera estados de polarización lineal o circular. La caracterización de la fuente de bombeo, se realizó de acuerdo a la posición de las placas (en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ ) y a la potencia obtenida a la salida del diodo semiconductor. Se dejó la primera placa fija (QWP) a cierto ángulo y la segunda placa móvil (HWP) de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ . Para medir la potencia se utilizó un medidor de potencia PMD100D de Thorlabs y de acuerdo a la curva de respuesta se dedujo el estado de polarización en cada posición de la segunda placa del controlador de polarización.

### 3.3. Caracterización de la Fibra Dopada con Erblio (EDF)

En esta sección se describe la segunda etapa del láser sintonizable, la cual consiste en analizar el espectro de fluorescencia de la fibra dopada con Erblio teniendo diferentes estados de polarización en la fuente de bombeo, así como al variar la corriente de entrada en el diodo semiconductor de 980 nm. En esta etapa se introdujo el haz polarizado proveniente de la fuente de bombeo, a la fibra óptica dopada con Erblio, esto se realizó por medio de un multiplexor por división de longitud de onda 980/1550 nm (WDM) y por medio de un analizador de espectros ópticos (OSA) se analizaron los efectos del estado de polarización de la fuente de bombeo sobre el espectro de fluorescencia de la fibra dopada con Erblio (figura 3.3), los resultados obtenidos nos dieron información de cómo afecta el estado de polarización de la fuente de bombeo sobre el espectro de fluorescencia del Erblio.

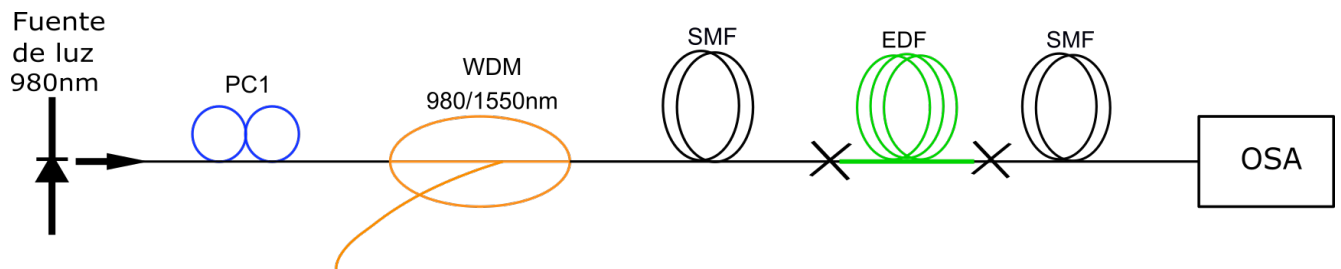


Figura 3.3: Caracterización de la fibra dopada con Erblio (EDF).

En la siguiente etapa del láser, se conectó un acoplador 90/10, donde el puerto de 90% fue utilizado para observar el espectro de fluorescencia en el analizador de espectros ópticos (OSA), mientras que el puerto de 10% fue utilizado para observar la evolución del estado de polarización (SOP) con un polarímetro (figura 3.4), mientras se hacía un barrido del primer controlador de polarización en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ .

Cabe destacar que en esta etapa se utiliza el polarímetro para medir los estados de polarización, debido a que su rango de medición es de 1350-1700 nm y como nos encontramos en la banda C de comunicaciones (1530-1560 nm) es factible utilizar este dispositivo para obtener una medición más exacta.

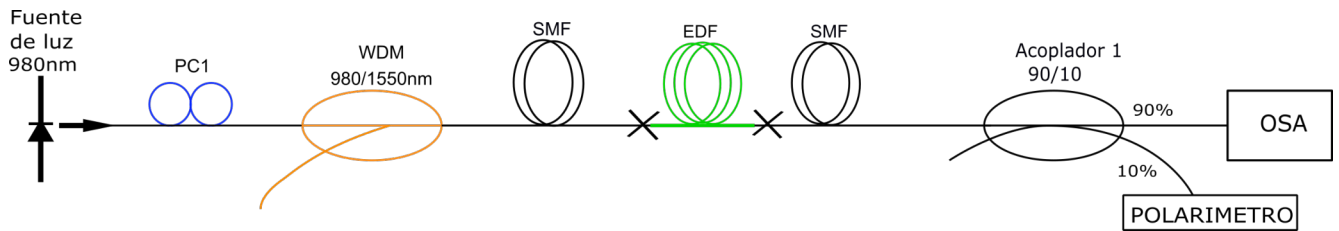


Figura 3.4: Evolución del estado de polarización (SOP) a la salida de la EDF.

### 3.4. Evolución del estado de polarización (SOP) a la salida del segundo controlador de polarización (PC2).

En esta etapa se observó la evolución del estado de polarización al tener cierto estado de polarización en la fuente de bombeo con un segundo controlador de polarización conectado a la salida de la fibra dopada con Erblio (figura 3.5). Se hizo un barrido ahora con el segundo controlador de polarización, dejando la primera placa fija (QWP) y la segunda móvil (HWP) en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  para observar el estado de polarización resultante dependiendo de su posición y de esta forma determinar si el SOP se mantuvo o cambió.

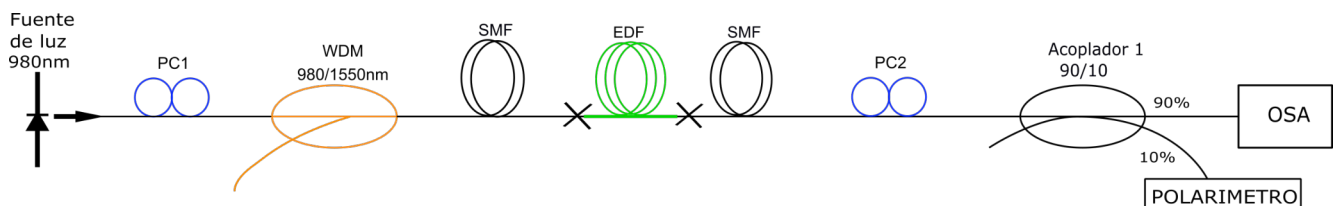


Figura 3.5: Evolución del estado de polarización (SOP) con un segundo controlador de polarización (PC2,PC).

### 3.5. Caracterización del Filtro Selectivo de Longitud de onda (WSF)

En esta etapa del láser se agregó un interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (TCFMI) a la salida del segundo controlador de polarización (PC2,PC)(figura 3.6) y se observó su señal de

respuesta en el analizador de espectros ópticos al aplicar deflexión a dicho interferómetro, el cual en esta etapa puede comportarse como sensor debido a que presenta sensibilidad a las variaciones de polarización y deflexión. La deflexión se logró mediante un mecanismo de deflexión micrométrica angular, mismo sobre el cual se situó el interferómetro para lograr el sensado aplicando diferentes ángulos de deflexión menores a 1 rad.

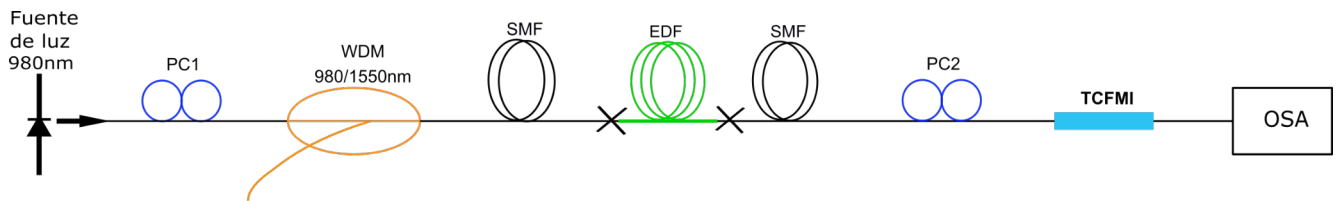


Figura 3.6: Caracterización del interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (TCFMI).

En la siguiente etapa se cerró el láser de fibra en anillo, como se mostró en la figura 3.1, y se caracterizó el láser teniendo cierto estado de polarización en la fuente de bombeo y aplicando ángulos de deflexión al TCFMI, el cual se comporta como filtro selectivo de longitud de onda (WSF) y hace posible la sintonización de múltiples longitudes de onda.

### 3.6. Fabricación del Interferómetro de Fibra de Núcleo Delgado

El interferómetro modal que se utilizó como filtro selectivo de longitud de onda (WSF), se implementó utilizando la técnica de empalme por fusión, la cual consiste en unir dos segmentos de fibra fundiendo el material de sus puntas mediante la aplicación de una fuente de calor, que suele estar compuesta por dos electrodos entre los cuales se produce un arco eléctrico cuando se les aplica una fuente de alta tensión. Para realizar el empalme por fusión se utilizó una empalmadora marca Fujikura modelo FSM-100M cuyas principales funciones son aproximar los dos segmentos de fibra, alinearlos, fusionarlos y por último estimar las pérdidas cuyos valores típicos oscilan alrededor de 0.1 dB.



Esta empalmadora funciona de manera automática o manual dependiendo de los tipos de fibra que se manejen y los requerimientos de empalme. En el caso del interferómetro implementado, los núcleos de las fibras utilizadas son de diferentes magnitudes por lo que se utilizó la empalmadora en forma manual. Los tipos de fibras utilizados fueron: fibra de comunicaciones SMF28 (SMF) y fibra de núcleo delgado (TCF) con diámetros de núcleo de  $8,2\mu\text{m}$  y  $2,5\mu\text{m}$ , respectivamente.

El filtro selectivo de longitud de onda (WSF), se construyó con un segmento de fibra de núcleo delgado (TCF) entre dos segmentos de fibra de comunicaciones SMF28 (SMF), como se observa en la (figura 3.7). El interferómetro TCFMI diseñado, se implementó con un segmento de 2 cm de fibra óptica de núcleo delgado comercial (460-HP, Nufern) con una longitud de onda de corte de  $430 \pm 20$  nm.

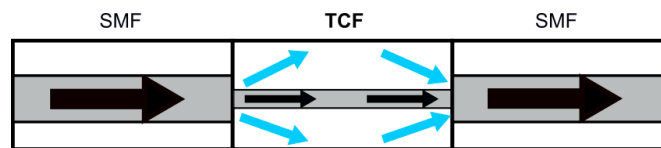


Figura 3.7: Diagrama esquemático de un TCFMI.

En dicha estructura podemos observar que cuando la luz se transmite de la SMF a la TCF se excitan los modos de alto orden del revestimiento. Estos modos interfieren con el modo fundamental de la segunda interfaz, debido a la diferencia entre la magnitud del diámetro de los núcleos de las fibras SMF y TCF, lo que provoca una diferencia de camino óptico entre los modos y por ende se da una interferencia constructiva o destructiva dependiendo de los máximos y mínimos locales, respectivamente. A la señal obtenida de este fenómeno se le conoce como patrón de interferencias.

### 3.7. Fabricación del mecanismo para lograr la sintonización del láser

Como ya se ha mencionado, la sintonización del láser requiere de un filtro selectivo de longitud de onda, en este caso es un interferómetro que detecta variaciones de deflexión, para lo cual fue construido un mecanismo tipo bisagra que consta de una placa fija en posición horizontal y una placa móvil, sobre este mecanismo se situó el interferómetro y por medio de una montura con movimiento transversal vertical, se logró un desplazamiento  $\delta$  en el eje  $y$  del micrómetro (modelo SM13 de Newport), el cual provocó el movimiento angular  $\theta$  de la parte móvil del mecanismo tipo bisagra (figura 3.8). El movimiento angular se realizó en pasos micrométricos, debido a que el interferómetro presenta una alta sensibilidad a pequeñas perturbaciones en su entorno.

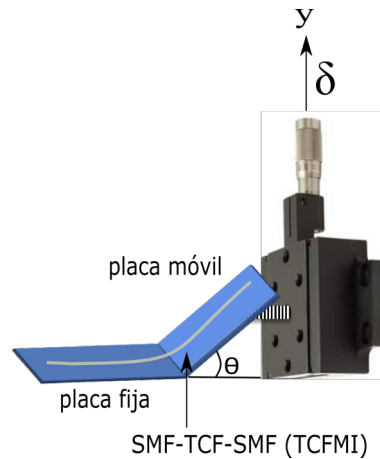


Figura 3.8: Mecanismo de deflexión micrométrica angular para la sintonización del láser.

Una vez que hemos descrito la metodología utilizada para el desarrollo de este proyecto, se discutirán los resultados obtenidos en la sección posterior. Cabe destacar que este sistema láser se puede analizar como láser sintonizable con bombeo de luz polarizada o como sensor láser de deflexión micrométrica angular, dependiendo del tipo de aplicación que se requiera. En este caso el sistema se analizó de las dos formas.

## Discusión de resultados

En este capítulo se discuten los resultados correspondientes a las pruebas realizadas con el sistema láser de dos formas: como láser sintonizable y como sensor láser. Además, se compara el rango de sintonización obtenido en función del estado de polarización de la fuente de bombeo con el rango de sintonización obtenido en función de la deflexión del interferómetro de fibra de núcleo delgado ([TCFMI](#)).

### 4.1. Láser sintonizable con bombeo de luz polarizada

Esta sección se centra en el estudio de cómo afecta el estado de polarización de la fuente de bombeo sobre la sintonización de un láser de fibra. Antes de estudiar los estados de polarización de la fuente de bombeo, que en este caso fue un diodo semiconductor de longitud de onda de 980 nm (Thorlabs, modelo QFBGLD-980-350), primero se caracterizó, para observar su corriente de umbral, la cual es un parámetro que nos indica en qué valor se genera la emisión estimulada. Para observar este parámetro, se alimentó al diodo con una fuente de corriente y se observó su potencia a la salida. En la figura [4.1](#) podemos observar el valor de corriente de umbral, el cual es de 50 mA aproximadamente. Lo cual indica que a partir de ese valor se da la emisión estimulada y por lo tanto el diodo se comporta como diodo láser, mientras que por debajo de ese valor el diodo se

comporta como led.

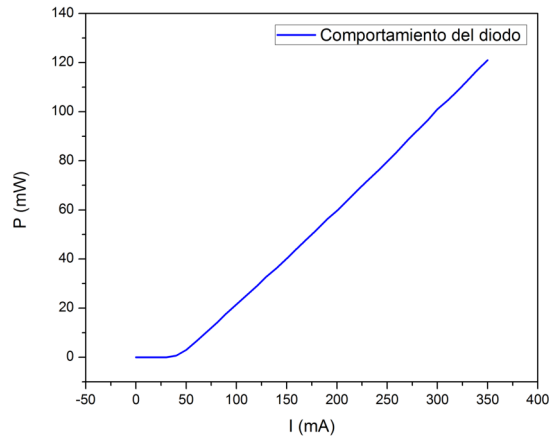


Figura 4.1: Comportamiento en potencia del diodo bajo una fuente de corriente regulable.

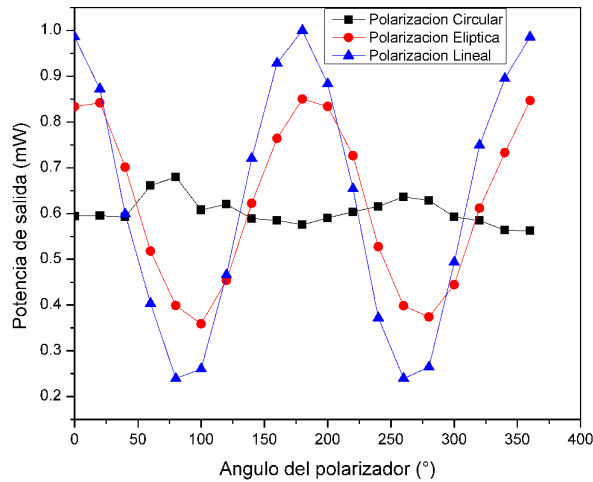


Figura 4.2: Estados de polarización de la fuente de bombeo(PC1,PC).

Generalmente, el haz de luz de un diodo láser es linealmente polarizado [13] a comparación del haz de un láser de He-Ne, el cual tiene un estado de polarización aleatorio. Es por ello que en la primera etapa del láser se buscó que la fuente de bombeo tuviera estados de polarización circular y elíptica y de esta forma controlar el estado de polarización de la fuente de bombeo. En nuestro experimento, se configuró el diodo semiconductor a 40.2 mW y se caracterizó para

lograr el ajuste del estado de polarización en la fuente de bombeo, para esto se utilizó el primer controlador de polarización (PC1,PC). Se dejó una placa fija a 52 grados y se buscó ajustar las placas para obtener polarización circular, polarización elíptica y polarización lineal (figura 4.2).

Después de caracterizar la fuente de bombeo, se caracterizó la fibra dopada con Erblio (EDF) para observar su espectro de fluorescencia. Esto se hizo de dos formas: regulando la corriente de entrada del diodo y cambiando el estado de polarización de la fuente de bombeo. En la figura 4.3 se muestra el espectro de la fibra dopada con Erblio bajo diferentes valores de corriente en la entrada del diodo, se puede observar que conforme aumenta la corriente de entrada del diodo también lo hace la potencia de bombeo.

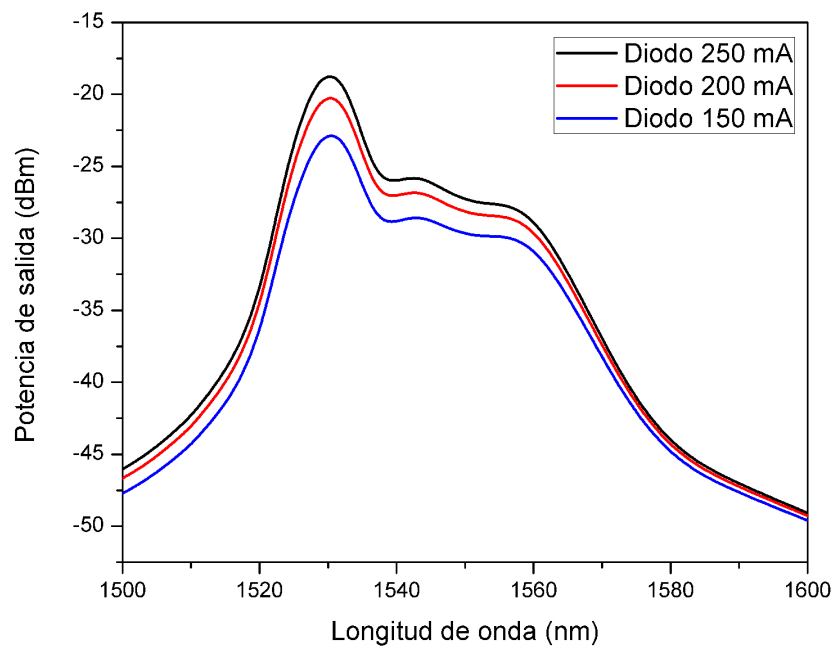


Figura 4.3: Espectro del Erblio variando la corriente de entrada del diodo.

En la figura 4.4 se muestra el espectro de la fibra dopada con Erblio con diferentes estados de polarización en la fuente de bombeo y se puede observar que la ganancia del espectro del Erblio es insensible al estado de polarización [14].

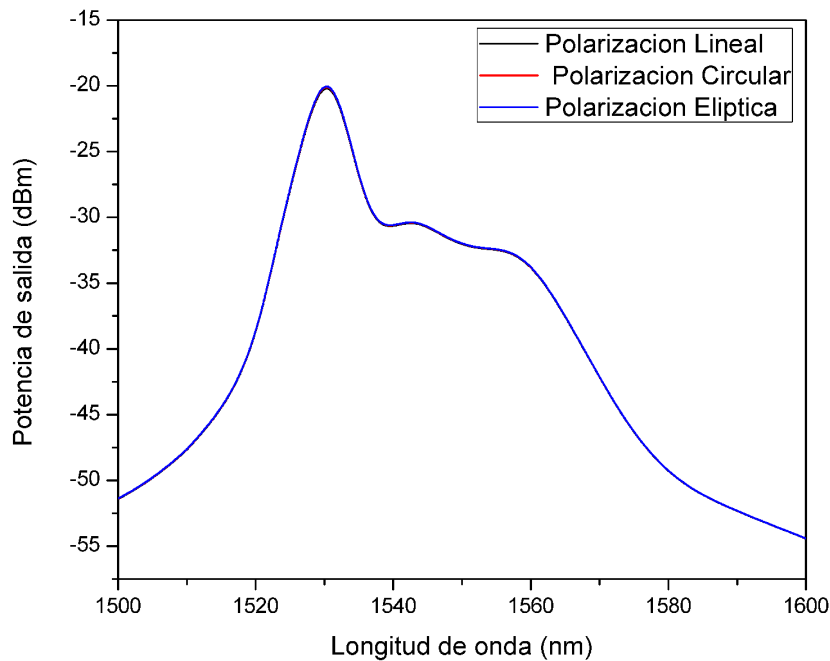


Figura 4.4: Espectro del Erblio bajo diferentes estados de polarización.

Después de analizar el espectro de fluorescencia de la fibra dopada con Erblio, se analizó la evolución del estado de polarización a la salida de ésta, para lo cual se dejó fija a 52 grados la primera placa del primer controlador de polarización (PC1, PC), mientras que la segunda placa se fue moviendo en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  y con el polarímetro se observó el estado de polarización en cada posición angular. Para realizar un análisis más exacto, se midió el ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ) de la elipse de polarización en cada posición de la segunda placa.

En la figura 4.5 se observa la variación del ángulo azimutal ( $\psi$ ) en función de la posición de la segunda placa del primer controlador de polarización (PC1, PC), las mediciones se realizaron a diferentes longitudes de onda, en este caso, a 1530 nm, 1550 nm y 1570 nm. Además podemos observar que el ángulo azimutal ( $\psi$ ) cambia abruptamente de  $-65^\circ$  a  $85^\circ$  cuando la segunda placa del PC1 pasa de  $70^\circ$  a  $80^\circ$ , respectivamente. Después, de  $80^\circ$  a  $100^\circ$  el ángulo azimutal se mantiene

constante a  $85^\circ$  aproximadamente, para las longitudes de onda de 1530 nm y 1570 nm, mientras que para 1550 nm el ángulo azimutal permanece constante hasta llegar a los  $110^\circ$  y después vuelve a presentarse otro cambio abrupto. También observamos que cuando la segunda placa del PC1 se encuentra a  $10^\circ$  la elipse de polarización está en posición horizontal, a una longitud de onda de 1530 nm.

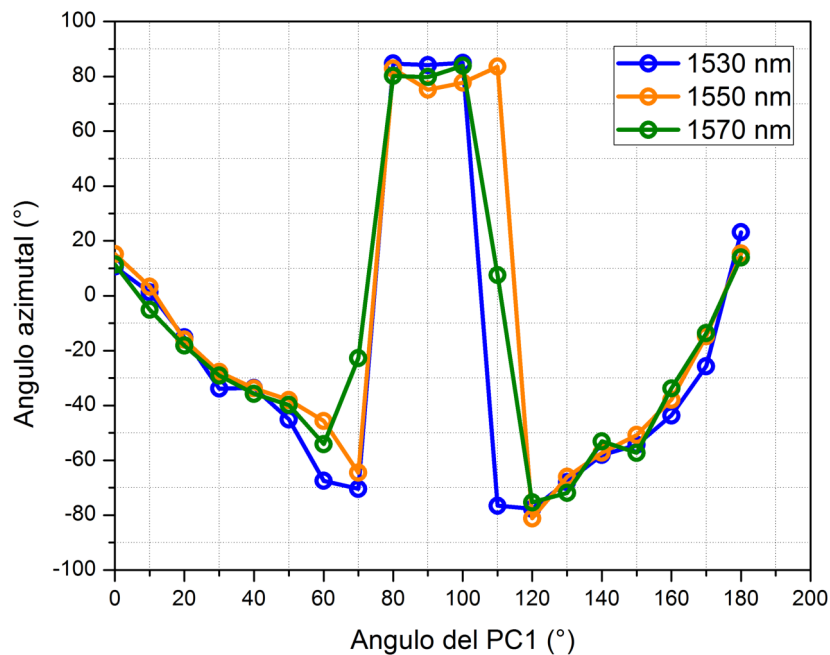


Figura 4.5: Variación del ángulo azimutal en función de la posición angular del PC1.

Además de observar la evolución del estado de polarización por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ), también se observó el grado de elipticidad de la elipse de polarización, el cual es un parámetro importante para determinar de una manera rápida si tenemos un estado de polarización lineal o circular. Si el grado de elipticidad ( $\chi$ ) es  $0^\circ$  tenemos un estado de polarización lineal, mientras que si el grado de elipticidad ( $\chi$ ) es  $+45^\circ$  o  $-45^\circ$  se trata de polarización circular derecha o izquierda, respectivamente.

En la figura 4.6 se observa la variación del grado de elipticidad ( $\chi$ ) en función de la posición

de la segunda placa del primer controlador de polarización (PC1,PC), estas mediciones también se hicieron bajo las mismas longitudes de onda que para las mediciones del ángulo azimutal.

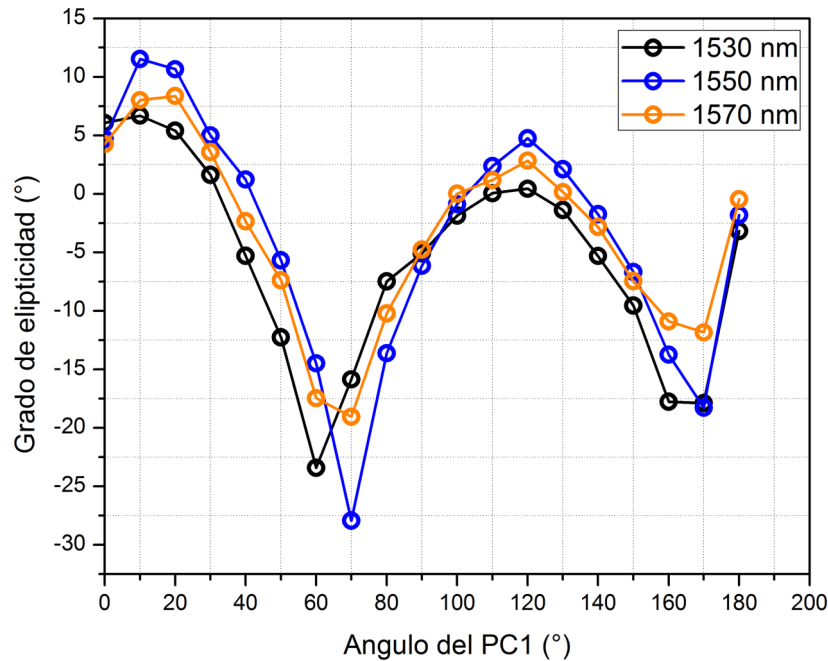


Figura 4.6: Variación del grado de elipticidad en función de la posición angular del PC1.

Además se puede observar que cuando la segunda placa del PC1 se encuentra a  $30^\circ$ , para una longitud de onda de 1530 nm, el grado de elipticidad es casi  $0^\circ$  por lo que el estado de polarización tiende a lineal, al igual que para  $40^\circ$  a una longitud de onda de 1550 nm, para  $110^\circ$  en las tres longitudes de onda, para  $120^\circ$  a 1530 nm, para  $130^\circ$  a 1570 nm y para  $180^\circ$  a 1570 nm.

Después de analizar la evolución del estado de polarización por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ), se realizó un barrido de mediciones del primer control de polarización moviendo la segunda placa del PC1 de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  y de  $180^\circ$  a  $0^\circ$  en un periodo de tiempo de 30 segundos, para observar en general la tendencia de estados de polarización presentes en la esfera de Poincaré (4.7). Se puede observar que se tiene más la tendencia por los estados de polarización lineal y elíptica que por el estado de polarización circular, ya que este estado sí estaba presente



pero no se mantenía mucho.

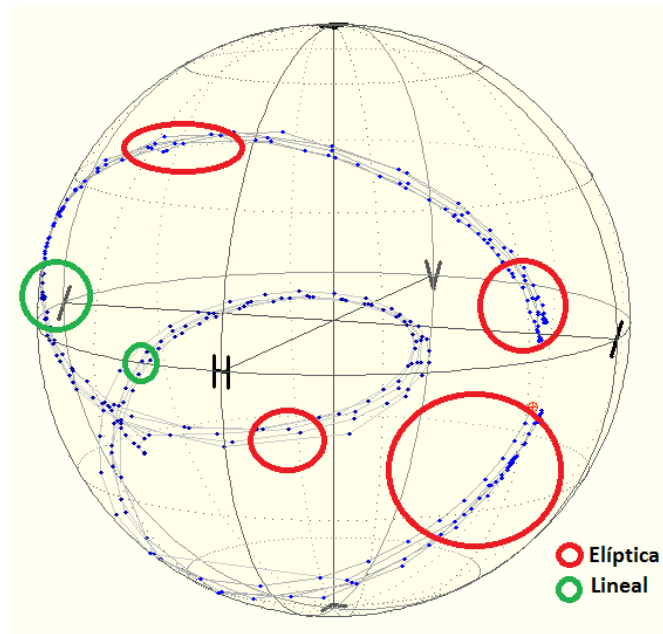


Figura 4.7: Evolución general de los estados de polarización (PC1,PC).

En la siguiente etapa del láser se conectó un segundo controlador de polarización (PC2,PC) después de la fibra dopada con Erblio (EDF), esto, para tener un control del estado de polarización antes de conectar los siguientes elementos del láser, en este caso antes de conectar el filtro selectivo de longitud de onda. Para controlar el estado de polarización, se hizo la caracterización del PC2. Para realizar dicha caracterización se fijó cierto estado de polarización en la fuente de bombeo y se dejó fija a 52 grados la placa de cuarto de onda (QWP) del segundo controlador de polarización (PC2,PC), mientras que la placa de media onda (HWP) se fue moviendo en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  y con el polarímetro se obtuvo el ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ) de la elipse de polarización en cada posición angular de la segunda placa (placa de media onda).

La figura 4.8 muestra la caracterización del segundo controlador de polarización (PC2,PC) bajo tres estados de polarización diferentes en la fuente de bombeo, se puede observar que comenzamos con polarización circular en la fuente de bombeo y hay un desplazamiento a la derecha conforme cambiamos el estado de polarización. Además podemos notar que cuando tenemos polarización

circular y elíptica en la fuente de bombeo, el ángulo azimutal tiene una tendencia a ser casi constante hasta los  $80^\circ$  del PC2, mientras que de  $90^\circ$  a  $180^\circ$  el ángulo azimutal va cambiando de manera creciente y en proporciones de  $10^\circ$  y  $20^\circ$ , lo que nos indica que la elipse de polarización cambia de posición de manera proporcional. En cambio, cuando tenemos polarización lineal en la fuente de bombeo, el comportamiento es un poco diferente de  $0^\circ$  a  $60^\circ$  del PC2, debido a que el ángulo azimutal va decreciendo.

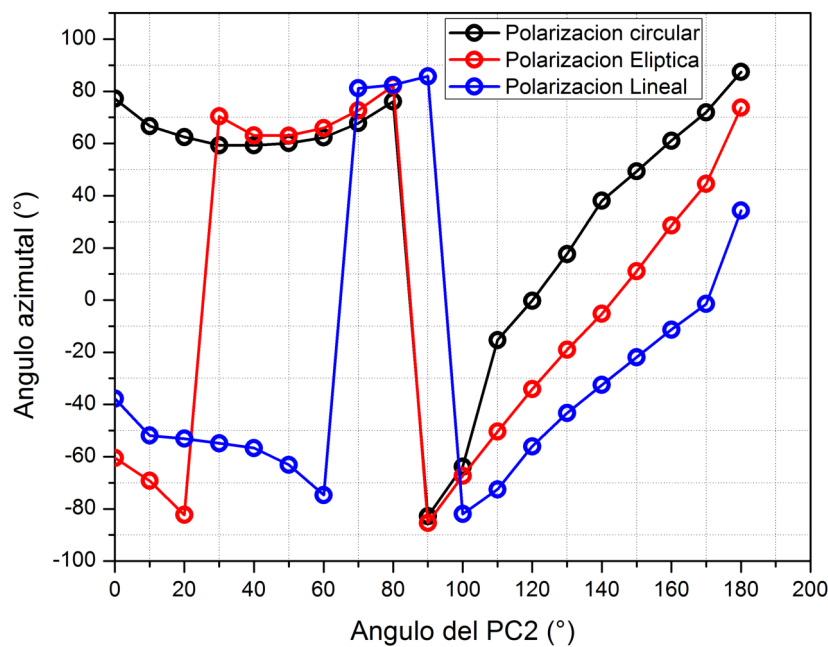


Figura 4.8: Variación del ángulo azimutal en función del estado de polarización en la fuente de bombeo (PC2,PC).

Además de realizar el análisis del ángulo azimutal bajo distintos estados de polarización en la fuente de bombeo, también se analizó su comportamiento bajo distintas longitudes de onda. En este caso se estableció un estado de polarización circular en la fuente de bombeo y las longitudes de onda fueron de 1530 nm, 1550 nm y 1570 nm, como se puede apreciar en la figura 4.9. Como podemos notar, el ángulo azimutal es  $-60^\circ$  para cuando tenemos  $100^\circ$  en el PC2 y longitudes de onda de 1550 nm y 1570 nm, mientras que a 1530 nm cambia abruptamente hasta casi  $0^\circ$ .

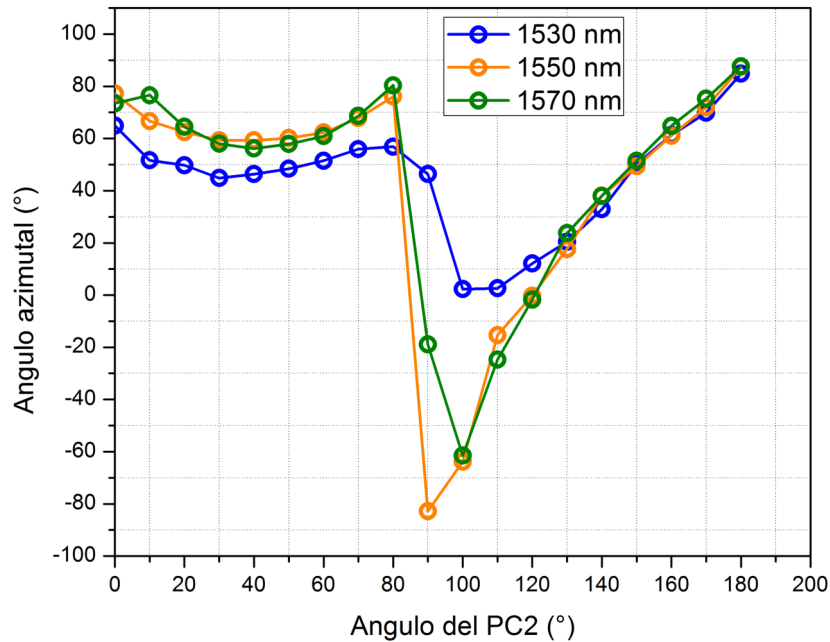


Figura 4.9: Variación del ángulo azimutal en función de la longitud de onda (PC2,PC).

Podemos concluir que el comportamiento de la elipse de polarización en cuanto a su orientación o ángulo azimutal fue más uniforme y proporcional con diferentes estados de polarización en la fuente de bombeo a comparación del análisis a diferentes longitudes de onda y con un solo estado de polarización en la fuente de bombeo.

Por otra parte, se analizó el grado de elipticidad ( $\chi$ ) de la elipse de polarización para obtener una descripción más completa de la evolución de los estados de polarización a la salida del PC2. Las mediciones de este parámetro se realizaron bajo las mismas condiciones que el parámetro de ángulo azimutal. En la figura 4.10 se muestra el grado de elipticidad para diferentes posiciones angulares ( $0^\circ$ - $180^\circ$ ) de la segunda placa del PC2 con cierto estado de polarización en la fuente de bombeo. Además, podemos observar que si en la fuente de bombeo tenemos polarización lineal y si fijamos la segunda placa del PC2 a  $10^\circ$  y a  $20^\circ$  el grado de elipticidad oscila entre  $2,5^\circ$  y  $-2,5^\circ$  valores muy cercanos a  $0^\circ$ , lo que indica que el estado de polarización sigue siendo casi lineal, por

lo que podríamos hacer que se mantuviera ese estado en la fuente de bombeo y a la salida del PC2. Para el caso cuando tenemos polarización circular en la fuente de bombeo, vemos que el grado de elipticidad oscila entre valores de  $-7,5^\circ$  y  $15^\circ$  por lo que podemos concluir que no se mantiene el estado de polarización circular, sino que cambia. Y por último, podemos observar que la curva de elipticidad se desplaza hacia la derecha teniendo un comportamiento muy similar cuando se tiene polarización circular y elíptica en la fuente de bombeo. Además conforme aumenta el ángulo del PC2, el grado de elipticidad tiene un comportamiento ascendente excepto cuando tenemos un ángulo de  $180^\circ$  en el segundo controlador de polarización (PC2,PC).

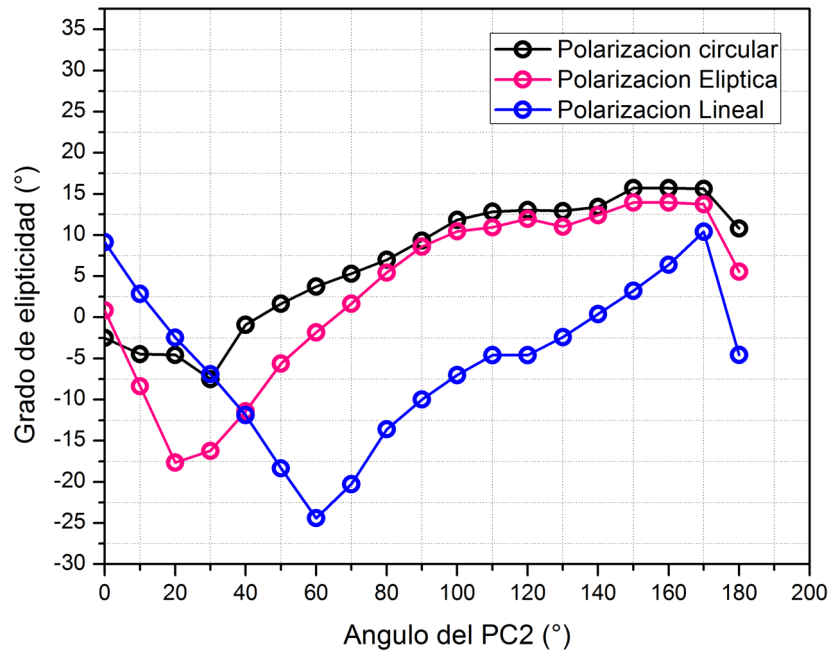


Figura 4.10: Variación del grado de elipticidad en función del estado de polarización en la fuente de bombeo (PC2,PC).

Además del análisis anterior, también se estudió el comportamiento de la elipse de polarización bajo tres diferentes longitudes de onda, tal y como se analizó el ángulo azimutal de la elipse. En este caso se dejó un estado de polarización circular fijo y se realizó la caracterización del segundo controlador de polarización a 1530 nm, 1550 nm y 1570 nm.

En la figura 4.11 podemos observar que en el segundo controlador de polarización (PC2) están presentes los tres estados de polarización, lo cual nos favorece porque de esta forma podemos saber en qué posición o posiciones se encuentra el estado de polarización que se requiere en esa etapa del láser. Cuando el PC2 se encuentra a  $40^\circ$  para las tres longitudes de onda, tenemos un estado de polarización lineal, mientras que en un rango de  $90^\circ$  a  $110^\circ$  para las longitudes de onda de 1530 nm y 1550 nm, se tiene una tendencia a polarización circular, pero no se mantiene debido a que la elipse se deforma después de unos segundos y por esta razón se tiene un grado de elipticidad de  $35^\circ$ . Y por último en el rango de  $120^\circ$  a  $160^\circ$  la tendencia es polarización elíptica.

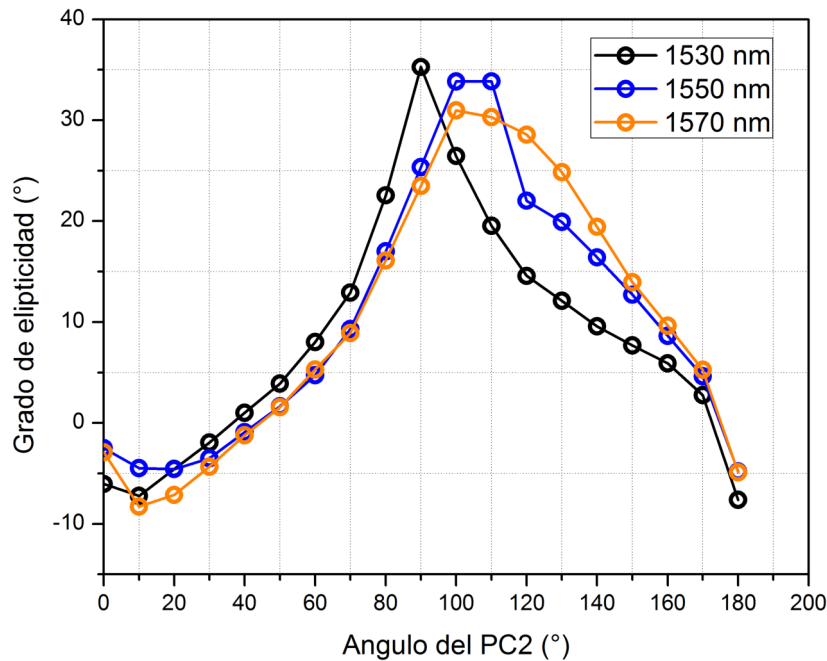


Figura 4.11: Variación del grado de elipticidad en función de la longitud de onda (PC2,PC).

Después de haber realizado el análisis de la evolución del estado de polarización por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ) a la salida del segundo controlador (PC2), se observó la tendencia general de los estados de polarización en la Esfera de Poincaré. Para realizar este análisis se fijó cierto estado de polarización en la fuente de bombeo y se realizó un barrido de

mediciones del segundo controlador de polarización (PC2) fijando a  $52^\circ$  su primera placa, mientras que la segunda placa se fue moviendo en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  y de  $180^\circ$  a  $0^\circ$  en un periodo de tiempo de 30 segundos.

En la figura 4.12 se muestra la evolución de los estados de polarización a la salida del PC2 (PC) para un estado de polarización circular en la fuente de bombeo. Como se puede observar hay puntos situados en el polo sur de la Esfera de Poincaré, lo cual nos indica que tenemos estados de polarización circular izquierda (LCP), también podemos observar que predominan los estados de polarización lineal a  $+45^\circ$  (LP+45) y polarización elíptica. Después de realizar este análisis, ahora se fijó el estado de polarización lineal en la fuente de bombeo y se observó la evolución de los estados de polarización.

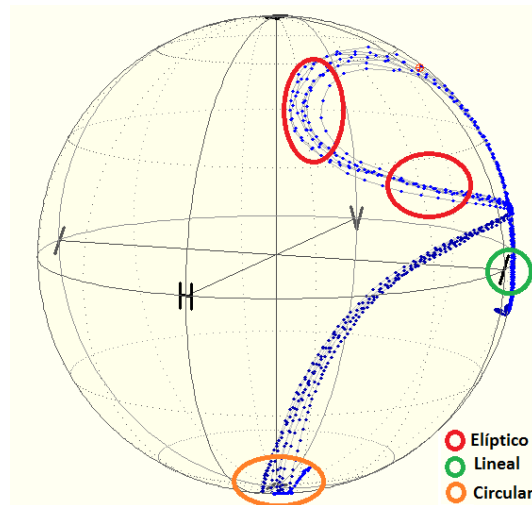


Figura 4.12: Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización circular en la fuente de bombeo.

Como podemos observar en la figura 4.13, hay puntos situados en el polo norte de la Esfera de Poincaré, lo cual indica que tenemos estados de polarización circular derecha (RCP), también se pueden observar puntos en el ecuador lo cual nos indica que tenemos estados de polarización lineal a  $-45^\circ$  y los demás puntos situados sobre la superficie de la esfera nos indican estados de polarización elípticos.

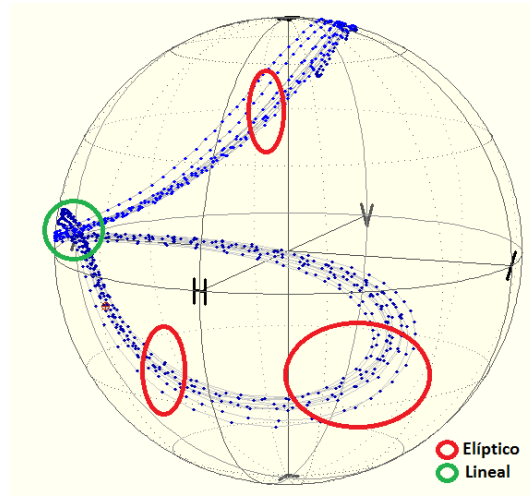


Figura 4.13: Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización lineal en la fuente de bombeo.

Por último, se fijó un estado de polarización elíptica en la fuente de bombeo y se observó la evolución de los estados de polarización del segundo controlador de polarización (PC2). Como se aprecia en la figura 4.14 hay puntos cercanos al polo norte de la esfera por lo que tenemos polarización circular derecha (RCP), además se observan algunos puntos en el ecuador por lo que tenemos polarización lineal a  $+45^\circ$  (LP+45).

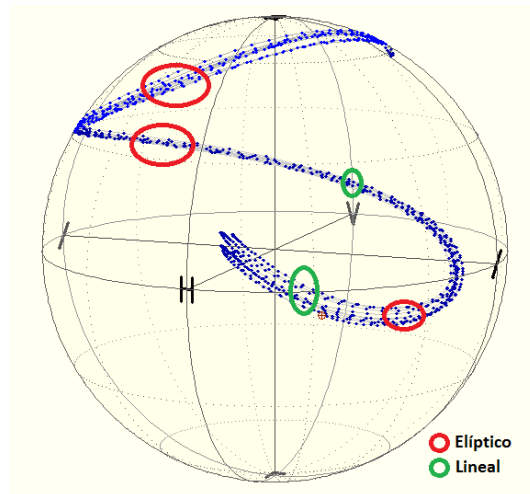


Figura 4.14: Evolución general de los estados de polarización (PC2) para un estado de polarización elíptica en la fuente de bombeo.

Además de estudiar la evolución del estado de polarización por medio de los parámetros de

ángulo azimutal ( $\psi$ ), grado de elipticidad ( $\chi$ ) y tendencia general en la Esfera de Poincaré, se midieron los parámetros de Stokes a la salida del segundo controlador de polarización (PC2). Para realizar esta medición se fijó cierto estado de polarización en la fuente de bombeo y se dejó fija a 52 grados la placa de cuarto de onda (QWP) del segundo controlador de polarización (PC2), mientras que la placa de media onda (HWP) se fue moviendo en un rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  hasta encontrar el mismo estado de polarización que el de la fuente de bombeo, lo cual se realizó para mantener el mismo estado de polarización en cada etapa del láser y así tener un control adecuado de ésta. Además, con el polarímetro se midieron los parámetros de Stokes.

A continuación se muestran los parámetros de Stokes obtenidos a la salida del segundo controlador de polarización (PC2) teniendo un estado de polarización circular, lineal y elíptico en la fuente de bombeo. Por los valores que se obtuvieron, se determina que el estado de polarización a la salida del PC2 para cada estado de polarización en la fuente de bombeo, es polarización circular izquierda (LCP), polarización lineal a  $-45^\circ$  (LP-45) y polarización elíptica, respectivamente.

$$\text{LCP} \begin{bmatrix} 1 \\ 0,06 \\ 0,30 \\ -0,94 \end{bmatrix} \quad \text{LP-45} \begin{bmatrix} 1 \\ 0,14 \\ -0,99 \\ -0,01 \end{bmatrix} \quad \text{Elíptico} \begin{bmatrix} 1 \\ 0,23 \\ 0,85 \\ -0,48 \end{bmatrix}$$

Los valores de los parámetros de Stokes se obtuvieron por medio de las siguientes ecuaciones, teniendo el ángulo azimutal  $\psi$  y el grado de elipticidad  $\chi$ :

$$S_1 = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi) \quad (4.1a)$$

$$S_2 = S_0 \cos(2\chi) \sen(2\psi) \quad (4.1b)$$

$$S_3 = S_0 \sen(2\chi) \quad (4.1c)$$

Una vez realizado el análisis exhaustivo de los estados de polarización presentes a la salida de



cada controlador de polarización (PC1 y PC2) se procedió a estudiar la última etapa del láser, en la cual se cerró el lazo de fibra en anillo. En esta etapa se conectó el filtro selectivo de longitud de onda (WSF), que en nuestro caso es un interferómetro modal de fibra de núcleo delgado (TCFMI, Thin-Core Fiber Modal Interferometer), después del segundo controlador de polarización (PC2) y al cerrar el láser se observó su respuesta espectral bajo ciertas condiciones que se describirán a continuación.

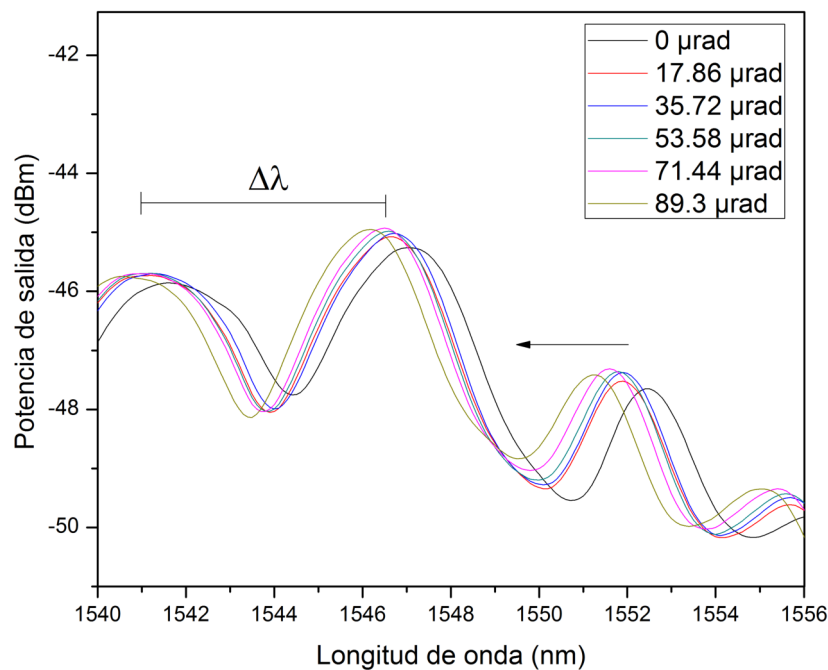


Figura 4.15: Sección de la respuesta espectral del interferómetro TCFMI.

La sintonización del láser de fibra se logró por medio de la deflexión micrométrica angular del interferómetro TCFMI en pasos de  $17.86 \mu\text{rad}$ . Se muestra una sección de la respuesta espectral del interferómetro implementado (figura 4.15), la cual sigue el principio de un interferómetro de tipo Mach-Zehnder, en el cual la separación  $\Delta\lambda$  entre crestas consecutivas es dada por la ecuación  $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta n_e L}$  donde  $\Delta n_e$  es la diferencia de índice de refracción efectivo entre las regiones de núcleo y revestimiento de la fibra de núcleo delgado TCF,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $L$  es la longitud del

interferómetro. Además se observa un corrimiento espectral hacia el lado izquierdo en el rango de 1549 nm a 1552 nm.

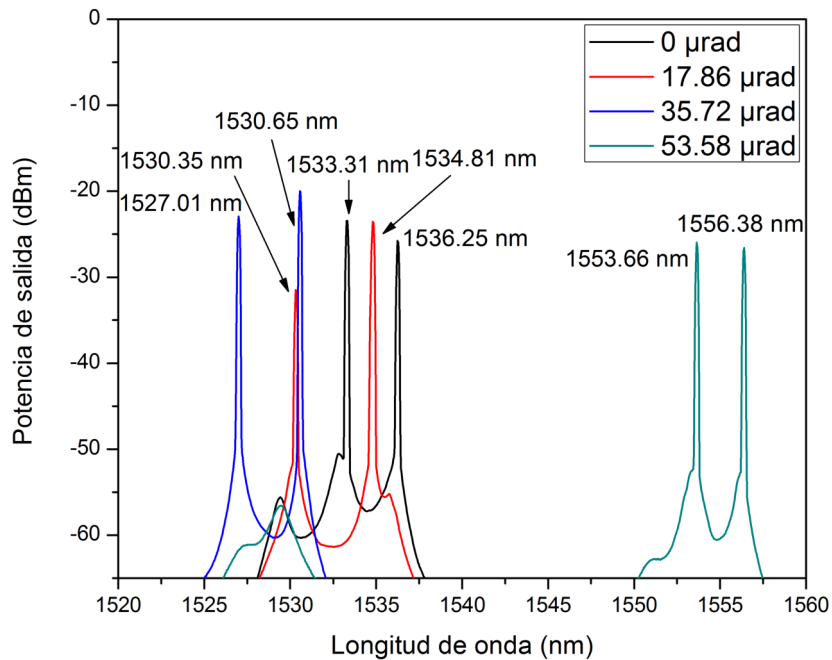


Figura 4.16: Sintonización del láser dual.

Se obtuvo un láser de longitud de onda dual, se ajustó a polarización lineal para bombear la fibra dopada con Erblio y por medio de deflexión micrométrica angular se logró su sintonización (figura 4.16). A  $0 \mu\text{rad}$  se obtuvieron dos picos centrados en 1536.25 nm y 1533.31 nm, para este último pico se obtuvo una relación de supresión de modo lateral (SMSR) de 28 dBm. Para una deflexión de  $17.86 \mu\text{rad}$ , se obtuvo un desplazamiento de la longitud de onda dual hacia el lado izquierdo y los picos están centrados en 1534.81 nm y 1530.35 nm, para el pico centrado en 1534.81 nm, la relación de supresión de modo lateral (SMSR) fue de 31 dBm. Por último, a  $35.72 \mu\text{rad}$  los picos se desplazaron a 1530.65 nm y 1527.01 nm, de los cuales se obtuvo una relación de supresión de modo lateral (SMSR) de 32.2 dBm para el pico centrado en 1527.01 nm. Como se muestra en la figura 4.16, los picos de longitud de onda se desplazan hacia el lado izquierdo y hay una

sintonización. Pero al tener una deflexión de  $53.58 \mu\text{rad}$  los dos picos se desplazaron hasta  $1553.66 \text{ nm}$  y  $1556.38 \text{ nm}$ . Además, en la figura 4.17 se muestra la variación de los estados de polarización en cuanto al ángulo azimutal, en función de la deflexión micrométrica angular, lo cual se debe a la presencia de birrefringencia circular [15].

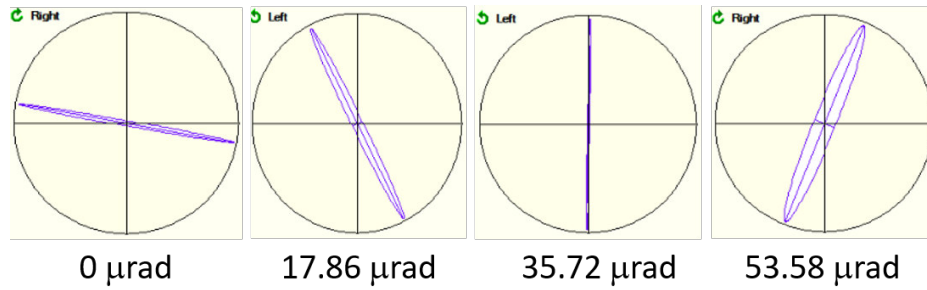


Figura 4.17: Variación del estado de polarización en función de la deflexión micrométrica angular.

Se midieron los parámetros de Stokes para cada uno de estos estados de polarización y los resultados se presentan en la tabla 4.1.

	$0 \mu\text{rad}$	$17.86 \mu\text{rad}$	$35.72 \mu\text{rad}$	$53.58 \mu\text{rad}$
$S_1$	0.93	-0.46	-1	-0.90
$S_2$	-0.35	-0.87	-0.06	0.29
$S_3$	0.04	-0.15	-0.03	0.29

Tabla 4.1: Parámetros de Stokes en función de la deflexión micrométrica angular.

Cabe destacar que para  $35.72 \mu\text{rad}$ , los valores de  $S_2$  y  $S_3$  tienden a 0, por lo que tenemos un estado de polarización lineal vertical (LVP, Linear Vertical Polarization).

Además se midió el ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ) para cada ángulo de deflexión micrométrica. Para  $0 \mu\text{rad}$  se tiene un ángulo azimutal de  $-10,417^\circ$  con un grado de elipticidad de  $1,476^\circ$ . Para un ángulo de deflexión de  $17.86 \mu\text{rad}$  el ángulo azimutal es de  $-62,669^\circ$  y el grado de elipticidad es de  $-3,231^\circ$ . Para  $35.72 \mu\text{rad}$  se tiene un ángulo azimutal de  $88,920^\circ$  con un grado de elipticidad de  $-0,747^\circ$ . Por último, para un ángulo de deflexión de  $53.58 \mu\text{rad}$  el ángulo azimutal es de  $-68,057^\circ$  y el grado de elipticidad es de  $6,021^\circ$ .

Una vez que se logró la sintonización del láser por medio de deflexión micrométrica angular, se midió un parámetro importante, el cual es la estabilidad del láser. Para ello, se realizó un barrido con los dos controladores de polarización (PC1 y PC2) hasta encontrar la posición de las placas en la cual tuviera una máxima estabilidad el láser, la cual se obtuvo con polarización circular en la fuente de bombeo y ajustando las dos placas del segundo controlador de polarización (PC2). Se realizó la prueba de estabilidad del láser durante 50 minutos en intervalos de 3 minutos cada prueba. El pico más alto del láser centrado en 1558.01 nm presentó una relación de supresión de modo lateral (SMSR) de **45 dBm**, mientras que el otro pico centrado en 1551.72 nm presentó una relación de supresión de modo lateral (SMSR) de 32.5 dBm (figura 4.18).

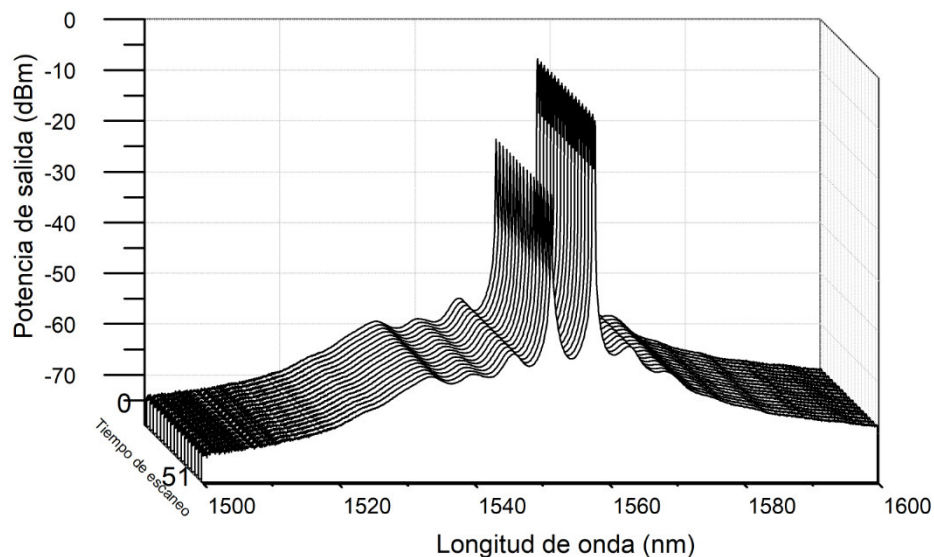


Figura 4.18: Prueba de estabilidad del láser dual durante 50 minutos.

Además se midieron las variaciones de potencia de una de las emisiones del láser, en este caso se tomó el pico centrado en 1558.01 nm cuya potencia es de -7.403 dBm y se puede observar que no hubo fluctuación de potencia, lo que indica que el láser es estable en un lapso de 50 minutos (4.19).

Además de obtener emisiones láser por medio de la deflexión micrométrica, también se realizó por medio de los dos controladores de polarización PC1 y PC2. Con este segundo método se ob-

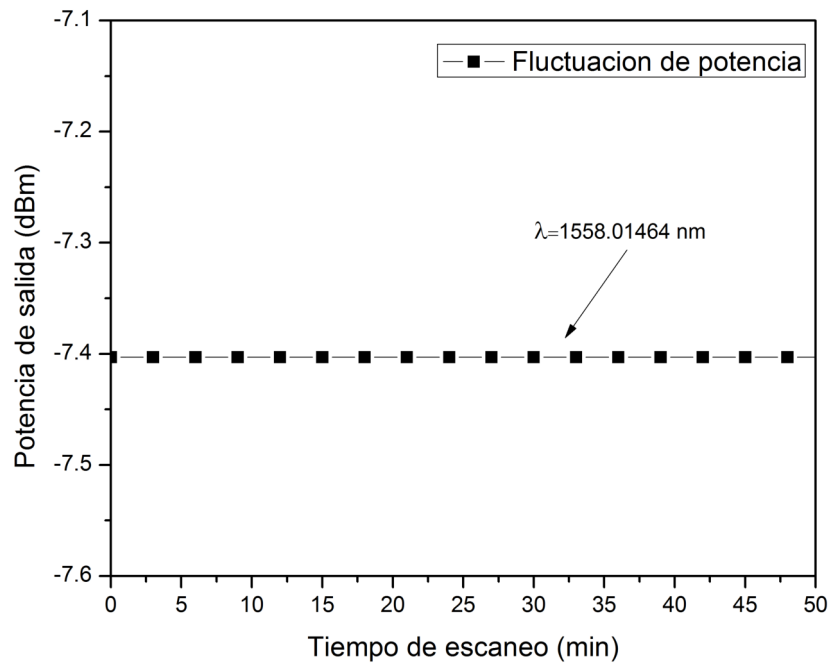


Figura 4.19: Fluctuación de potencia del láser durante 50 minutos.

tuvieron emisiones únicas, dobles y triples. Para obtener estas emisiones se estableció un estado de polarización (SOP, State of Polarization) en la fuente de bombeo y se ajustaron las dos placas (placa de cuarto de onda y placa de media onda) hasta obtener las emisiones mencionadas. Además se midió el estado de polarización correspondiente de dichas emisiones.

Para el caso donde se obtuvo una emisión única, se estableció un estado de polarización elíptica en la fuente de bombeo y se ajustaron las placas del segundo controlador de polarización PC2 hasta obtener esta emisión, cuyo estado de polarización fue medido por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ). Como podemos observar en la figura 4.20 con una única emisión, la elipse de polarización presenta una orientación o ángulo azimutal de  $-8,203^\circ$  y un grado de elipticidad de  $24,680^\circ$ , por lo que podemos deducir que se trata de un estado de polarización elíptico.

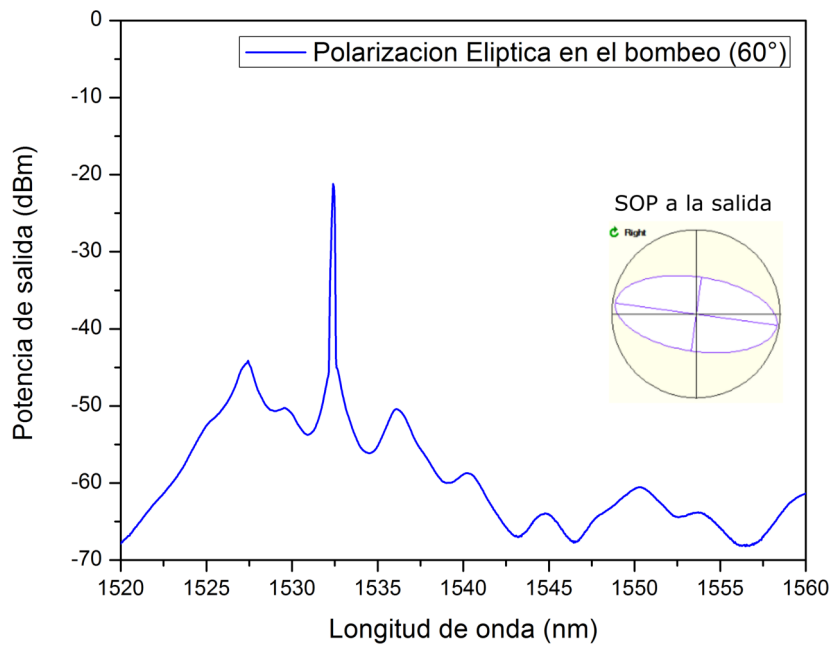


Figura 4.20: Emisión láser única para un SOP elíptico en la fuente de bombeo.

Para el caso donde se obtuvo la emisión láser dual, se estableció un estado de polarización lineal en la fuente de bombeo y se ajustaron las placas del segundo controlador de polarización PC2 hasta obtener dicha emisión, cuyo estado de polarización fue medido por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ). Como podemos observar en la figura 4.21 con la emisión láser dual, la elipse de polarización presenta una orientación o ángulo azimutal de  $59,856^\circ$  y un grado de elipticidad de  $2,089^\circ$ , por lo que podemos deducir que se trata de un estado de polarización casi lineal a  $+45^\circ$ .

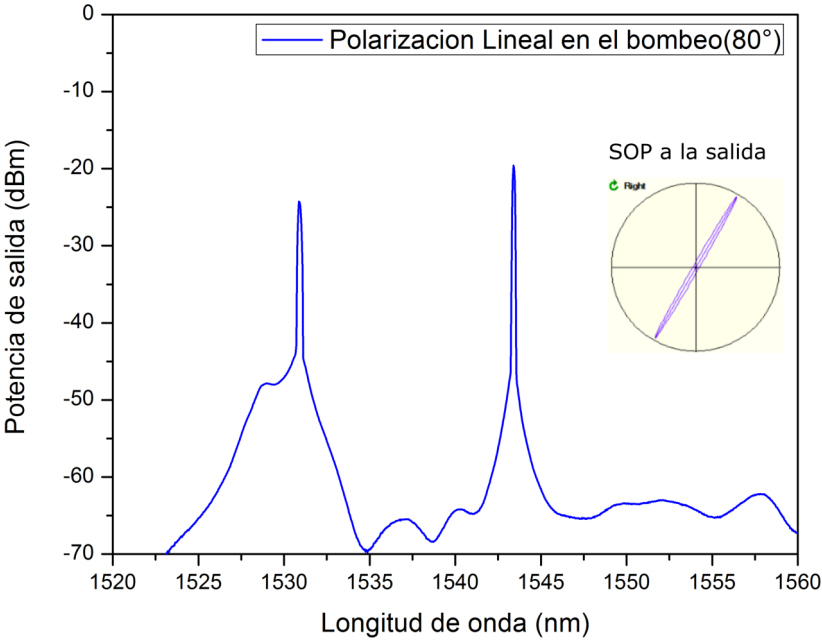


Figura 4.21: Emisión láser dual para un SOP lineal en la fuente de bombeo.

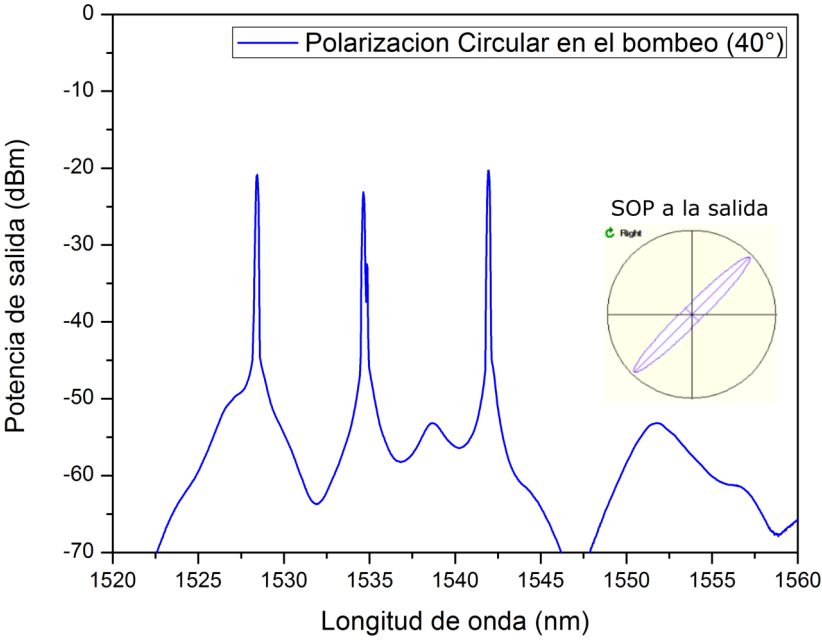


Figura 4.22: Triple emisión láser para un SOP circular en la fuente de bombeo.

Y por último, para el caso donde se obtuvo una triple emisión láser, se estableció un estado de polarización circular en la fuente de bombeo y se ajustaron las placas del segundo controlador de polarización PC2 hasta obtener dicha emisión, cuyo estado de polarización fue medido por medio del ángulo azimutal ( $\psi$ ) y el grado de elipticidad ( $\chi$ ). Como podemos observar en la figura 4.22 con una triple emisión láser, la elipse de polarización presenta una orientación o ángulo azimutal de  $44,77^\circ$  y un grado de elipticidad de  $6,66^\circ$ , por lo que podemos deducir que se trata de un estado de polarización casi lineal.

Para complementar el estudio del estado de polarización para las emisiones obtenidas, utilizando los parámetros de ángulo azimutal ( $\psi$ ) y grado de elipticidad ( $\chi$ ) se calcularon los parámetros de Stokes. En la tabla 4.2 podemos observar los resultados obtenidos para una, dos y tres emisiones.

	1 emisión	2 emisiones	3 emisiones
$S_1$	0.67	-0.49	0.08
$S_2$	-0.20	0.86	0.93
$S_3$	0.72	0.07	0.35

Tabla 4.2: Parámetros de Stokes para una, dos y tres emisiones.

Cabe destacar que en las pruebas anteriores, para obtener una, dos y tres emisiones, fue determinante tanto la posición angular de las placas del segundo controlador de polarización (PC2) como el estado de polarización de la fuente de bombeo. Como podemos observar en la tabla 4.3 se muestran las posiciones angulares de las placas para cada emisión. Para el caso donde se obtuvo una emisión se tenían la primera y segunda placa del PC1 en  $52^\circ$  y  $60^\circ$ , respectivamente (lo cual indica una polarización elíptica en la fuente de bombeo), y las dos placas del PC2 en  $73^\circ$  y  $160^\circ$ , respectivamente. Mientras que para el caso donde se obtuvieron dos emisiones, la posición angular de las dos placas en el primer controlador de polarización fue  $52^\circ$  y  $80^\circ$ , respectivamente (polarización lineal en la fuente de bombeo) y para el segundo controlador de polarización (PC2) las placas se posicionaron en  $73^\circ$  y  $165^\circ$ . Por último, para el caso donde se obtuvieron tres emisiones,



las placas del PC1 se encontraban en  $52^\circ$  y  $40^\circ$ , respectivamente (polarización circular en la fuente de bombeo) y para el PC2 la posición angular de las placas fue  $73^\circ$  y  $95^\circ$ .

PC1		PC2	
Placa 1	Placa 2	Placa 1	Placa 2
$52^\circ$	$60^\circ$	$73^\circ$	$160^\circ$
$52^\circ$	$80^\circ$	$73^\circ$	$165^\circ$
$52^\circ$	$40^\circ$	$73^\circ$	$95^\circ$

Tabla 4.3: Posiciones angulares de las placas del PC1 y PC2.

Un punto importante en estas pruebas, es que la emisión obtenida dependía fuertemente de la posición de las placas del segundo controlador de polarización (PC2), lo cual nos dió la pauta para observar qué comportamiento tendría el láser si se dejaran fijas las dos placas del PC2 (cierta emisión) y se moviera únicamente la segunda placa del primer controlador de polarización (PC1). Para analizar este caso se realizaron las combinaciones de posiciones del PC1 (mostradas en la tabla 4.4) dejando fija cierta emisión.

PC1		PC2	
Placa 1	Placa 2	Placa 1	Placa 2
$52^\circ$	$40^\circ$	$73^\circ$	$160^\circ$
	$60^\circ$		
	$80^\circ$		
$52^\circ$	$40^\circ$	$73^\circ$	$165^\circ$
	$60^\circ$		
	$80^\circ$		
$52^\circ$	$40^\circ$	$73^\circ$	$95^\circ$
	$60^\circ$		
	$80^\circ$		

Tabla 4.4: Pruebas realizadas para cierta emisión fija, con la segunda placa del PC1 móvil.

Como podemos observar en la tabla 4.4, a  $73^\circ$  y  $160^\circ$  del PC2, con un ángulo de  $60^\circ$  en la segunda placa del PC1 tenemos una emisión, entonces se realizaron pruebas para los ángulos restantes ( $40^\circ$  y  $80^\circ$ ). En la figura 4.23 se puede observar que a  $60^\circ$  y  $80^\circ$  la emisión se mantiene en la misma longitud de onda, mientras que a  $40^\circ$  se desplaza hacia la izquierda.

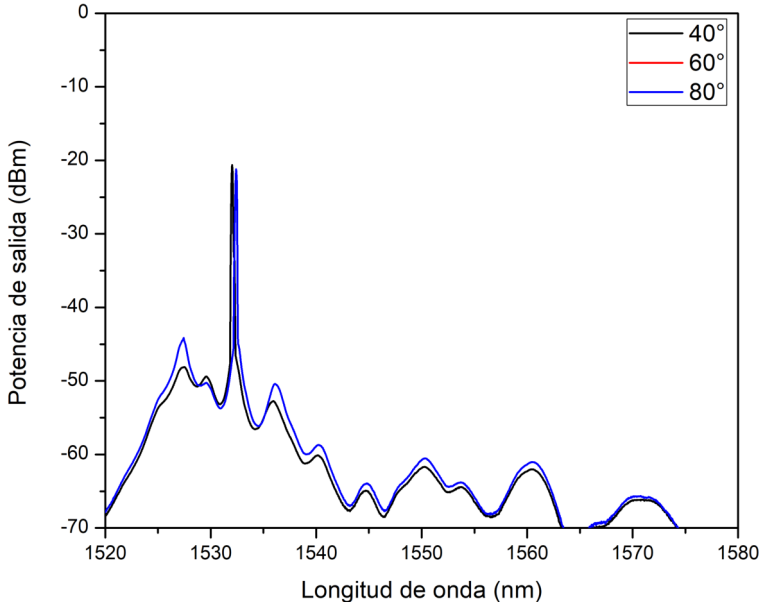


Figura 4.23: Emisión láser única para 40° y 80°.

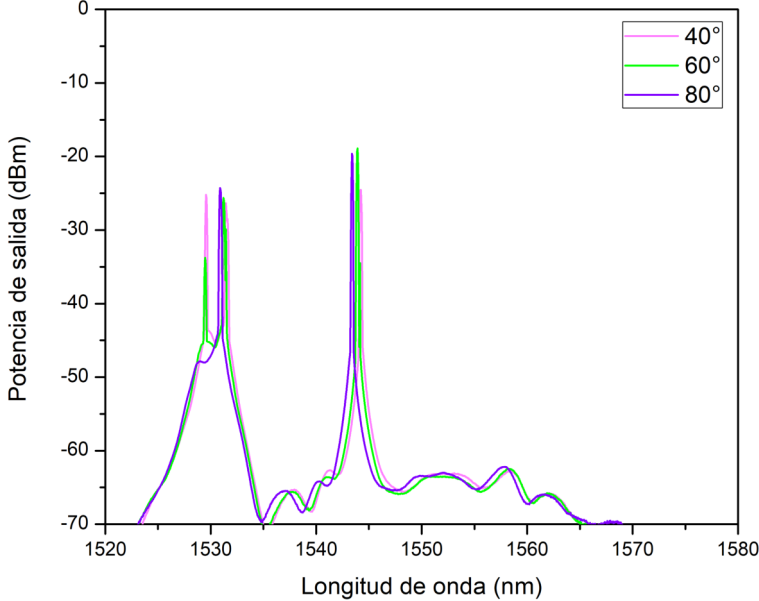


Figura 4.24: Emisión láser dual para 40° y 60°.

Para el caso donde se tienen dos emisiones, es decir la primera y segunda placa del PC2 en  $73^\circ$  y  $165^\circ$  con la segunda placa del PC1 en  $80^\circ$ , se obtuvieron los resultados mostrados en la figura 4.24. Se puede observar que al mover las placas a  $40^\circ$  y  $60^\circ$  aparece una nueva emisión alrededor de los 1529 nm, mientras que alrededor de los 1543 nm la emisión tiene un desplazamiento hacia la derecha.

Por último, para el caso donde se obtuvieron tres emisiones, es decir la primera y segunda placa del PC2 en  $73^\circ$  y  $95^\circ$  con la segunda placa del PC1 en  $40^\circ$ , se obtuvieron los siguientes resultados. Como se puede apreciar en la figura 4.25, las tres emisiones presentan un desplazamiento no uniforme ya que a  $60^\circ$  las emisiones se desplazan hacia el lado izquierdo, mientras que a  $80^\circ$  presentan un desplazamiento hacia el lado derecho.

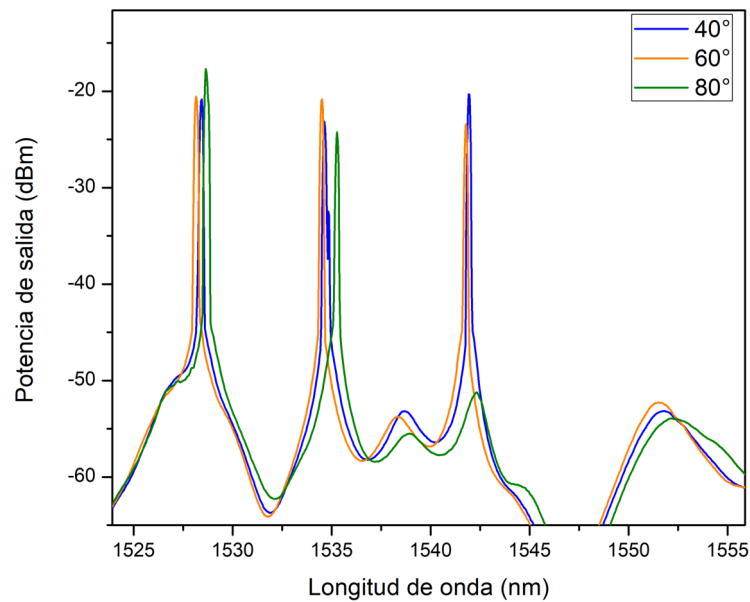


Figura 4.25: Triple emisión láser para  $60^\circ$  y  $80^\circ$ .

Anteriormente, se había descrito la sintonización del láser por medio de deflexión micrométrica de una sección del interferómetro de fibra de núcleo delgado (TCFMI, Thin-Core Fiber Modal Interferometer). Además de lograr la sintonización por este método, también se realizó por un

segundo método, por medio del cual se logró la sintonización con una única emisión láser en función de la posición de los controladores de polarización PC1 y PC2, la cual inició en 1534.70 nm y se desplazó hacia el lado izquierdo hasta 1531.65 nm, pasando por 1534.70 nm, 1534.06 nm, 1533.46 nm, 1532.74 nm, 1532.36 nm y 1531.65 nm, como podemos observar en la figura 4.26.

Además, se observó el estado de polarización en cada una de estas longitudes de onda y se

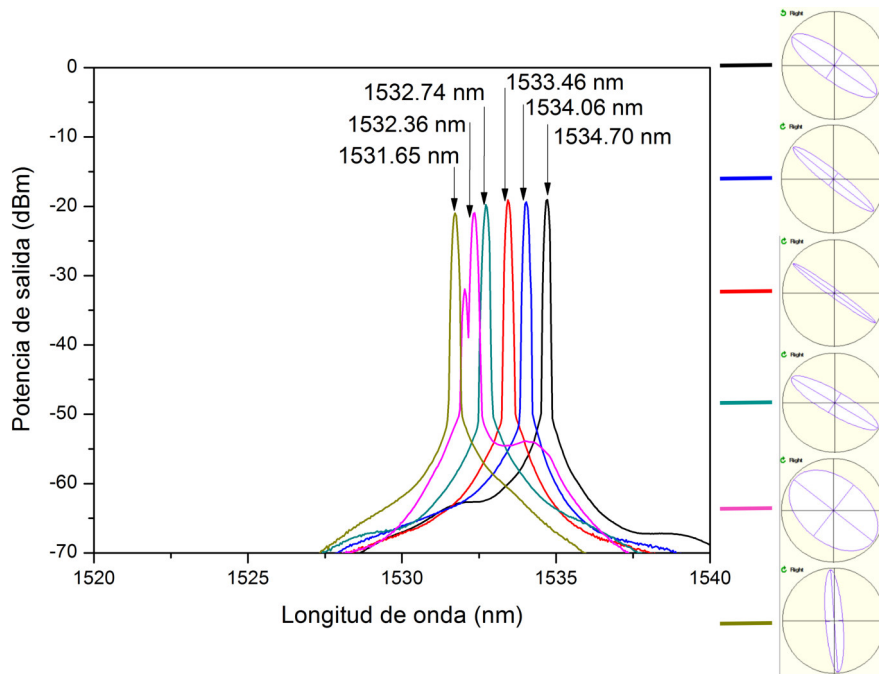


Figura 4.26: Sintonización de una única emisión láser en función de la posición de los controladores PC1 y PC2.

calcularon los parámetros de Stokes para observar cómo evoluciona el estado de polarización en función del desplazamiento en longitud de onda. En la tabla 4.5 se muestran los parámetros de Stokes para cada longitud de onda.

	1534.70 nm	1534.06 nm	1533.46 nm	1532.74 nm	1532.36 nm	1531.65 nm
$S_1$	0.31	0.26	0.35	0.38	0.10	-0.93
$S_2$	-0.78	-0.92	-0.92	-0.80	-0.40	-0.12
$S_3$	0.55	0.30	0.17	0.46	0.91	0.35

Tabla 4.5: Parámetros de Stokes en función del desplazamiento en longitud de onda.

## 4.2. Sensor láser de deflexión micrométrica angular

En esta sección se describen los resultados obtenidos de otra aplicación del láser sintonizable desarrollado en este proyecto. Además de implementar un láser con el cual se obtuvieran múltiples longitudes de onda, éste se pudo aplicar como sensor láser. Como fue descrito en secciones anteriores, nuestro sistema láser se basó en un filtro selectivo de longitud de onda (WSF), que en este caso fue un interferómetro de fibra de núcleo delgado (TCFMI, Thin-Core Fiber Modal Interferometer), cuya estructura consiste en un segmento de fibra de núcleo delgado (TCF, Thin-Core Fiber) conectado entre dos segmentos de fibra de comunicaciones SMF28 (Single-Mode Fiber, SMF).

Este interferómetro fue utilizado como sensor de deflexión y su principio de funcionamiento es el siguiente: cuando se aplica deflexión a la parte sensora del TCFMI, su patrón de interferencias se modifica, por lo cual se presenta un corrimiento de franjas. La deflexión aplicada fue menor a 1 rad, en pasos de  $17.86 \mu\text{rad}$  (figura 4.27).

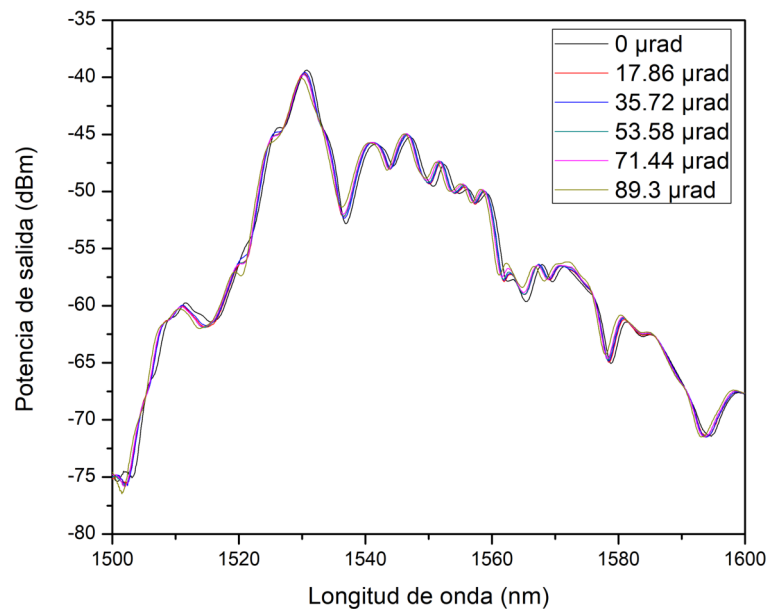


Figura 4.27: Respuesta espectral del interferómetro TCFMI bajo deflexión micrométrica angular.

Una sección de la respuesta espectral del interferómetro implementado muestra un corrimiento de franjas hacia el lado izquierdo en un rango de 1549 nm a 1552 nm, en función de la deflexión aplicada (figura 4.28) y una visibilidad de 3.112 dBm.

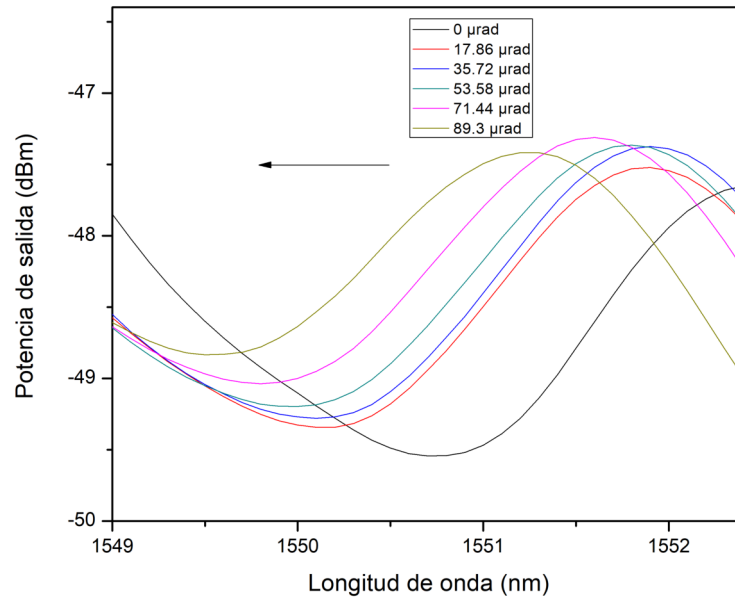


Figura 4.28: Corrimiento espectral en un rango de 1549 nm a 1552 nm.

Además se realizó una tabla, la cual nos muestra el desplazamiento de la longitud de onda en función de la deflexión micrométrica angular. A partir de los datos mostrados en la tabla 4.6, se

Deflexión micrométrica ( $^{\circ}$ )	Longitud de onda (nm)
0	1550.782
17.86	1550.158
35.72	1550.146
53.58	1549.962
71.44	1549.797
89.3	1549.541

Tabla 4.6: Valores de longitud de onda en función de la deflexión micrométrica angular.

evaluó el sensor, obteniendo su linealidad por medio de regresión lineal, la cual se determina por

la ecuación 4.2.

$$y = a_0 + a_1x \tag{4.2}$$

Donde:

$$a_0 = \bar{y} - a_1 \tag{4.3a}$$

$$a_1 = \frac{n(\sum x_i y_i) - (\sum x_i)(\sum y_i)}{n(\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2} \tag{4.3b}$$

$\bar{y}$ =Media de la medición

$x_i$ =variable física ( $\mu\text{rad}$ )

$y_i$ =variable medida (nm)

n=número de mediciones efectuadas

Al aplicarse las ecuaciones 4.3a y 4.3b se obtuvo como resultado la ecuación de la recta que mejor se ajusta a la nube de puntos de la figura 4.29.

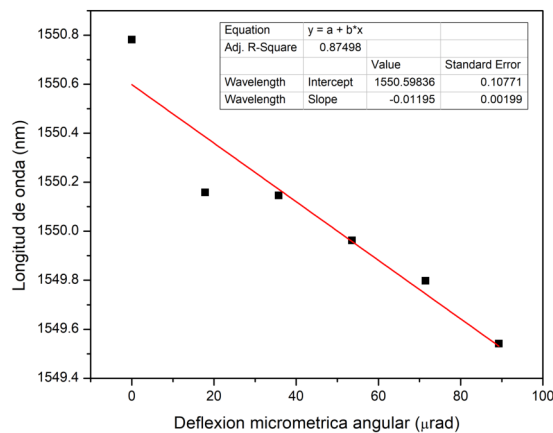


Figura 4.29: Curva de ajuste del sensor.

La ecuación obtenida es  $y = 1550,59836 - 0,01195x$  con una pendiente de  $-0.01195 \text{ nm}/\mu\text{rad}$  correspondiente a la sensibilidad del sensor caracterizado. Además se obtuvo un parámetro de

ajuste o coeficiente de determinación  $R^2$  de 0.87498, obteniendo un porcentaje de linealidad de 87,498 %.

En la figura 4.30 se muestra la sintonización del sensor láser con una única emisión.

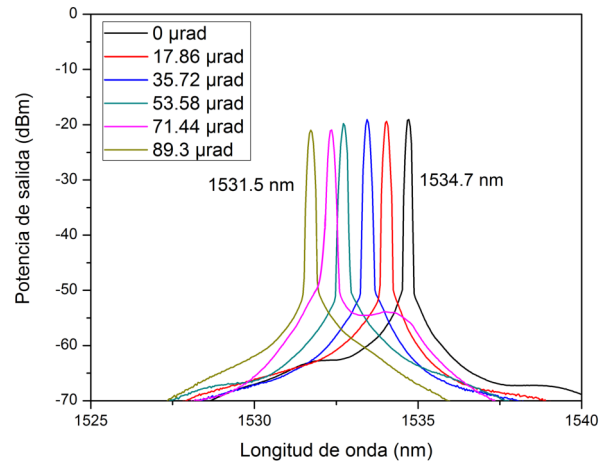


Figura 4.30: Sintonización del sensor láser.

Además se presenta la respuesta modal de interferómetro y se hace un análisis de la frecuencia espacial para observar los modos predominantes dentro de la fibra (figura 4.31).

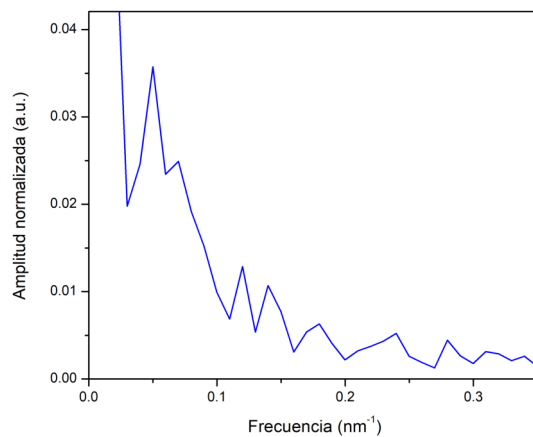


Figura 4.31: Respuesta modal del interferómetro TCFMI.



## Conclusiones

El método propuesto en esta investigación proporciona una nueva forma de analizar la sintonización de un láser a partir de una fuente de bombeo de luz polarizada. Además se estudió cómo evoluciona el estado de polarización en cada etapa del láser y se analizó cómo afecta el estado de polarización de la fuente de bombeo sobre la fluorescencia de su medio activo, encontrándose que la ganancia del Erblio es insensible al estado de polarización. Se propusieron dos métodos para analizar la sintonización del láser: el primer método fue teniendo un control del estado de polarización en la fuente de bombeo y el segundo método fue por medio de deflexión micrométrica angular en la sección del interferómetro.

Se comparó el rango de sintonización obtenido en función de la deflexión micrométrica angular con el rango obtenido en función de la fuente de bombeo de luz polarizada y el segundo controlador de polarización PC2, con lo cual se obtuvo un rango de sintonización de 1527.01 a 1553.66 nm por el método de deflexión micrométrica angular, mientras que por el método de variación de la posición de las placas de los controladores PC1 y PC2 se obtuvo un rango de sintonización de 1531.65 nm a 1534.70 nm. Cabe destacar, que para la sintonización obtenida por medio de deflexión micrométrica los cambios del estado de polarización fueron variando en cuanto al ángulo acimutal, debido a la presencia de birrefringencia circular, mientras que para el método de la sintonización

por medio del ajuste de la posición de las placas el cambio se dio en la elipticidad de la elipse de polarización. Pese a esto, se tuvo un control más adecuado con el método propuesto (fuente de bombeo de luz polarizada) debido a que el pico de emisión se desplazó en pasos de 0.1 nm por lo que se obtuvo una sintonización adecuada, mientras que en el método de deflexión micrométrica angular la doble emisión se iba desplazando en pasos de 3 nm pero cuando la deflexión fue de  $53.58 \mu\text{rad}$  cambió el desplazamiento. Además se obtuvo una emisión láser única, dual y triple en función del estado de polarización de la fuente de bombeo, lo cual es bueno para tener un mayor control de las emisiones láser así como de la sintonización.

Otro punto que podemos destacar es que el láser sintonizable implementado tuvo dos aplicaciones: como láser sintonizable con bombeo de luz polarizada y como sensor de deflexión micrométrica angular. Ya se han descrito los resultados para la primera aplicación. En lo que respecta a la aplicación del láser como sensor, se propuso la detección de deflexión basada en un interferómetro de fibra de núcleo delgado (TCF) de longitud de 2 cm. Y se obtuvo un porcentaje de linealidad de 87,498 % en el rango dinámico entre 0 y  $89.3 \mu\text{rad}$  para ángulos de deflexión menores a 1 rad con una visibilidad de 3.112 dBm y una resolución de  $-11.95 \text{ pm}/\mu\text{rad}$ .

## Referencias bibliográficas

- [1] C. R. Liao, Ying Wang, D. N. Wang, and M. W. Yang. Fiber in-line Mach-Zehnder interferometer embedded in FBG for simultaneous refractive index and temperature measurement. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2010.
- [2] M. Perez Maciel, J. A. Montenegro Orenday, J. M. Estudillo Ayala, D. Jáuregui-Vázquez, J. M. Sierra-Hernandez, J. C. Hernandez-Garcia, and R. Rojas-Laguna. Tunable wavelength erbium doped fiber linear cavity laser based on mechanically induced long-period fiber gratings. (August):995816, 2016.
- [3] Eduardo Huerta-Mascotte, Juan M. Sierra-Hernandez, Ruth I. Mata-Chavez, Daniel Jauregui-Vazquez, Arturo Castillo-Guzman, Julian M. Estudillo-Ayala, Ana D. Guzman-Chavez, and Roberto Rojas-Laguna. A core-offset mach zehnder interferometer based on a non-zero dispersion-shifted fiber and its torsion sensing application. *Sensors (Switzerland)*, 2016.
- [4] J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, J. W. Haus, M. Perez-Maciel, J. M. Sierra-Hernandez, M. S. Avila-Garcia, R. Rojas-Laguna, Y. Lopez-Dieguez, and J. C. Hernandez-Garcia. Multi-wavelength fiber laser based on a fiber Fabry–Perot interferometer. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2015.

- [5] J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, A. D. Guzman-Chávez, and P. Zaca-Moran. A tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on a Mach-Zehnder interferometer and photonic crystal fiber. *Laser Physics*, 2013.
- [6] Satoshi Tanaka, Kiyoyuki Inamoto, Hiroki Yokosuka, Hiroyuki Somatomo, and Nobuaki Takahashi. Multi-wavelength tunable fiber laser using SOA: Application to fiber bragg grating vibration sensor array. In *Proceedings of IEEE Sensors*, 2007.
- [7] Meng Jiang, Ze-Ming Wang, Zhong-Ze Zhao, Kun Li, and Fu Yang. Long-period fiber grating cascaded to thin-core fiber for simultaneous measurement of liquid refractive-index and temperature. *Sensor Review*, 2018.
- [8] Xinran Dong, Haifeng Du, Zhi Luo, and Jian Duan. Highly sensitive strain sensor based on a novel mach-zehnder interferometer with TCF-PCF structure. *Sensors (Switzerland)*, 2018.
- [9] X Uexue K Ang, W Eigang Z Hang, Y Anxin Z Hang, J Iang Y Ang, L E I C Hen, L Ingxin K Ong, Y Unshan Z Hang, L Y U In, T Ieyi Y An, and P Engcheng G Eng. Intensity-demodulated torsion sensor based on thin-core polarization-maintaining fiber. 57(13):3474–3478, 2018.
- [10] Arun Kumar and Ajoy Ghatak. *Polarization of Light with Applications in Optical Fibers*. 2011.
- [11] H.E. Saucedo-Felix. Manejo e interpretación polarimétrica de las matrices de mueller, Julio 2008.
- [12] Edward Collett. Degenerate Polarization States. In *Field Guide to Polarization*. 2005.
- [13] Haiyin Sun. Laser Diode Beam Propagation Basics. *Laser Diode Beam Basics, Manipulations and Characterizations*, 2012.

- [14] David N. Payne. Active fibres and optical amplifiers. *Fiber and Integrated Optics*, 1992.
- [15] Fernando Treviño-Martínez, Diana Tentori, César Ayala-Díaz, and Francisco Javier Mendieta-Jiménez. Birefringence assessment of single-mode optical fibers. *Optics Express*, 2005.
- [16] Diana Tentori, A. Garcia-Weidner, and J. A. Rodriguez-Garcia. Use of fiber helical coils to obtain polarization insensitive fiber devices. *Optical Fiber Technology*, 2016.
- [17] A. Garcia-Weidner, D. Mora-Garcia, and Diana Tentori. Polarization evolution in spun monomodal optical fibers used in electric current sensors. In *Latin America Optics and Photonics Conference*, 2014.
- [18] J.D. Filoteo-Razo, J.M. Estudillo-Ayala, F.J. Valle-Atilano, J.C. Hernández-García, D. Jáuregui-Vázquez, J.M. Sierra-Hernández, R. Rojas-Laguna, R.I. Mata-Chavez, and R. Selvas-Aguilar. Analysis of Polarization of a broadband visible light source by inducing of twist in photonic crystal fiber. In *Optics InfoBase Conference Papers*, 2016.
- [19] Edward Collett. *Optopedia: Wave Plates*, 2005.
- [20] Linghao Cheng, Yunbo Li, Yizhi Liang, and Hao Liang. Pump induced birefringence in dual-polarization fiber grating lasers. 15(6):2–6, 2017.
- [21] Manual Fiber and Polarization Controllers. Manual Fiber Polarization Controllers Polarization Over Full Poincaré Sphere Controllers Available Preloaded with 1 of 6 Fibers Empty Controllers for Ø900 micrometers Jacketed Fiber FC / PC or FC / APC Connectors Manual Fiber Polarization Controllers 3 P, 2017.
- [22] William Shieh and Ivan Djordjevic. Polarization Effects in Optical Fiber. In *OFDM for Optical Communications*. 2010.
- [23] E.I. Estrada-Barrios. Caracterización experimental de la polarización de luz en fibras ópticas, Septiembre 2014.

- [24] J.C. Gutierrez-Garcia. Análisis de polarización de la interacción luz-materia en medios anisotrópicos. Master's thesis, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C, Diciembre 2008.
- [25] A. Gutierrez-Beltran. Automatización del proceso de caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo dopadas con erbio. Master's thesis, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE), Septiembre 2014.
- [26] Eugene Hecht. *Óptica*. Addison Wesley Longman, In, 3 edition, 2000.
- [27] Le Nguyen Binh. *Optical Fiber Communication Systems with MATLAB and Simulink Models*. Taylor and Francis Group, 2 edition, 2015.
- [28] L.J. Cuchimaque-Lugo, R. Castro-López, M.E. Sosa-Morales, J.M. Sierra-Hernández, J.M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, J.C. Hernandez-García, and R. Rojas-Laguna. Edible oils sensing setup based on a core-offset Mach-Zehnder Interferometer with Single Mode Fiber. In *Optics InfoBase Conference Papers*, 2018.
- [29] Marco Bianchetti, Maria S. Avila-Garcia, Ruth I. Mata-Chavez, Juan M. Sierra-Hernandez, Luis A. Zendejas-Andrade, Daniel Jauregui-Vazquez, Julian M. Estudillo-Ayala, and Roberto Rojas-Laguna. Symmetric and Asymmetric Core-Offset Mach-Zehnder Interferometer Torsion Sensors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017.
- [30] Luis A. Herrera-Piad, Joseph W. Haus, Daniel Jauregui-Vazquez, Yanelis Lopez-Dieguez, Julian M. Estudillo-Ayala, Juan M. Sierra-Hernandez, Juan C. Hernandez-Garcia, and Roberto Rojas-Laguna. A dual modality optical fiber sensor. *Journal of Modern Optics*, 2018.
- [31] Maria Susana Avila-Garcia, Marco Bianchetti, Ronan Le Corre, Alexis Guevel, Ruth Ivonne Mata-Chavez, Juan Manuel Sierra-Hernandez, Daniel Jauregui-Vazquez, José Roberto Reyes-Ayona, Julian Moises Estudillo-Ayala, and Roberto Rojas-Laguna. High sensitivity strain sensors based on single-mode-fiber core-offset Mach-Zehnder interferometers. *Optics and Lasers in Engineering*, 2018.

- [32] Yanelis Lopez-Dieguez, Julian M. Estudillo-Ayala, Daniel Jauregui-Vazquez, Luis A. Herrera-Piada, Juan M. Sierra-Hernandez, Juan C. Hernandez-Garcia, Marco Bienchetti, Jose R. Reyes-Ayona, and Roberto Rojas-Laguna. Tip fiber-optic intermodal interferometer for refractive index sensing. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018.

# The polarization effects of the pumping source of a ring tunable wavelength laser Er-doped fiber

K.E. Contreras-Vallejo<sup>1</sup>, J.M. Estudillo Ayala<sup>1</sup>, R. Rojas-Laguna<sup>1</sup>, D. Tentori-Santa Cruz<sup>2</sup>, D. Jauregui-Vázquez<sup>1</sup>, J.C. Hernández-García<sup>1</sup>, J.M. Sierra-Hernández<sup>1</sup>, J.D. Filoteo-Razo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Ingeniería Electrónica, División de Ingenierías, Campus Irapuato-Salamanca, Universidad de Guanajuato, Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Gto., C.P. 36885, México.

<sup>2</sup>Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California. CICESE. Carretera Ensenada-Tijuana No. 3918, Zona Playitas, C.P. 22860, Ensenada, B.C. Mexico.

Author e-mail address: julian@ugto.mx

**Abstract:** The analysis of polarization evolution in a tunable fiber laser in a ring configuration is presented, an interferometer was used to tune the laser and was manufactured with thin-core fiber (Thin-Core Fiber, TCF). The interferometer was achieved by splicing a segment of thin-core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) between two segments of single-mode fiber SMF-28 (Single-Mode Fiber). Single and double and triple line emissions were obtained by means of the angular micrometric deflection in the TCFMI (Thin-Core Fiber Modal Interferometer) interferometer section, as well as depending on the position of the polarization controller plates (PC1 and PC2). Also, a uniform tuning was achieved, depending on the polarization state of the pumping source and the position of the plates of the second polarization controller (PC2), which started at 1534.70265 nm and moved to the left side to 1531.65142 nm and the evolution of the polarization state in this tuning range was observed. A tuning range of 1527.01738 to 1553.66363 nm was also achieved by means of the angular micrometric deflection in the TCFMI interferometer section.

**OCIS codes:** (140.0140) Laser and laser optics; (060.0060) Fiber optics and optical communications.

## 1. Introduction

In recent years, fiber optic lasers have been studied that have the ability to emit within a specific range of wavelength just by changing the characteristics of their resonant cavity as the active medium, inducing losses in the cavity or adding a filter multimodal, by changing the wavelength within a specific range, a tunable fiber laser is obtained. This laser is based on different techniques to achieve the tuning. Some techniques that have been developed in recent years are based on Bragg gratings [1], long period gratings (LPG) [2] and selective wavelength filters (WSF), within which the interferometers are located type Mach Zehnder and Fabry-Perot [3,4]. These fiber lasers have the advantage over packaged lasers, because they do not need complex cooling systems, nor mirrors in the cavity, and their design is compact.

Tunable lasers based on Mach Zehnder interferometers implemented with photonic crystal fiber have been reported, in which by means of the variation of the radius of curvature simple, double or triple emissions can be achieved with a tuning range of 1526 nm to 1550 nm [5]. Other multi-wavelength lasers with ring structure have also been reported, which are based on arrays of Bragg gratings to detect multipoint vibrations, with which a stable oscillation of multiple wavelengths in the wavelengths of Bragg [6].

Also, long-period gratings connected in cascade with thin-core fiber (TCF) have been implemented for the simultaneous measurement of the refractive index of a liquid and its temperature [7]. Another type of filter is based on a Mach Zehnder interferometer with a TCF-PCF structure for deformation sensing [8]. These two techniques [7] and [8] can be used in laser systems.

On the other hand, torsion sensors demodulated by intensity have been developed, based on thin-core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) that maintains polarization. This sensor consists of a polarization ring as part of the detection, which can change the polarization state of the light and a section of thin-core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) that maintains the polarization as part of the demodulation [9].

In the previously described works, some techniques are studied to achieve the tuning of a fiber laser. In this work the research focuses on the implementation of a tunable fiber laser, which is based on a selective filter of wavelength (WSF) which is a modal interferometer obtained through a TCF spliced between two communications fibers



# Analysis of the evolution of the polarization states of a pumping source on an Erbium doped fiber

K.E. Contreras-Vallejo<sup>1</sup>, J.M. Estudillo-Ayala<sup>1</sup>, R. Rojas-Laguna<sup>1</sup>, D. Jauregui-Vazquez<sup>1</sup>, J.C. Hernandez-Garcia<sup>1</sup>, J.M. Sierra-Hernandez<sup>1</sup>, J.D. Filoteo-Razo, M. Toledano-Ayala<sup>2</sup>, J.R. Martinez-Angulo<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Departamento de Ingeniería Electrónica, División de Ingenierías, Campus Irapuato-Salamanca, Universidad de Guanajuato, Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Gto., C.P. 36885, México.

<sup>2</sup>División de Investigación y Posgrado, Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Querétaro. Cerro de las Campanas, S/N, Col. Las Campanas, CP 76010 Santiago de Querétaro, Qro.

Author e-mail address: julian@ugto.mx

**Abstract:** An analysis of the effects of the evolution of the polarization states on an Erbium doped fiber is presented; this it to optimize the development tunable fiber laser systems. In this research, we study the polarization state effects of the pumping source for linear and Circular Polarization, as well as the effect produced by the evolution of the polarization state along the experimental setup in an erbium-doped fiber. © 2018 The Author(s)

**OCIS codes:** (060.2310) Fiber optics; (060.2270) Fiber characterization; (060.2410) Fibers, Erbium.

## 1. Introduction

The constant demand in the development of optical devices for optimization, efficiency and improvement in the different areas in the industry is constantly growing. Several research works have been carried out in the design of fiber optic laser systems, because they offer stability, precision, low cost and have non-complex cooling systems. But it seeks to optimize the design and development of such laser systems to improve these features [1-3]. The proposal to perform an analysis of the effects of the different polarization states in a pumping source to erbium doped fiber laser system; it will help to study these characteristics.

In this research work it is proposed to analyze the polarization states in each of the stages of the experimental setup and thus observe the evolution of the polarization, to obtain a source of polarized light pumping and also study how the polarization states affects an erbium doped fiber.

## 2. Analysis of polarization evolution

As observed in the experimental configuration of figure 1, the analysis of the evolution of the polarization was carried out in three stages. In the first stage, the resulting polarization states are analyzed at the output of the connection of a semiconductor diode of 980 nm (which is used as a pumping source) with a polarization control FPC560, of which only two plates were used,  $\frac{\lambda}{4}$  and  $\frac{\lambda}{2}$ , respectively. To make the connection of the semiconductor diode and the polarization controller, 1 m single mode fiber XP1060 was used. In this first stage, the pumping source was characterized with a PM100D power meter, fixing one of the plates at a certain angle and moving the second plate, to find the angles at which circular, linear and elliptical polarization was obtained. In the second stage, a WDM (multiplexer by wavelength division) was connected and the evolution of the polarization at the output of this device was observed. And finally, in the third stage, 4 m of erbium doped fiber was connected to observe the effects that polarization had on the fiber spectrum, and polarization was measured with a PAX5710 polarimeter.

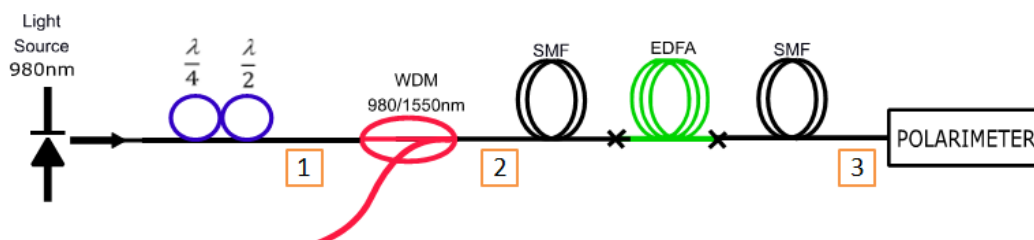


Fig. 1 Experimental setup for the polarization analysis of Erbium doped fiber.

# Angular deflection laser sensor

K.E. Contreras-Vallejo<sup>1</sup>, J.M. Estudillo Ayala<sup>1</sup>, R. Rojas-Laguna<sup>1</sup>, D. Jauregui-Vazquez<sup>1</sup>,  
J.C. Hernandez-Garcia<sup>1</sup>, J.M. Sierra-Hernandez<sup>1</sup>, J.A. Martin-Vela<sup>1</sup>

<sup>1</sup>División de Ingenierías, Campus Irapuato-Salamanca, Universidad de Guanajuato,  
Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Gto., C.P. 36885, México.

Author e-mail address: julian@ugto.mx

**Abstract:** An angular deflection laser sensor in ring configuration is presented, based on a wavelength selective filter (WSF), which was manufactured by splicing a segment of thin core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) between two segments of single-mode fiber SMF-28 (Single-Mode Fiber). A spectral shift of the thin core fiber modal interferometer TCFMI (Thin-Core Fiber Modal Interferometer) was obtained at different angles of deflection in steps of 17.86  $\mu$ rad. Also, a single-line laser emission was obtained, which was uniformly displaced to the left side in a range of 1534.7 nm to 1531.5 nm by means of the angular deflection in the interferometer section. Finally, the experimental results showed a sensitivity of 0.87498 nm/ $\mu$ rad for angular deflection on the interferometer section.

**OCIS codes:** (280.3420) Laser sensors (060.0060) Fiber optics and optical communications.

## 1. Introduction

In recent years, tunable fiber optic lasers have been studied. Tuning can be achieved using different techniques, which are based on Bragg gratings, long period gratings (LPG) and wavelength selective filters (WSF) such as Mach Zehnder and Fabry-Perot interferometers [1,2]. Also, filters based on long-period gratings connected with thin-core fiber (TCF) have been implemented to simultaneously measure the refractive index of a liquid and its temperature [3]. On the other hand, intensity demodulated torsion sensors have also been implemented based on selective filters of thin-core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) [4]. In the previously described research work, some techniques to achieve the tuning of a fiber laser are studied, and some sensors based on selective filters of thin core fiber (Thin-Core Fiber, TCF) are studied. This work focuses on the implementation of an angular deflection laser sensor, which is based on a thin-core fiber modal interferometer (Thin-Core Fiber Modal Interferometer) to which deflection angles of less than 1 rad are applied to achieve the tuning of the laser.

## 2. Experimental setup and Results

The experimental configuration of the tunable laser is presented (figure 1 (a)), in which a semiconductor diode with a wavelength of 980 nm was used as a pump source (Thorlabs, model QFBGLD-980-350) and as a means of tuning and sensing a modal interferometer was used which was built with a thin core fiber segment (Thin-Core Fiber, TCF) between two communications fiber segments SMF28 (Single-Mode Fiber, SMF). The designed TCFMI (Thin-Core Fiber Modal Interferometer) interferometer was implemented with a 2 cm segment of commercial thin-core optical fiber (460-HP, Nufern) whose core diameter is 2.5  $\mu$ m with a cut-off wavelength of  $430 \pm 20$  nm. The pigtail fiber was configured at 104 mW and the tuning of the fiber laser was achieved by means of the angular deflection of the TCFMI interferometer in steps of 17.86  $\mu$ rad. A section of the spectral response of the implemented interferometer shows a shift towards the left side in a range of 1549 nm to 1552 nm (figure 1(b)), the TCFMI follows the principle of a Mach Zehnder type interferometer, in which the separation  $\Delta\lambda$  between consecutive crests is given by the equation  $\Delta\lambda = \lambda^2/(\Delta n_e L)$  where  $\Delta n_e$  is the effective refractive index difference between the core and cladding regions of the thin core fiber TCF,  $\lambda$  is the wavelength and  $L$  is the length of the interferometer. Also, a sensitivity of 0.87498 nm was obtained (figure 1(c)). On the other hand, a tuning range of 1534.7 nm to 1531.5 nm was obtained (figure 1(d)).

## 3. Conclusion

An angular deflection laser sensor was implemented, a tuning range of 1534.7 nm to 1531.5 nm was obtained by the method of angular deflection in the TCFMI interferometer section. Also, the angular deflection laser sensor had a good linearity in the dynamic range between 0 to 89.3  $\mu$ rad and a sensitivity of 0.87498 nm/ $\mu$ rad.


Salamanca, Gto., a 11 de Enero del 2019.

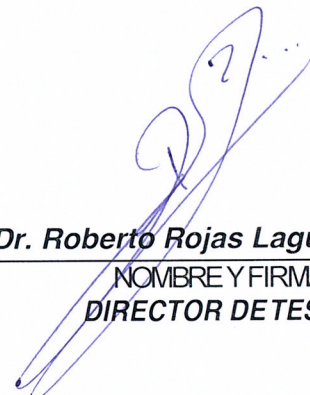
M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTIN  
JEFE DE LA UNIDAD DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR  
P R E S E N T E.-

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) Karla Eduwiges Contreras Vallejo del Programa de Maestría en Ingeniería Eléctrica (Instrumentación y Sistemas Digitales) y cuyo número de **NUA** es: 143707 del cual soy director. El título de la tesis es: Estudio de láseres de fibra óptica con bombeo de luz polarizada

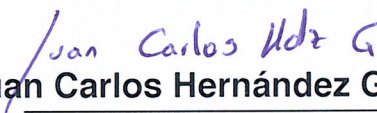
Hago constar que he revisado dicho trabajo y he tenido comunicación con los sinodales asignados para la revisión de la tesis, por lo que no hay impedimento alguno para fijar la fecha de examen de titulación.

ATENTAMENTE

  
Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala  
NOMBRE Y FIRMA  
DIRECTOR DE TESIS  
SECRETARIO

  
Dr. Roberto Rojas Laguna  
NOMBRE Y FIRMA  
DIRECTOR DE TESIS

  
Dr. Juan Manuel Sierra Hernández  
NOMBRE Y FIRMA  
PRESIDENTE

  
Dr. Juan Carlos Hernández García  
NOMBRE Y FIRMA  
VOCAL