



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN
INGENIERÍA

**CARACTERIZACIÓN DE BIRREFRINGENCIA CON
SISTEMAS LÁSER DE FIBRA ÓPTICA EN ANILLO.**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN INGENIERÍA

ELÉCTRICA - INSTRUMENTACIÓN

P R E S E N T A :

GERARDO NAVA HEREDIA

TUTOR:

DR. JUAN ARNOLDO HERNÁNDEZ CORDERO

Diciembre 2011



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO

Presidente: Dr. Ramón Gutiérrez Castrejón

Secretario: Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero

Vocal: Dr. Juan Arnaldo Hernández Cordero

1^{er}. Suplente: Dr. Miguel Moctezuma Flores

2^{do}. Suplente: Dr. Jorge Prado Molina

México D.F.: IIM

TUTOR DE TESIS

Juan Arnaldo Hernández Cordero

FIRMA

DEDICATORIA

A mi familia por su amor, comprensión, paciencia y apoyo.

Muchas gracias por todo.

AGRADECIMIENTOS

A mi tutor el Dr. Juan Hernández Cordero por su dedicación, entusiasmo y ayuda brindada.

Al CONACU7 por la beca otorgada.

Gracias.

ÍNDICE

Capítulo 1.- ANTECEDENTES

1.1.- Introducción	6
1.1.1.- Motivación y objetivo del trabajo	7
1.2.- Polarización de la Luz	7
1.2.1.- Estados de polarización	7
1.2.2.- Representaciones de los estados de polarización	10
1.2.3.- Estados de polarización en la esfera de Poincaré	11
1.3- Fibras ópticas	12
1.3.1.- Propagación de la luz en fibras ópticas	13
1.3.2.- Birrefringencia y polarización en fibras ópticas	14
1.4.- Láseres de fibra óptica	15
1.4.1.- Fibras especiales (fibras láser)	16
1.4.2.- Componentes (resonadores, espejos, etc.)	17
1.4.3.- Sistemas láser de fibra (generalidades y características)	18
1.4.4.- Polarización en láseres de fibra óptica	20
1.5.- Sensores con fibras láser	21
1.5.1.- Principios de operación	22
1.5.2.- Medición de birrefringencia con fibras láser	22

Capítulo 2. SISTEMA LÁSER DE FIBRA PARA MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA

2.1.- Dispositivos con birrefringencia inducida (generalidades)	24
2.2.- Arreglo experimental	25
2.3.- Metodología	27
2.4.- Modelado matricial del sistema	30
2.5.- Respuesta del láser a cambios en la polarización	31
2.6.- Cambios de polarización sobre la esfera de Poincaré	32

ÍNDICE

Capítulo 3.- MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS ÓPTICAS	
3.1.- Caracterización del sistema: birrefringencia fija con cambios en la orientación de la polarización	36
3.2.- Birrefringencia inducida por esfuerzos laterales	39
3.2.1.- Birrefringencia inducida dentro del resonador láser	41
3.2.2.- Birrefringencia inducida fuera del resonador láser	44
3.3.- Efectos de la polarización inicial de la fibra láser en la medición de birrefringencia inducida	49
Capítulo 4.- MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA FOTO-INDUCIDA	
4.1.- Birrefringencia foto-inducida	51
4.1.1.- Azopolímeros	51
4.1.2.- Movimientos foto-inducidos	52
4.2.- Medición de la birrefringencia foto-inducida	54
4.2.1.- Efectos de la birrefringencia foto-inducida en la emisión del láser	56
4.2.2.- Cálculos de la birrefringencia foto-inducida en los dispositivos	57
Capítulo 5.- CONCLUSIONES	61
Referencias	63
Anexo 1	66
Anexo 2	68
Anexo 3	70
Anexo 4	72

Capítulo 1.- ANTECEDENTES

1.1.- Introducción

Las características actuales de la fibra óptica la han hecho ideal para utilizarla en los sistemas ópticos donde se aprovecha su gran ancho de banda, baja atenuación y dimensiones compactas; sin embargo, debido al impulso que se dio a su investigación como medio de transmisión en sistemas de telecomunicaciones, surgieron novedosas aplicaciones entre las que destacan los sensores de fibra óptica. Se han logrado también avances importantes en los procesos de fabricación de estas guías de onda, y esto ha permitido doparlas con elementos pertenecientes a las tierras raras, y mediante procesos de absorción y emisión de fotones generados en estos elementos, convertirlas en amplificadores ópticos.

Las fibras ópticas y demás componentes desarrollados inicialmente para la industria de las telecomunicaciones, están siendo cada vez más utilizados para desarrollar sistemas completos de medición de una gran cantidad de variables físicas. La motivación principal de esto, son las ventajas que este tipo de sensores ofrece comparados con los sensores convencionales. La inmunidad a la interferencia electromagnética, el manejo de señales ópticas de baja potencia y su tamaño compacto son quizás los atributos más atractivos para la gran variedad de aplicaciones reportadas para los sensores de fibra óptica.

Un aspecto importante en el desarrollo de estos dispositivos es la polarización de la luz. De manera general, las fibras ópticas presentan efectos birrefringentes que generan cambios en la polarización de la luz guiada a través de ellas. En los materiales anisótropos el índice de refracción depende de la dirección en la que se propaga la luz. Consecuentemente, la velocidad de la luz dependerá de la dirección en que ésta se propaga a través de ellos. Algunos cristales presentan doble refracción, y a no ser que el estado de polarización de la luz y su dirección de propagación coincidan con uno de los ejes de simetría del cristal, la luz se separa en dos partes que viajan con velocidades diferentes; esta propiedad de los cristales es conocida como birrefringencia. En las fibras ópticas, existen diversos efectos internos y externos que contribuyen a la generación de este efecto.

La caracterización de birrefringencia es de interés en dispositivos de fibra óptica, pues esta puede limitar el desempeño de sistemas ópticos construidos a partir de estas guías de onda. Como ejemplo, se puede mencionar la dispersión modal de polarización, que limita las velocidades de transmisión en sistemas de comunicaciones. Existen también dispositivos de fibra óptica que alteran su birrefringencia como respuesta a un estímulo externo, y en estos casos es necesario poder cuantificar estos cambios. La disponibilidad de sistemas para medir birrefringencia o anisotropía en dispositivos de fibra óptica es limitada, y todos están basados en técnicas de medición que requieren de longitudes de interacción bastante grandes (típicamente algunos metros). Esto impone una limitante para la caracterización de dispositivos con longitudes cortas y con birrefringencia pequeña en los cuales no es posible utilizar los métodos convencionales.

1.1.1.- Motivación y objetivo del trabajo

En el presente trabajo de tesis se analizará el empleo de un resonador de fibra óptica láser para medir birrefringencia. En particular, se utilizará un láser de fibra en configuración de anillo que contiene un dispositivo de fibra óptica recubierto con azopolímeros fotosensibles. Típicamente, la birrefringencia foto-inducida en estos materiales poliméricos se mide en muestras de películas delgadas utilizando técnicas convencionales de polarización. Sin embargo, a la fecha no hay reportada una técnica para estimar la birrefringencia foto-inducida cuando los azopolímeros se usan para recubrir dispositivos de fibra óptica. De manera que el objetivo general de este trabajo es llevar a cabo la caracterización de estos dispositivos a través del análisis de la polarización de la luz generada en la fibra láser representándola en la esfera de Poincaré.

1.2.- Polarización de la Luz

La luz al ser una onda electromagnética está compuesta por un campo eléctrico y uno magnético perpendiculares entre sí; la polarización es una propiedad que se refiere a la trayectoria descrita por el vector del campo eléctrico a través del tiempo, y que dependiendo de la naturaleza de esa variación, define el estado de polarización (SOP) de la onda electromagnética [1]. Una manera gráfica de ilustrar esto se muestra en la figura 1.

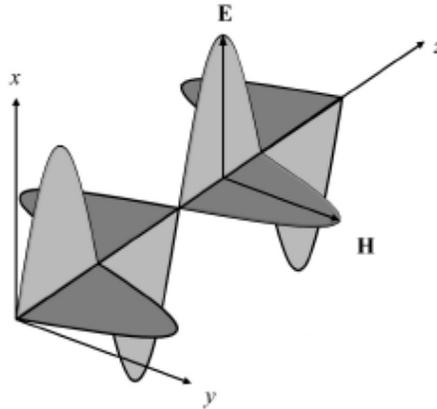


Fig. 1.- Onda electromagnética polarizada en la dirección del eje x.

1.2.1.- Estados de polarización

Si el campo eléctrico varía de forma aleatoria con el tiempo se dice que la onda electromagnética no está polarizada, mientras que si lo hace de una manera predecible entonces si lo está. La variación del campo eléctrico puede ser describiendo una línea, un círculo o de manera más general, una elipse. En estos casos se dice que la polarización es lineal, circular o elíptica, respectivamente [1, 2].

Una onda electromagnética viajando en la dirección del eje z puede ser descrita mediante la siguiente ecuación:

$$E(z, t) = \operatorname{Re} \left\{ A \exp \left[j\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

Donde la envolvente compleja se expresa de la siguiente manera:

$$A = A_x \hat{x} + A_y \hat{y} \quad (2)$$

Expresando las componentes de la envolvente compleja en términos de sus magnitudes y fases, de la siguiente manera: $A_x = a_x \exp(j\varphi_x)$ y

$$A_y = a_y \exp(j\varphi_y).$$

Substituyendo las expresiones anteriores en (2) y (1) obtenemos:

$$E(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \quad (3)$$

Donde:

$$E_x = a_x \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right] \quad (4)$$

$$E_y = a_y \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right] \quad (5)$$

Estas son las componentes sobre los ejes x e y del vector del campo eléctrico $E(z, t)$. Dichas componentes son funciones periódicas de $t - \frac{z}{c}$ que oscilan a la frecuencia ν .

Polarización Lineal

Si una de las componentes es nula (a_x o a_y), la luz está linealmente polarizada en la dirección de la componente no nula. La luz es además linealmente polarizada si la diferencia de fases $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$ es 0 o π ; cuando las componentes son iguales ($a_x = a_y$) la luz está polarizada linealmente a 45° , cambiando dicho ángulo conforme cambia la amplitud de las componentes [3]. La figura 2 muestra este tipo de polarización.

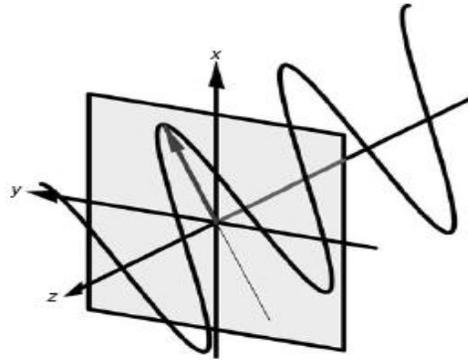


Fig. 2.- Luz polarizada linealmente.

Polarización Circular

Si $\varphi = \frac{\pi}{2} + 2m\pi$ ($m = \text{número entero}$) y $a_x = a_y$, la magnitud del campo eléctrico es constante en amplitud siendo su dirección función del tiempo y la posición; dependiendo de la dirección del giro del campo eléctrico vista hacia la fuente, se podrá decir si dicha polarización es derecha en caso de que sea en el sentido de las manecillas del reloj o izquierda en el caso contrario [3]. La figura 3 representa un caso de polarización circular.

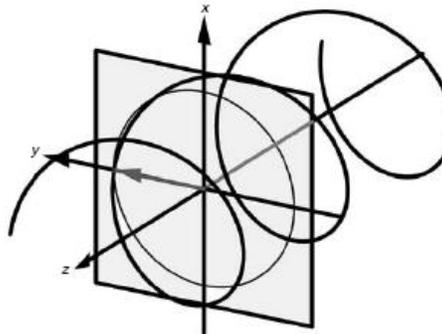


Fig. 3.- Luz polarizada circularmente (derecha).

Polarización Elíptica

El caso más general de polarización es cuando las amplitudes de las componentes a_x y a_y son diferentes. En este caso, el vector del campo eléctrico describe una elipse durante su recorrido y puede ser derecha o izquierda dependiendo del sentido del giro, como lo muestra la figura 4.

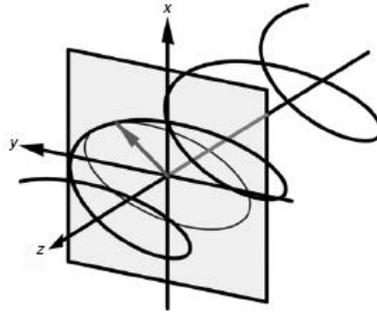


Fig. 4.- Luz polarizada elípticamente (derecha).

1.2.2.- Representaciones de los estados de polarización (matrices, vectores)

Dado que una onda electromagnética está completamente caracterizada por las envolventes complejas A_x y A_y de las componentes del vector del campo eléctrico, estas cantidades complejas se pueden representar por lo que se conoce como vector de Jones [4]:

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}$$

Mediante este formalismo es posible representar los estados de polarización de las ondas electromagnéticas, algunos de las cuales se muestran en la Tabla 1, donde por convención, la intensidad está normalizada y la fase de la componente x se considera nula.

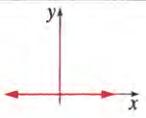
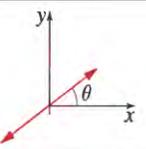
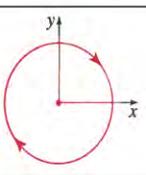
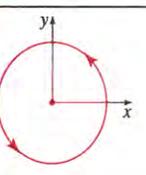
<p>Polarización lineal en la dirección x. $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$</p> 	<p>Polarización lineal inclinada. $\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$</p> 
<p>Polarización circular derecha $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$</p> 	<p>Polarización circular izquierda $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$</p> 

Tabla 1.- Vectores de Jones de algunos estados de polarización.

Parámetros de Stokes

Otra forma de representar los estados de polarización es mediante los parámetros de Stokes, que son definidos de la siguiente manera en términos de las componentes (A_x, A_y) , donde Re e Im denotan respectivamente la parte real y la parte imaginaria del producto:

$$S_0 = |A_x|^2 + |A_y|^2 \quad (6)$$

$$S_1 = |A_x|^2 - |A_y|^2 \quad (7)$$

$$S_2 = 2 \operatorname{Re} \{A_x^* \cdot A_y\} \quad (8)$$

$$S_3 = 2 \operatorname{Im} \{A_x^* \cdot A_y\} \quad (9)$$

Estos parámetros además de definir el estado de polarización, definen también la intensidad de la onda electromagnética [4].

Los parámetros de Stokes generalmente se ordenan en forma de un vector conocido como el vector de Stokes:

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}, \text{ o } S = \{S_0, S_1, S_2, S_3\}$$

Las representaciones mediante los vectores de Stokes de algunos de los estados de polarización son [2]:

Lineal horizontal: {1, 1, 0, 0}

Lineal Vertical: {1, -1, 0, 0}

Lineal a 45°: {1, 0, 1, 0}

Lineal a -45°: {1, 0, -1, 0}

Circular derecha: {1, 0, 0, 1}

Circular izquierda: {1, 0, 0, -1}

1.2.3.-Estados de Polarización en la esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es una representación geométrica simple y muy útil de los estados de polarización. Esta representación sirve además para identificar la evolución de la polarización de la luz cuando viaja a través de medios birrefringentes [2].

Cualquier estado de polarización representa un punto sobre la superficie de la esfera; los dos polos corresponden a las polarizaciones circular derecha (RCP) y circular izquierda (LCP), los puntos sobre el ecuador indican polarizaciones lineales (en la figura 5 se indican las polarizaciones horizontal (LHP) y vertical (LVP)) y todos los demás puntos en la esfera representan estados de polarización elípticos. Los cambios en la polarización de la luz durante su propagación a través de un

medio birrefringente se representan como una línea (trayectoria) sobre la superficie de la esfera de Poincaré. De esta manera, es posible conocer la evolución de los estados de polarización de la luz durante su propagación a través de medios birrefringentes.

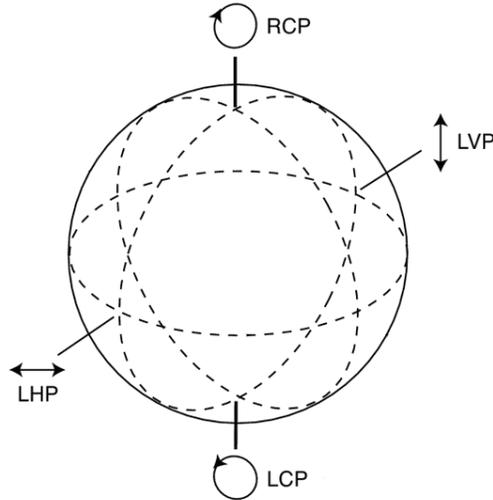


Fig. 5.- Representación de algunos estados de polarización sobre la esfera de Poincaré.

1.3- Fibras Ópticas

La fibra óptica es un filamento transparente y flexible generalmente fabricado a partir de un tipo de vidrio llamado sílice (SiO_2) que forma el núcleo de la misma y está cubierto con una estructura protectora que se denomina revestimiento. Esta sirve como una guía de onda para señales ópticas y basa su funcionamiento en el fenómeno de la reflexión total interna [5].

Para lograr el confinamiento de la onda óptica, se requiere que el índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica sea mayor que el del revestimiento. Esto se logra incorporando otros materiales en el núcleo durante el proceso de fabricación (típicamente germanio) y utilizando sílice puro para el revestimiento.

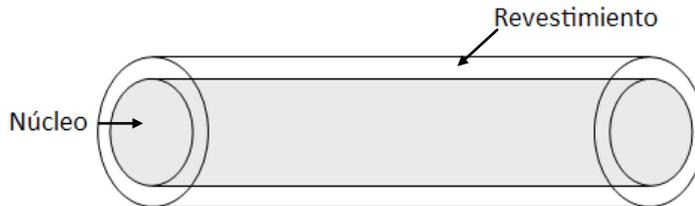


Fig. 6.-Esquema de una fibra óptica.

1.3.1.-Propagación de la luz en fibras ópticas

La luz viaja a diferente velocidad dependiendo del medio en el que se propague. Un parámetro importante relacionando con la velocidad a la que se propaga la luz en un material es el índice de refracción (n), que se define como [6]:

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (10)$$

Donde:

c_0 : Velocidad de la luz en el vacío.

c : Velocidad de la luz en el medio.

Cuando un haz de luz pasa de un medio con un cierto índice de refracción a otro distinto, el haz sufre un cambio en su trayectoria que depende de los índices de refracción de los medios. El haz de luz se aleja de la normal entre los medios si la luz pasa de un medio con mayor índice de refracción a otro de menor índice, y se acerca a ella si el índice del segundo medio es mayor, ver figura 7.

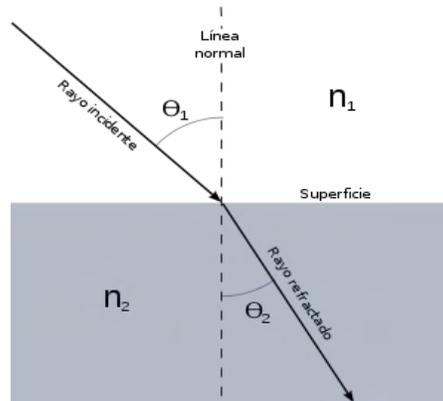


Fig. 7.-Refracción de la luz.

La ley de Snell describe este comportamiento de la luz y se expresa matemáticamente como:

$$n_1 \text{sen} \theta_1 = n_2 \text{sen} \theta_2 \quad (11)$$

El caso relevante para las fibras ópticas ocurre cuando la luz incide de un medio con un índice de refracción n_1 a otro con un índice n_2 . Si la diferencia entre índices es tal que $n_1 > n_2$, puede encontrarse un ángulo de incidencia conocido como ángulo crítico (θ_c) dado por:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (12)$$

Para este ángulo de incidencia, el haz refractado se desviará 90° de la normal, y para ángulos aún mayores, el haz incidente se reflejará totalmente en la frontera entre los dos medios, tal como se muestra esquemáticamente en la figura 8.

Este efecto se conoce como reflexión total interna y permite que la luz se confine y se pueda propagar en el medio con mayor índice de refracción [5].

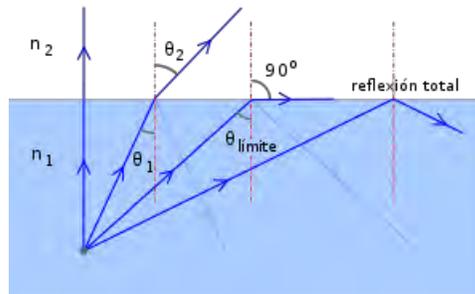


Fig. 8.-Descripción de la reflexión total interna.

1.3.2.-Birrefringencia y polarización en fibras ópticas

Cuando un haz de luz no polarizado entra a un medio anisotrópico¹, por lo general se divide en dos haces linealmente polarizados; uno de ellos se comporta de acuerdo a la ley de Snell y se llama rayo ordinario, mientras que el otro comúnmente no lo hace, y se denomina rayo extraordinario. Ambas ondas se propagan con diferente velocidad dentro del medio y dentro del material se caracterizan por diferentes índices de refracción. Dicho fenómeno es conocido como birrefringencia y es sumamente útil en dispositivos ópticos [2].

A lo largo de una dirección definida en material, la velocidad de los rayos ordinarios y extraordinarios es igual; esta dirección se conoce como eje óptico del material. En medios uniaxiales sólo hay un eje óptico y la birrefringencia se determina por la diferencia de los índices de refracción:

$$B = n_e - n_o \quad (13)$$

Donde:

n_e : Índice de refracción extraordinario.

n_o : Índice de refracción ordinario.

De manera general las fibras ópticas son birrefringentes, pues hay factores internos y externos que generan asimetrías en los índices de refracción del revestimiento y el núcleo [7]. Al igual que en cualquier otro material anisotrópico, es posible definir orientaciones preferenciales para los ejes birrefringentes, de tal manera que puede estimarse la birrefringencia nominal de una fibra óptica.

La birrefringencia genera efectos de polarización que pueden estudiarse mediante las ecuaciones que describen la propagación de luz en estas guías de onda.

¹ Es aquel medio en el que sus propiedades varían dependiendo de la dirección en que se evalúen.

Al propagarse dentro de una fibra óptica, la luz debe satisfacer en el núcleo y en el revestimiento la ecuación de Helmholtz para los campos eléctrico (**E**) y magnético (**H**) [8]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (14)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \mathbf{H} = 0 \quad (15)$$

Las soluciones de dichas ecuaciones para el núcleo y para el revestimiento de la fibra son dependientes, y están relacionadas por las condiciones de frontera en la interfase. Cada par de estas soluciones se conocen como modos de propagación de la fibra óptica, y cada uno posee una constante de propagación β asociada [8].

En las fibras monomodo se pueden propagar dos modos polarizados ortogonalmente con constantes de propagación β_x y β_y , denominados HE_{11}^x y HE_{11}^y donde es predominante la polarización en las direcciones x o y . Bajo condiciones ideales, las fibras ópticas no presentan birrefringencia, sin embargo en la práctica, los núcleos de las fibras no son perfectamente circulares dando como resultado que los dos modos tengan diferentes constantes de propagación ($\beta_x \neq \beta_y$) y la fibra sea birrefringente. Otros efectos que generan birrefringencia son la torsión, esfuerzos residuales o deformación de la fibra [2, 7].

1.4.- Láseres de fibra óptica

Un sistema láser es una fuente de luz que se caracteriza por su coherencia, direccionalidad y por ser un haz monocromático [9]. Existen diversos materiales que pueden incorporarse en las fibras ópticas para generar emisión láser. En particular, los láseres de fibra óptica dopada con erbio han sido muy populares en los últimos años debido a su potencial como fuentes láser en la ventana de los 1550 nm [10]. Esta es la ventana de transmisión de menos pérdidas en las fibras ópticas de sílice (SiO_2) y por ello son ampliamente utilizadas en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica.

Las partes principales que forman un láser son:

- Fuente de energía externa (bombeo)
- Medio activo (amplificador óptico)
- Resonador.

La fuente de bombeo es la encargada de proporcionar la energía al medio para que este pueda amplificar. Generalmente se utiliza otro láser para bombear energía y generar emisión de fotones en el medio activo [9]. El láser de bombeo a su vez puede ser de gas o mezcla de gases, de un elemento o compuesto de estado sólido, o bien un láser líquido.

En la práctica se utilizan diodos láser semiconductores como fuente de bombeo dando lugar a sistemas láser de fibra compactos. El principio para generar amplificación de luz en estos medios se explicará en el siguiente apartado de fibras láser.

El resonador óptico se encarga básicamente de retroalimentar la energía dentro del medio amplificando de esta manera la luz. Aunque hay varios tipos de resonadores, el más utilizado es el de Fabry - Perot, que en su forma más básica consta de un par de espejos paralelos, uno totalmente reflejante y el otro con transmisividad pequeña a través del cual se obtiene la salida del láser. La figura 9 muestra los componentes básicos de un láser.



Fig. 9.-Representación esquemática de un láser.

1.4.1.-Fibras especiales (fibras láser)

Mediante la incorporación de elementos de tierras raras en el núcleo de las fibras ópticas (en el caso de este trabajo erbio Er^{3+}) se puede lograr la amplificación de las señales ópticas mediante la emisión estimulada de fotones.

Este tipo de fibras se conocen como fibras ópticas láser y han encontrado muchas aplicaciones en las comunicaciones ópticas y en el desarrollo de sensores de diversos parámetros físicos y químicos [9]. La figura 10 muestra esquemáticamente los elementos que componen una fibra láser.

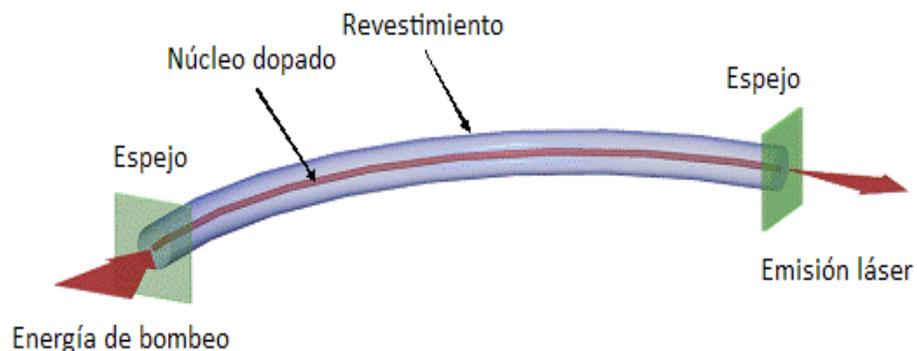


Fig. 10.-Esquema de un sistema láser de fibra.

Al interactuar con la energía de la fuente de bombeo (de determinada potencia y longitud de onda), los iones contenidos en el núcleo de la fibra son excitados a niveles de energía mediante un proceso que se conoce como absorción.

Posteriormente, los iones regresan a su estado de energía inferior, liberando un fotón; si esto ocurre repentinamente, se dice que la emisión del fotón es espontánea. Además, el fotón generado puede promover el decaimiento de los demás iones, produciéndose entonces emisión estimulada de fotones, cuyas frecuencias y fases coinciden con aquellas del fotón original [4, 10].

Todos estos procesos que se muestran esquemáticamente en la figura 11, pueden presentarse en las fibras ópticas láser, y estos permiten amplificar señales ópticas y por lo tanto generar emisión de luz láser.

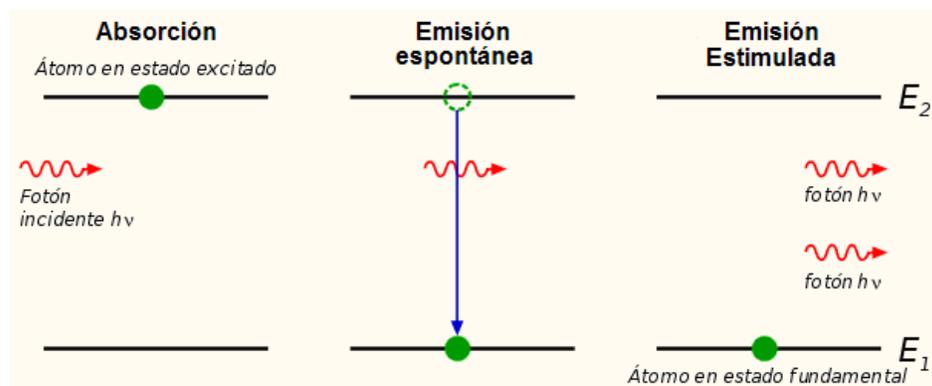


Fig. 11.-Representación esquemática de las transiciones importantes en un material láser (absorción, emisión espontánea, emisión estimulada).

1.4.2.-Componentes (resonadores, espejos, etc.)

Un resonador óptico confina y almacena la luz a las frecuencias de resonancia determinadas por su configuración geométrica. El resonador más simple es el de Fabry – Perot, que comprende dos espejos planos paralelos donde la luz es repetidamente reflejada entre ellos como se muestra en la figura 12 [4].

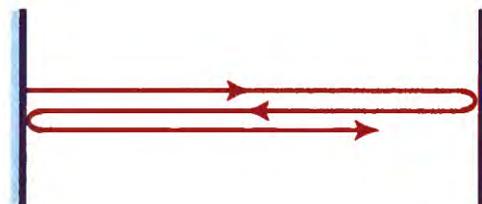


Fig. 12.-Resonador Fabry - Perot.

Otro tipo de resonadores ampliamente utilizado en el desarrollo de sistemas láser basados en fibra, es el resonador en anillo, donde la luz circula continuamente en trayectoria cerrada en una guía de onda (figura 13).

Los resonadores en anillo pueden implementarse con dispositivos de fibra óptica tales como acopladores y multiplexores por longitud de onda.

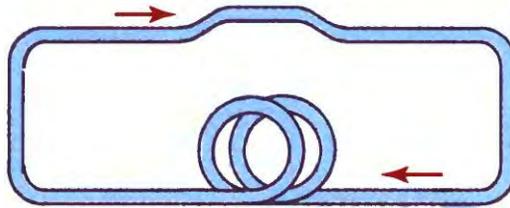


Fig. 13.-Resonador en anillo.

Los acopladores de fibra óptica son dispositivos que permiten incorporar en una sola fibra señales que tienen la misma longitud de onda y que se propagan en fibras diferentes; de la misma manera pueden utilizarse para separar en dos fibras ópticas la señal proveniente de una sola.

Los acopladores más utilizados se fabrican con procesos diseñados para fusionar dos fibras ópticas mediante calentamiento y jalado, controlados por computadora; la idea básica de este método es fusionar las fibras de tal manera que los núcleos de ambas queden unidos en una pequeña zona. Las características geométricas de esta sección, conocida como región de acoplamiento, determinan la cantidad de luz que se acopla de una fibra a otra y pueden ajustarse durante el proceso de fabricación del dispositivo [9].

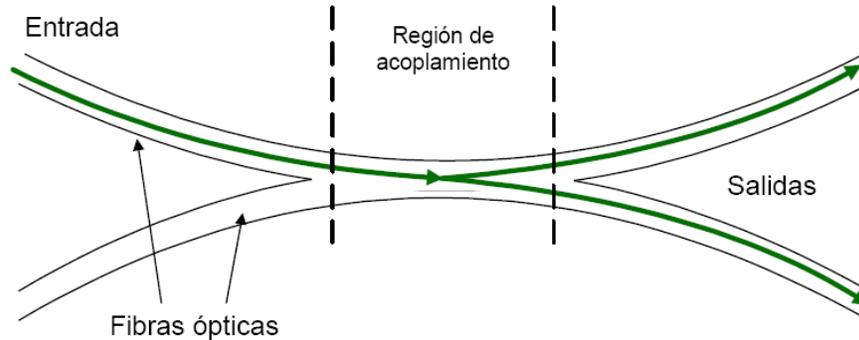


Fig. 14.-Acoplador de fibra óptica.

1.4.3.-Sistemas láser de fibra (generalidades y características)

El láser de fibra óptica se ha posicionado como uno de los dispositivos ópticos con mayores campos de aplicación. Algunas de las ventajas que se le pueden atribuir pueden ser su tamaño compacto, alta concentración de potencia del haz de salida cuando es colimado, alta eficiencia, buena calidad del haz de acuerdo a su coherencia temporal y espacial tanto como de su intensidad, entre otras.

El que el láser se pueda construir en un sólo encapsulado completamente de fibra, con la luz confinada dentro del núcleo de la guía de onda, lo provee de inmunidad con respecto a los cambios de temperatura u otras variaciones ambientales utilizando un empaquetado adecuado.

Por esta razón este tipo de configuraciones láser han encontrado diversas áreas de aplicación en campos como la industria, medicina, etc.

Los láseres de fibra óptica son altamente versátiles, y pueden escalar en potencia y también trabajar con distintos modos de operación. Algunos de estos son: una sola frecuencia, fuente de banda ancha, modo pulsado, modo continuo, sintonizable, longitudes de onda múltiples, etc. [11].

Funcionamiento

En la Fig. 15 se muestra el esquema típico de un láser de fibra óptica en anillo. La señal proveniente de un diodo láser (DL), cuya potencia de salida es proporcional a la corriente que se le suministra, se utiliza para bombear la fibra dopada con erbio mediante un multiplexor por longitud de onda (WDM); después se dispone de un controlador de polarización que puede emplearse para fijar la polarización en el resonador en un determinado estado.

Se emplea también un aislador óptico para evitar que las reflexiones que viajan en sentido de contrapropagación provoquen efectos como incremento del ruido o la desestabilización del láser. La salida del sistema láser se obtiene utilizando un acoplador.

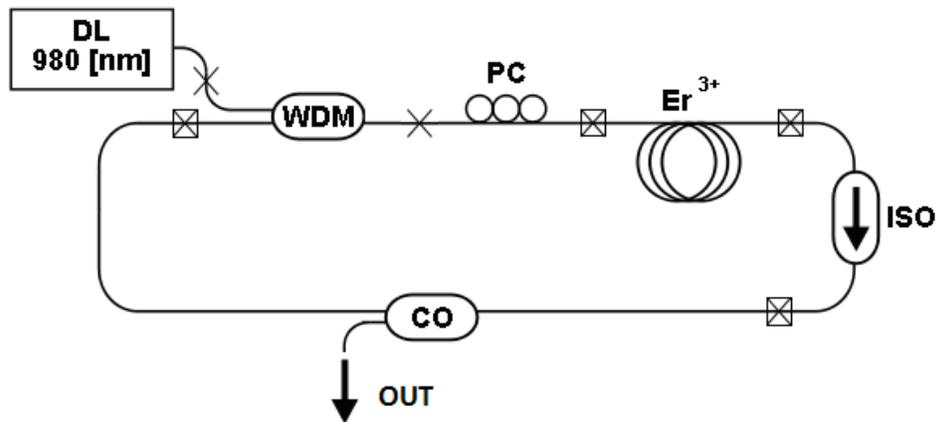


Fig. 15.- Esquema de un láser de fibra óptica en anillo.

Donde:

- DL: Diodo láser.
- WDM: Multiplexor por longitud de onda.
- PC: Controlador de polarización.
- Er³⁺: Fibra dopada con Erblio.
- ISO: Aislador.
- CO: Acoplador.
- OUT: Salida del láser.

1.4.4.-Polarización en láseres de fibra óptica

Un láser opera únicamente a las frecuencias de resonancia determinadas por el resonador óptico, en el caso de un resonador Fabry – Perot esto ocurre sólo para aquellas longitudes de onda para las cuales un múltiplo entero de media longitud de onda encaja dentro de la cavidad mientras que en un anillo, resonará cuando la fase de la señal después de recorrer el anillo sea múltiplo de 2π .

La longitud de ida y vuelta en un láser convencional con un resonador de Fabry – Perot es equivalente a la longitud de un viaje completo a través de la cavidad en un láser de anillo, estos posibles múltiplos enteros son los llamados modos longitudinales de la cavidad [12].

Dentro de la cavidad puede haber un número infinito de modos longitudinales, sin embargo, sólo un número finito encajará dentro del perfil de ganancia del medio activo. Además de los modos longitudinales que se encuentran dentro del perfil de ganancia, sólo algunos de ellos tendrán la magnitud suficiente para igualar o superar las pérdidas de la cavidad (umbral del láser) y ser emitidos en la salida del láser, tal como se muestra esquemáticamente en la figura 16.

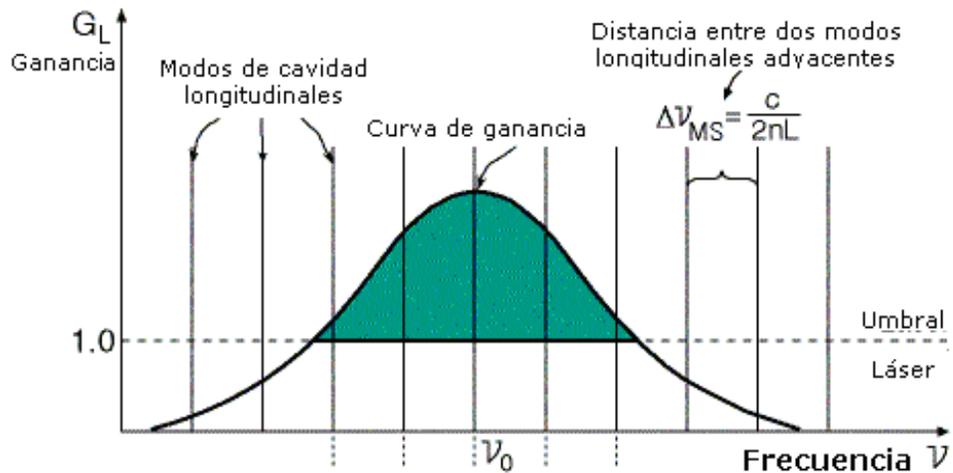


Fig. 16.-Curva de Ganancia de un láser.

Por otro lado, la polarización del haz generado dependerá de la polarización de la fuente de bombeo y de la ganancia dentro del resonador, ya que los modos que tengan dicha polarización alcanzarán primero el umbral de emisión láser [13]. La figura 17 muestra el espectro de emisión de un láser de fibra óptica.

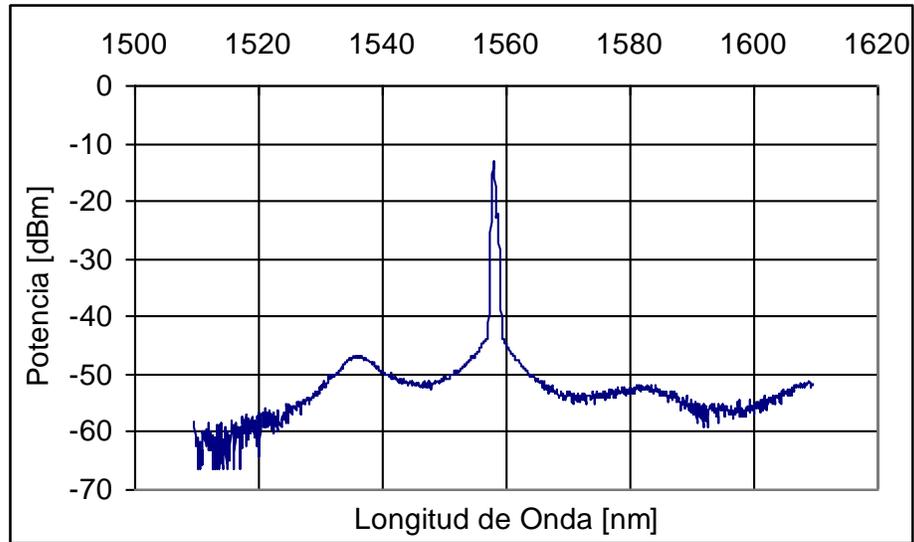


Fig. 17.-Espectro de un láser de fibra óptica.

En láseres de fibra óptica, el resonador puede propagar dos modos de polarización. Debido a la birrefringencia de la fibra, cada modo de polarización experimenta diferentes cambios de fase después de cada recorrido en el resonador. Las frecuencias de resonancia de los dos modos de polarización son por lo tanto distintas, lo que significa que un modo longitudinal se divide en 2 modos de polarización. Además, la competencia entre estos dos modos induce inestabilidad en la polarización [14].

De manera general, las fibras láser con resonadores Fabry - Perot pueden emitir luz láser en dos polarizaciones ortogonales en forma simultánea y con frecuencias diferentes debido a la birrefringencia del resonador. Por otro lado, en la configuración en anillo, además de la birrefringencia de la fibra influyen los efectos de la birrefringencia y la anisotropía de acoplamiento de polarización de los acopladores utilizados en el anillo [15].

1.5.- Sensores con fibras laser

La tecnología y las aplicaciones de la fibra óptica han avanzado rápidamente en los últimos años. Durante este proceso, diferentes investigaciones que se enfocaron en el diseño de nuevos tipos de fibras dieron como resultado la idea de utilizar la fibra óptica en sistemas de sensores [16].

Las ventajas más reconocidas de los sensores de fibra óptica son su gran ancho de banda, su inmunidad a la interferencia electromagnética puesto que la fibra es un material dieléctrico, además de su ligereza y flexibilidad. También se caracterizan por una alta sensibilidad en comparación con otros tipos de sensores y además algunas fibras especialmente diseñadas pueden soportar altas temperaturas y ambientes hostiles [16].

Por otro lado, el desarrollo de las fibras láser abrió la posibilidad de fabricar fuentes de luz compactas impulsando aún más el desarrollo de este tipo de sensores [9], creando así los sensores de fibra láser donde ésta funge como la fuente óptica del sensor [17].

1.5.1.-Principios de operación

Dado que la luz se caracteriza por su amplitud (intensidad), fase, frecuencia y polarización, el cambio de uno o más de estos parámetros en un sensor óptico pueden ser utilizados para detectar y cuantificar la variable física a medir. La utilidad del sensor depende entonces de la magnitud de este cambio y de la capacidad para medirla de manera confiable y precisa [16].

Hay varios tipos de sensores láser y una forma de clasificarlos es precisamente dependiendo del tipo de modulación que presenta la radiación óptica del sensor [17, 18]:

- Amplitud o Intensidad modulada: en donde la variable a medir, modifica la intensidad óptica que transmite la fibra.
- Fase o Sensores interferométricos: en los cuales el mesurando causa una modulación en fase de la radiación luminosa.
- Sensores Polarimétricos: donde el parámetro físico a medir, modula la polarización de la luz.
- Sensores Espectroscópicos: en los cuales la variable modula el espectro de la radiación óptica emitida.

Los sensores con fibra láser son muy variados y como puede verse presentan distintos principios de operación dependiendo su tipo, dando la posibilidad de medir muchas variables físicas como: temperatura, deformaciones, corriente eléctrica, presión, birrefringencia y también pueden servir como sensores químicos, sensores biológicos, etc. [9].

1.5.2.-Medición de birrefringencia con fibras láser.

Las propiedades de polarización de las fibras láser se deben esencialmente a la birrefringencia intrínseca de las fibras ópticas y demás dispositivos en el caso de encontrarse dentro de resonadores [15]. Dado que la birrefringencia del resonador de fibra óptica determina las características de polarización del láser, cualquier cambio en la birrefringencia de éste se manifestará como un cambio en la polarización del haz de luz emitido por el sistema. En este trabajo se investiga el uso de un sensor de fibra láser para medir birrefringencia foto inducida en dispositivos de fibra óptica.

El esquema propuesto se ilustra en la figura 18 y su funcionamiento básico se describió anteriormente. La fibra láser utilizada mantiene la polarización y mediante los controladores es posible fijar dicho estado, de tal manera que cualquier perturbación que modifique la birrefringencia de la fibra podrá ser fácilmente cuantificada al detectarse un cambio en la polarización del láser.

Existen diversos métodos para cuantificar dicho cambio, como el abatimiento de frecuencias [15] o mapeando los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré [19]. En este trabajo se utilizará la esfera de Poincaré para cuantificar la birrefringencia inducida en los dispositivos bajo prueba (DUT).

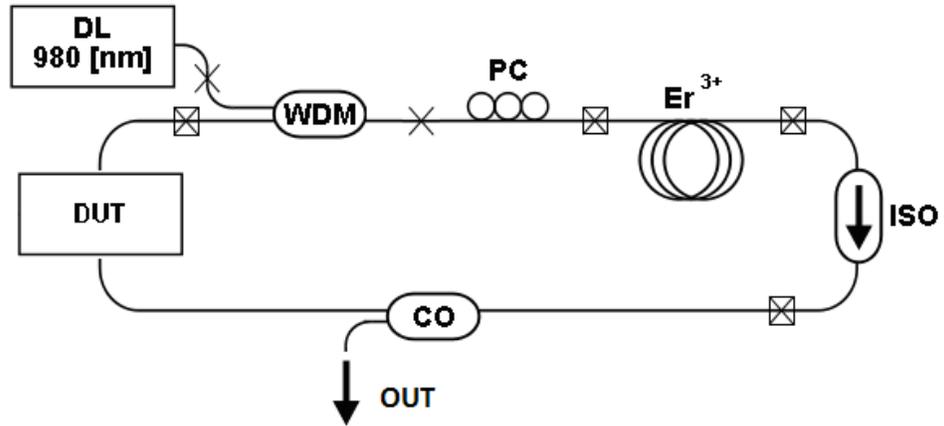


Fig. 18.-Láser de fibra óptica en anillo con un elemento birrefringente en su interior (DUT: Dispositivo Bajo Prueba).

Capítulo 2.- SISTEMA LÁSER DE FIBRA PARA MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA

2.1.- Dispositivos con birrefringencia inducida (generalidades)

Existen materiales que en condiciones normales son isótropos pero, cuando son perturbados por determinados agentes externos (fuerzas, campos eléctricos o magnéticos, etc.) adquieren un cierto grado de anisotropía y alteran el estado de polarización de la luz. También ocurre que materiales que son anisótropos en condiciones normales modifican su grado de anisotropía en presencia de dichos agentes externos; se dice entonces que estos efectos ópticos son inducidos [20]. Los efectos inducidos más importantes son:

Fotoelasticidad

Se trata de un cambio en el índice de refracción debido a tensiones mecánicas en materiales transparentes que son isótropos en condiciones normales. Algunos de estos materiales son el vidrio, el metacrilato, el poliéster, etc. La birrefringencia inducida por un esfuerzo mecánico depende generalmente de la longitud de onda, tiene una magnitud cuyo signo indica el sentido del esfuerzo y que está relacionada directamente con el módulo del esfuerzo, además de un eje óptico según la dirección principal del esfuerzo.

Efecto Magneto-óptico de Faraday

Consiste en la rotación del plano de polarización que experimenta la luz cuando atraviesa un medio dieléctrico al que se está aplicando un campo magnético fuerte en la dirección de propagación de la luz; el ángulo girado es independiente del estado de polarización inicial de la luz y es proporcional al módulo de la inducción del campo magnético y a la distancia que la luz recorre en el medio. El sentido del giro está determinado por el del campo magnético aplicado, no por el de la dirección de propagación de la luz.

Efecto Kerr

Se trata de un cambio inducido en materiales normalmente isótropos mediante la aplicación de un campo eléctrico transversal muy intenso. La birrefringencia generada con este efecto tiene su eje óptico alineado con la dirección del campo eléctrico y su magnitud depende de la longitud de onda y del campo eléctrico aplicado.

Efecto Pockels

Es un tipo de cambio en índice inducido en ciertos cristales, que ya son birrefringentes en condiciones normales, mediante un campo eléctrico en general mucho menor que el necesario para provocar el efecto Kerr. Este campo eléctrico puede ser aplicado tanto en dirección longitudinal como transversal. La birrefringencia inducida por este tipo de efecto es proporcional al campo eléctrico que, a su vez, es proporcional a la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos y depende de las propiedades cristalinas del material y de la orientación del cristal con respecto del campo eléctrico y de la dirección de propagación de la luz.

La importancia de los efectos aquí descritos radica en las numerosas aplicaciones tecnológicas que con ellos se pueden realizar; utilizando los distintos principios se pueden elaborar por ejemplo, moduladores de amplitud, de fase, rotadores de polarización, ciertos tipos de aisladores ópticos, controladores de polarización o sensores polarimétricos, entre otros.

En el presente trabajo se utiliza un tipo de polímero que presenta el fenómeno de la birrefringencia foto – inducida. Este material se utilizó para recubrir dispositivos de fibra óptica (acopladores y fibras adelgazadas) y con esto se construyeron rotadores de polarización controlados por luz [21]. En este capítulo se describen los experimentos realizados y la metodología para cuantificar la birrefringencia inducida en los dispositivos fabricados.

2.2.-Arreglo experimental

El arreglo experimental que se implementó para medir birrefringencia foto-inducida en dispositivos de fibra óptica es un láser de fibra en configuración en anillo (figura 19). El láser utiliza como fuente de bombeo un diodo láser a 975 nm y cuya potencia es proporcional a la corriente que se le suministra; la potencia máxima generada con este diodo láser es de 330 mW.

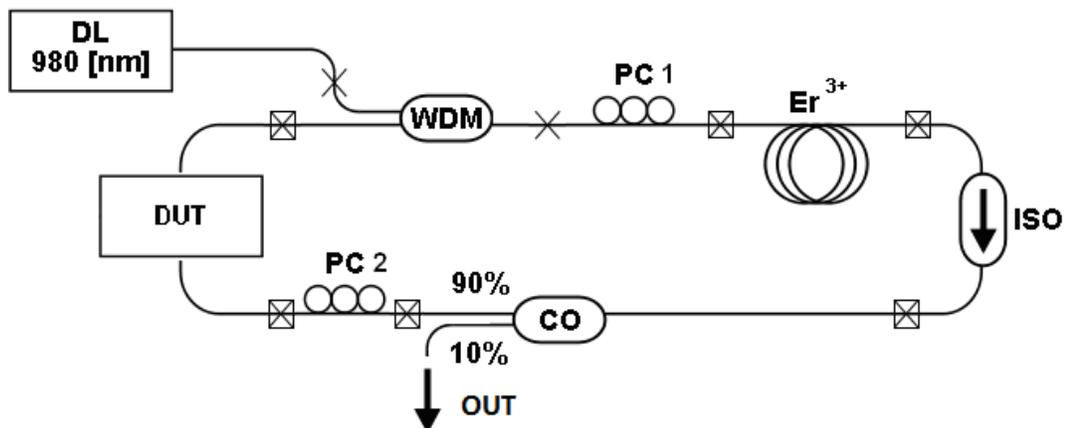


Figura 19.- Diagrama esquemático del arreglo experimental utilizado para medir birrefringencia foto-inducida.

El diagrama del arreglo experimental muestra:

- DL: Diodo láser.
- PC: Controlador de polarización.
- WDM: Multiplexor por longitud de onda.
- Er³⁺: Fibra dopada con Erblio de alta birrefringencia.
- ISO: Aislador.
- CO: Acoplador.
- OUT: Salida del láser de fibra.
- DUT: Dispositivo bajo prueba.

El láser de fibra implementado se caracterizó registrando la distribución espectral de energía y la potencia de salida en función de la corriente de bombeo. De esta última característica se obtuvo el umbral del láser de fibra que corresponde a un valor de corriente de alimentación del diodo láser de aproximadamente 130 mA. Esto equivale a una potencia de bombeo de 36 mW, de acuerdo a las curvas características del diodo láser que pueden ser consultadas en la referencia [22].

El umbral del láser de fibra varía dependiendo de cada experimento, pues las pérdidas de inserción de cada dispositivo bajo prueba (DUT) son diferentes. Todos los experimentos que se realizaron se llevaron a cabo operando con potencias de bombeo muy superiores a la potencia de umbral. Esto evita posibles errores experimentales debidos al ruido que se genera en el láser cuando este opera cerca del umbral.

Las características espectrales del láser se registraron utilizando un analizador de espectros óptico (OSA) marca Agilent, modelo 86140B. Para todos los experimentos, se utilizó una resolución espectral de 0.1 nm y una sensibilidad de -60 dBm para adquirir los espectros ópticos. Un espectro típico de emisión del láser de fibra en anillo se muestra en la figura 20.

Como se verá más adelante, el espectro de emisión varía en función del estado de polarización de la luz circulando dentro del anillo. Esto es característico de este tipo de sistemas láser, pues la polarización de la luz emitida varía con la birrefringencia dentro del anillo, y esto a su vez genera cambios en la longitud de onda de emisión [15]. El espectro de emisión de la fibra láser varía también dependiendo del DUT incorporado en el anillo, pues de igual manera, cada dispositivo tiene características birrefringentes diferentes.

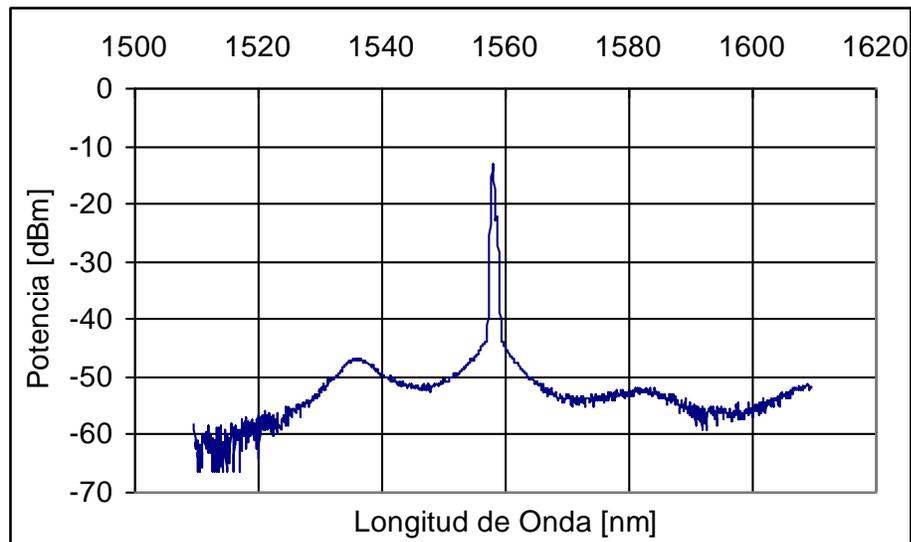


Figura 20.-Espectro típico de la emisión del láser de fibra.

La polarización del láser se puede ajustar mediante los controladores de polarización y es muy sensible a perturbaciones en las fibras utilizadas dentro y a la salida del anillo. Por esta razón se intentó fijar de la mejor manera posible todas las fibras ópticas utilizadas en el arreglo a la mesa de trabajo.

Para realizar el análisis de los estados de polarización se utilizó un analizador/sintetizador de polarización de la marca General Photonics modelo PSY – 101. Este instrumento representa de manera gráfica los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré y simultáneamente proporciona los parámetros de Stokes.

La figura 21 muestra como se modifica el estado de polarización (SOP) de la emisión láser al ajustar los controladores de polarización (PC1, PC2) dentro del anillo. Los cambios en el SOP se registran como trayectorias sobre la esfera de Poincaré, y puede apreciarse además que hay polarizaciones más estables que otras. Estas generan siempre una trayectoria mejor definida sobre la esfera.

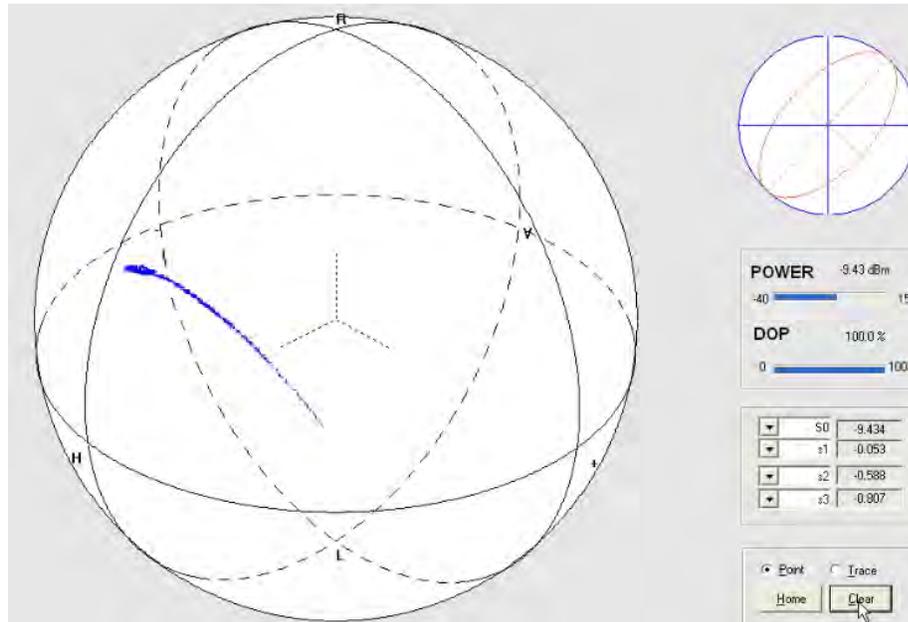


Figura 21.-Cambio de la polarización debida al ajuste de los controladores de polarización.

De manera general, la idea básica para medir birrefringencia con este arreglo consiste en que dado que la birrefringencia del resonador de fibra óptica determina las características de polarización del láser, cualquier cambio en la birrefringencia se manifestará como un cambio en la polarización del haz de luz emitido por el sistema; si se conoce el estado de polarización inicial y el cambio en la polarización del láser, es posible entonces determinar la birrefringencia generada dentro del resonador óptico.

2.3.-Metodología

La metodología general que se siguió para cuantificar la birrefringencia consta de los siguientes pasos:

- 1) Se enciende la fuente láser, después se ajusta el estado de polarización dentro del láser de fibra mediante los controladores de polarización. Se trata de iniciar con un SOP estable que se fija con ayuda del PSY-101 eligiendo arbitrariamente la polarización inicial.

2) Se genera un cambio en birrefringencia en el DUT y se observa en la esfera de Poincaré la trayectoria generada por el cambio en el SOP registrado inicialmente. El punto de máximo desplazamiento será el estado final de polarización.

3) A partir del formalismo matricial de Jones, que relaciona los estados de polarización de la luz al atravesar un dispositivo óptico, se puede cuantificar la birrefringencia.

Para evaluar la birrefringencia inducida en el DUT, se parte de la siguiente expresión:

$$E_{out} = M_{DUT} \cdot E_{in} \quad (16)$$

Donde:

$E_{in, out}$: Estado de Polarización de Entrada y Salida

M_{DUT} : Matriz del dispositivo a caracterizar

La manera más general de representar el DUT es como una placa retardadora elíptica, y cuya matriz de Jones es:

$$M_{mues} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\delta}{2} \pm i \operatorname{sen}\frac{\delta}{2} \cos 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha & \operatorname{sen}\frac{\delta}{2} (\operatorname{sen} 2\varepsilon + i \cos 2\varepsilon \cdot \operatorname{sen} 2\alpha) \\ -\operatorname{sen}\frac{\delta}{2} (\operatorname{sen} 2\varepsilon - i \cos 2\varepsilon \cdot \operatorname{sen} 2\alpha) & \cos\frac{\delta}{2} - i \operatorname{sen}\frac{\delta}{2} \cos 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha \end{pmatrix} \quad (17)$$

Donde ε es el ángulo de elipticidad de la anisotropía del elemento, δ es el ángulo de retardo entre los modos de polarización y α es el ángulo del eje rápido de la muestra [23]. Suponiendo un estado de polarización lineal de entrada, el vector de Jones es (ver Tabla 1):

$$E_{in} = \begin{bmatrix} \cos\varphi \\ \operatorname{sen}\varphi \end{bmatrix} \quad (18)$$

Siendo φ el ángulo azimutal.

El estado de polarización de salida de acuerdo a la expresión 16 es entonces:

$$E_{out} = \begin{bmatrix} \left(\cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i \operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha \right) \cos\varphi + \operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) (\operatorname{sen} 2\varepsilon + i \cos 2\varepsilon \cdot \operatorname{sen} 2\alpha) \operatorname{sen}\varphi \\ -\operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) (\operatorname{sen} 2\varepsilon - i \cos 2\varepsilon \cdot \operatorname{sen} 2\alpha) \cos\varphi + \left(\cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i \operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha \right) \operatorname{sen}\varphi \end{bmatrix} \quad (19)$$

Para simplificar un poco las expresiones, podemos también considerar una polarización lineal horizontal a la entrada del DUT, esto es $\varphi=0$. De esta manera las coordenadas del vector de Jones del SOP a la salida del dispositivo están dadas por las siguientes expresiones:

$$x_2 = \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i \cdot \operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) \quad (20)$$

$$y_2 = -\operatorname{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) (\operatorname{sen}(2\varepsilon) - i \cdot \cos(2\varepsilon) \operatorname{sen}(2\alpha)) \quad (21)$$

Despejando el retardo de estas expresiones se obtiene:

$$\delta = 2 \cos^{-1} \left[x_2 + \frac{y_2 \cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) \cdot i}{\operatorname{sen}(2\varepsilon) - i \cdot \cos(2\varepsilon) \operatorname{sen}(2\alpha)} \right] \quad (22)$$

A partir de la expresión 22, se pueden obtener graficas del retardo en función de α y ε . Nótese que la expresión anterior requiere únicamente de los valores reales en el argumento de la función cosenoidal. Estos pueden obtenerse a partir de las gráficas del retardo, o bien, mediante manipulación algebraica conociendo los valores de las coordenadas x_2 e y_2 . A su vez, las coordenadas pueden obtenerse de las componentes de los vectores de Stokes registrados por el PSY-101, mediante una transformación simple de vectores de Stokes a vectores de Jones.

Una vez que se obtiene el retardo de una trayectoria sobre la esfera de Poincaré, puede utilizarse la relación entre la birrefringencia (Δn) con el retardo (δ), la longitud de onda (λ) y la longitud del DUT (l) para obtener:

$$\Delta n = \frac{\lambda \cdot \delta}{2\pi \cdot l} \quad (23)$$

De esta manera, puede cuantificarse la birrefringencia inducida en el dispositivo conociendo los SOP's inicial y final, la longitud de onda de operación y la longitud del DUT. El caso más general, cuando la polarización del estado inicial no sea lineal, se puede obtener el retardo mediante la trayectoria generada sobre la esfera de Poincaré [27]. En este caso, el cálculo se basa en que si se conocen los estados de polarización inicial y final, el retardo generado se puede modelar como si hubiese sido generado por un retardador elíptico.

A partir de la trayectoria descrita por los estados de polarización como muestra la figura 22, es posible conocer la longitud de arco de la trayectoria descrita mediante la expresión:

$$l_{\text{arco}} = r \cdot \text{Ang} \quad (24)$$

Donde:

r : radio de la esfera (en este caso unitario).

Ang : es el ángulo que existe entre el punto inicial y final en la superficie de la esfera.

Los parámetros de Stokes que nos proporciona el analizador de polarización corresponden a las coordenadas del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré, de tal forma que si se designa como A y B a los vectores de posición asociados a los puntos de polarización inicial y final, respectivamente, la longitud de arco de la curva que tienes como extremos dichos puntos se puede calcular utilizando el producto escalar, esto es:

$$\cos\delta = \frac{A \cdot B}{|A| \cdot |B|} \quad (25)$$

El retardo finalmente se puede obtener a partir de la expresión:

$$\delta = \cos^{-1}\left(\frac{A \cdot B}{|A| \cdot |B|}\right) \quad (26)$$

Al igual que en el caso anterior, la birrefringencia puede calcularse a partir de la ecuación 23.

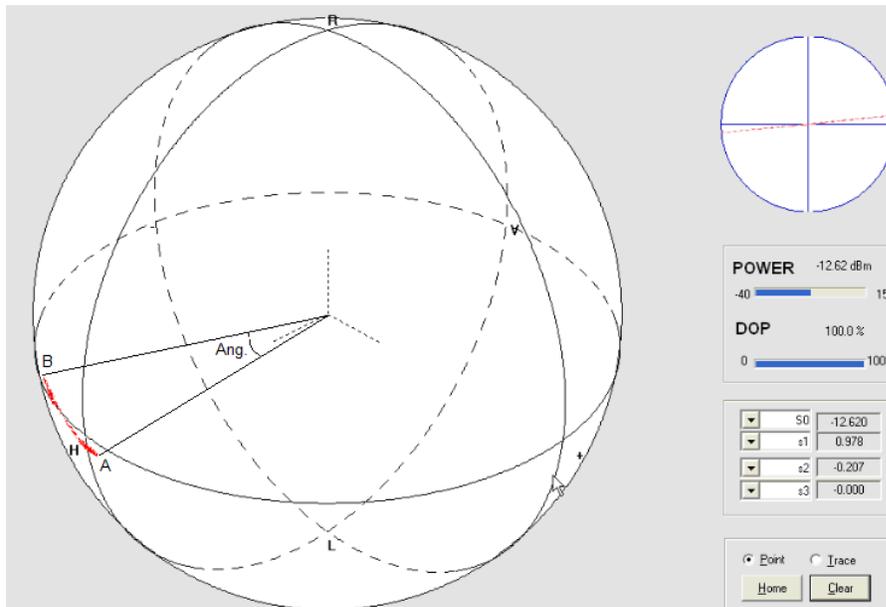


Figura- 22.- Trayectoria descrita por los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré.

2.4.-Modelado matricial del sistema

El efecto de un elemento óptico birrefringente sobre la luz puede describirse utilizando el formalismo de Jones, a través de un operador lineal que actúa sobre el vector de campo eléctrico de la onda como muestra la ecuación 16 [4]. Dentro del sistema láser empleado se utiliza fibra que mantiene la polarización, de manera que los cambios en esta serán teóricamente ocasionados por efectos inducidos sobre el dispositivo bajo prueba. Dicho elemento se puede representar de manera general, como un retardador elíptico[†] cuya matriz de Jones está dada por la expresión 17.

[†] Ver capítulo 2.5.

La representación en términos de matrices de Jones y el cálculo de la birrefringencia con base en el arco de la trayectoria descrita por los cambios en los SOP del láser, permiten evaluar la birrefringencia inducida en el DUT de manera simple. Esto es porque la única contribución a los cambios en la polarización del láser proviene de la birrefringencia que se induce en el DUT. De esta forma, es posible evaluar birrefringencia inducida en dispositivos mediante cualquier efecto como los mencionados al inicio del capítulo.

2.5.- Respuesta del láser a cambios en la polarización

Los iones de tierras raras como el Erblio en un material cristalino, no absorben o emiten isotrópicamente; cada ión tiene una orientación espacial, y en un medio amorfo como el sílice, los iones están orientados al azar. En fibras ópticas dopadas con tierras raras en las que se utiliza un láser de bombeo con luz linealmente polarizada, los iones que se encuentran orientados de manera paralela a la polarización del láser de bombeo absorben más eficientemente que aquellos orientados en dirección perpendicular.

Consecuentemente, la ganancia de la fibra láser es mayor para una señal polarizada en dirección paralela a la señal de bombeo, y la diferencia en la ganancia depende en gran medida del grado de anisotropía de la fibra láser [25].

El amplio perfil de ganancia de las fibras dopadas con erbio permite que un gran número de modos longitudinales sean amplificados y coexistan dentro de la cavidad del láser. Todos estos modos están además acoplados a través de la distribución de la ganancia; es por ello que los láseres de fibra usualmente operan en un régimen multimodo [26].

Al ajustar los controladores de polarización se modifica la birrefringencia en una porción del resonador y dado que distintos estados de polarización dentro del resonador láser favorecen la emisión de diferentes longitudes de onda, se modifica el espectro de salida. La figura 23 muestra distintos espectros de emisión del láser para tres posiciones del controlador de polarización.

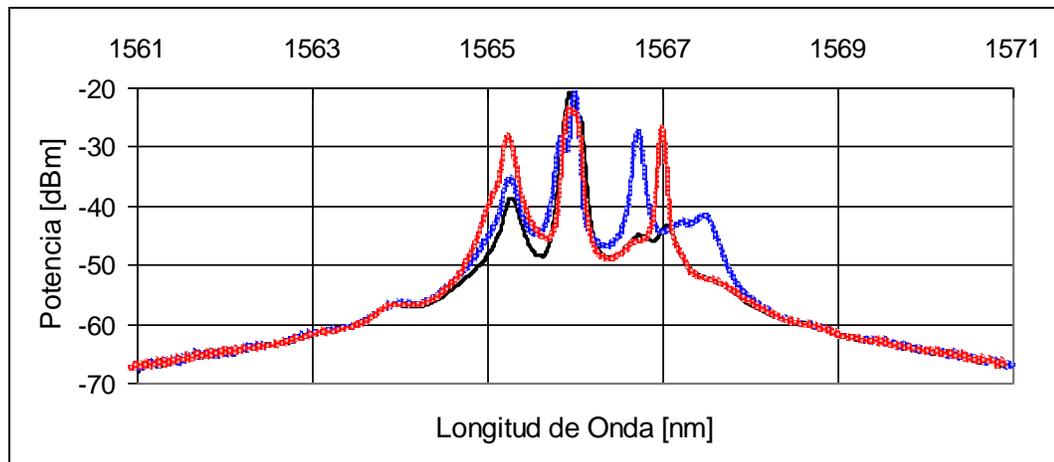


Figura 23.- Obtención de distintos espectros de salida del láser utilizando el controlador de polarización.

2.6.- Cambios de Polarización sobre la Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré constituye un modelo adecuado para la representación de estados de polarización de la luz, así como para la acción de distintos elementos ópticos sobre la luz polarizada. Cada posible estado de polarización está representado por un punto en la esfera con coordenadas 2ψ y 2χ . El convenio establecido para fijar los ejes de referencia y el sentido de los ángulos es el que se indica en la figura 24.

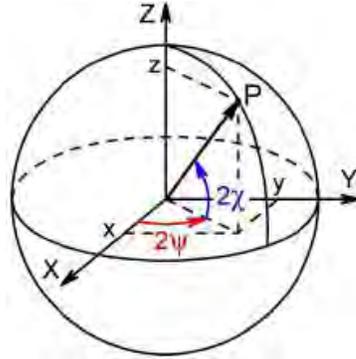


Figura 24.- Coordenadas en la esfera de Poincaré.

Cada punto de la esfera de Poincaré queda determinado por el radio y por las dos coordenadas angulares esféricas mostradas en la figura 24. De tal manera que las coordenadas cartesianas x, y, z de un estado de polarización sobre la esfera están dadas por las siguientes expresiones [27]:

$$\begin{aligned} x &= r \cos 2\psi \cos 2\chi \\ y &= r \sin 2\psi \cos 2\chi \\ z &= r \sin 2\chi \end{aligned} \quad (27)$$

Para representar el estado de polarización de la luz en la esfera de Poincaré mediante los parámetros de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3), los tres últimos elementos se toman como las coordenadas cartesianas; mientras que S_0 representa el radio de la esfera; generalmente (así como en este trabajo) se utiliza una esfera unitaria.

Se sabe que el efecto que produce un medio birrefringente sobre la polarización de la luz que se propaga en él, es introducir un determinado retardo óptico [28]. Este cambia el estado de polarización, tal como lo muestra la figura 25 donde se aprecia como la polarización pasa de un estado a otro, de tal forma que los estados intermedios por los que pasa describen una trayectoria sobre la esfera que esta relacionada con la birrefringencia de la muestra.

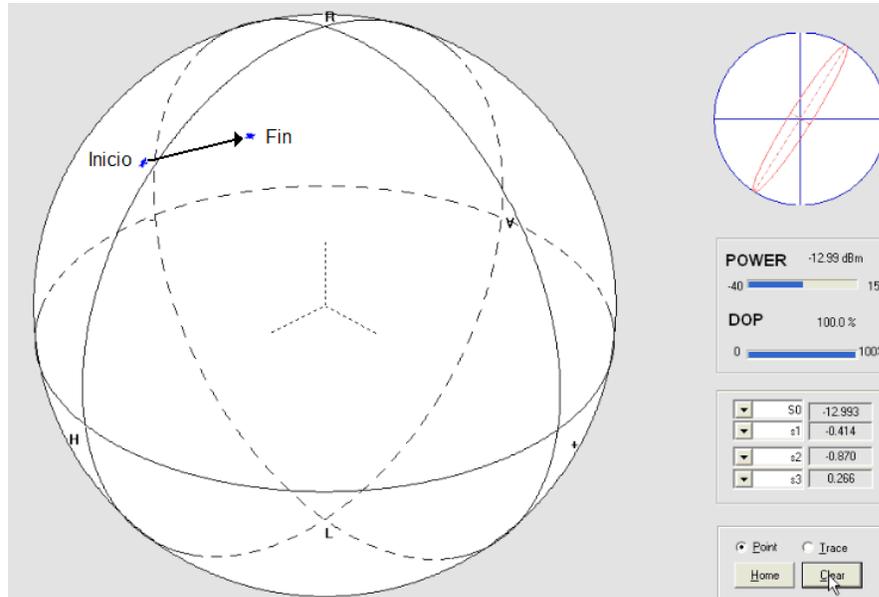


Figura 25.- Cambio del estado de polarización de la luz representado en la esfera de Poincaré.

Dependiendo del tipo de retardo que se introduzca será el cambio en el estado de polarización, es así que se habla de retardadores lineales, circulares o elípticos.

Retardador Lineal

La luz al propagarse por un retardador lineal, describe sobre la esfera de Poincaré las trayectorias mostradas en la figura 26, donde la posición de cada curva corresponde a un valor distinto del ángulo azimutal de los estados iniciales de polarización.

En todas las curvas mostradas, se observa que las trayectorias circulares están centradas alrededor del mismo eje de simetría, una línea recta que interseca a la esfera de Poincaré en los puntos que corresponden a los eigenmodos del retardador. Para un retardador lineal, los eigenmodos se sitúan sobre el ecuador.

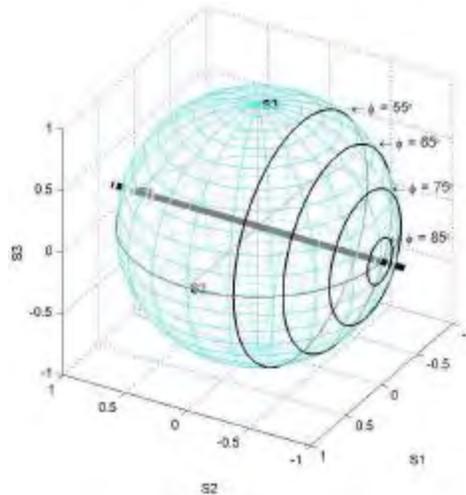


Figura 26.- Trayectorias descritas por el estado de polarización de la luz al propagarse por un retardador lineal.

Retardador Circular

Para un retardador circular y una señal de entrada linealmente polarizada, la trayectoria descrita sobre la esfera corresponde a la mostrada por la figura 27, donde el ángulo azimutal de la polarización inicial no interviene y el eje de simetría de la curva cruza los polos de la esfera que corresponden a los estados de polarización circulares.

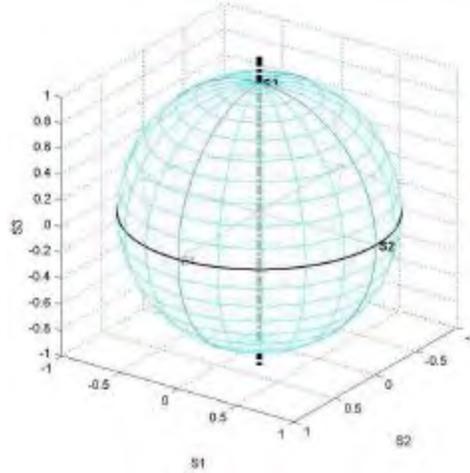


Figura 27 - Trayectoria que la luz linealmente polarizada describe al propagarse por un retardador circular.

Retardador Elíptico

Las trayectorias descritas por la polarización de la luz inicialmente polarizada linealmente varían dependiendo del ángulo azimutal de ésta, pero todas presentan un eje de simetría que intersecta a la esfera en dos puntos que corresponden a polarizaciones elípticas; tal como se muestra en la figura 28.

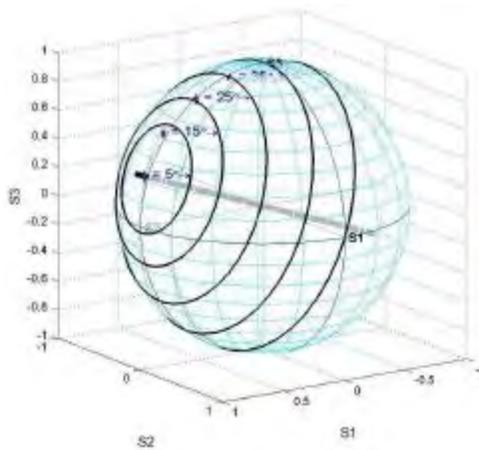


Figura 28.- Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada que se propaga por un retardador elíptico.

En el presente trabajo, la mayor parte de las trayectorias corresponden a retardadores elípticos como es el caso de la figura 22, lo que comprueba la suposición inicial. En el siguiente capítulo se mostrarán resultados experimentales de las trayectorias descritas por la birrefringencia inducida en dispositivos de fibra óptica.

En particular, se mostrará la factibilidad de cuantificar la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales aplicados a fibras ópticas convencionales. Asimismo, se evaluará la birrefringencia foto-inducida en dispositivos de fibra con recubrimientos azopoliméricos.

Capítulo 3.- MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS ÓPTICAS.

En este capítulo se muestran resultados de la medición de birrefringencia inducida en una fibra óptica monomodo estándar (SMF – 28). El objetivo de realizar estas pruebas fue evaluar el desempeño del sistema de fibra láser para medir birrefringencia, a modo de obtener una metodología para calibrar el sistema. En particular, la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales (mediante el efecto foto elástico que se explicó en el capítulo anterior) provee de una manera sencilla de probar la metodología antes descrita. El deformar ligeramente la fibra óptica mediante esfuerzos laterales es una forma bastante simple de inducir birrefringencia, y con ayuda de los instrumentos mencionados y del arreglo experimental que se implementó, es posible cuantificarla y compararla además con predicciones teóricas.

3.1.- Caracterización del sistema: birrefringencia fija con cambios en la orientación de la polarización.

Los primeros experimentos realizados para caracterizar el sistema involucraron el ajuste de un retardador de media onda dentro del resonador láser. Como se muestra en la figura 29, en este caso, se utilizó una fibra óptica convencional de 2 m (C), y al arreglo experimental se le agregó un divisor de polarización y una placa retardadora de $\frac{1}{2}$ de onda (DPR). En este arreglo se utilizan dos lentes acromáticas que coliman la luz en un espacio de 5 cm, de tal manera que pueden incorporarse dentro del resonador dispositivos de óptica de bulo.

Para estos experimentos, la luz sale de la fibra óptica para pasar por el polarizador y después por la placa de media onda para finalmente volver a ingresar al resonador de fibra. Con este arreglo es posible entonces rotar la placa y observar los efectos de este giro en el espectro y el estado de polarización (SOP) a la salida de la fibra láser.

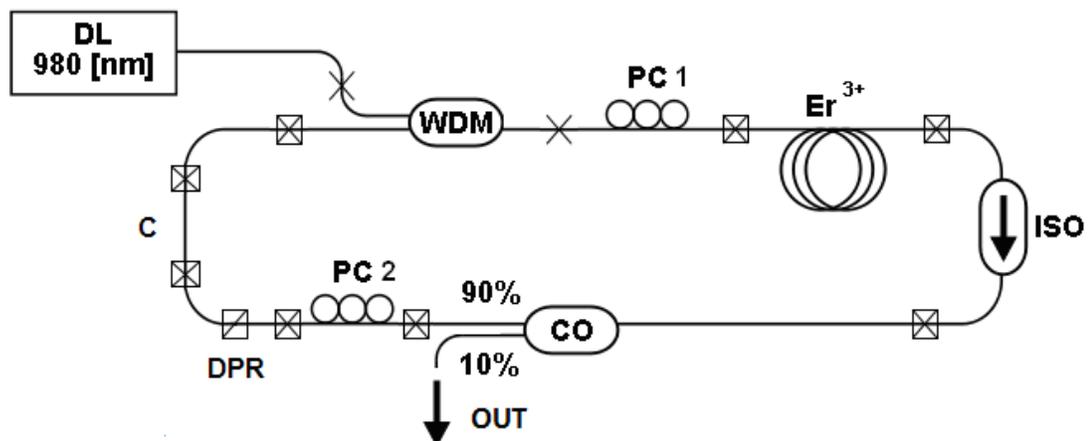


Figura 29.- Diagrama esquemático del arreglo experimental utilizado para medir birrefringencia con rotación de placa de media onda.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

El diagrama del arreglo experimental muestra:

- DL: Diodo láser.
- PC: Controlador de polarización.
- WDM: Multiplexor por longitud de onda.
- Er³⁺: Fibra dopada con Erblio de alta birrefringencia.
- ISO: Aislador.
- CO: Acoplador.
- OUT: Salida del láser de fibra.
- C: Fibra monomodo estándar (SMF28e).
- DPR: Divisor de polarización y un retardador de ½ onda.

El dispositivo divisor de polarización variable se muestran en la figura 30 y como puede apreciarse contiene una base metálica, una placa retardadora montada en un soporte giratorio graduado cada 15°, un cubo divisor de polarización y tres conectores, uno de entrada y dos que corresponden a los brazos de salida del divisor de polarización. En el anexo 3 se incluyen las hojas de especificaciones de los componentes utilizados en el dispositivo.

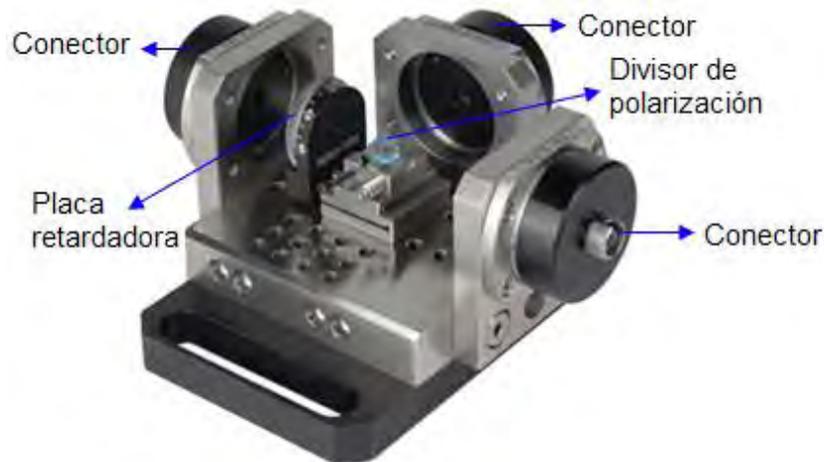


Figura 30.- Dispositivo divisor de polarización variable.

Una vez puesto en marcha el láser con el dispositivo divisor de polarización variable dentro de él, se estabilizó el estado de polarización mediante los controladores del arreglo, posteriormente se fue girando la placa retardadora cada 15°. Dado que el retardo que se introduce es fijo (π) la birrefringencia del anillo se mantiene constante y como se aprecia en la figura 31, lo que se modifica es la longitud de onda del láser. Esta es una técnica de sintonización comúnmente utilizada en diversos tipos de sistemas láser.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

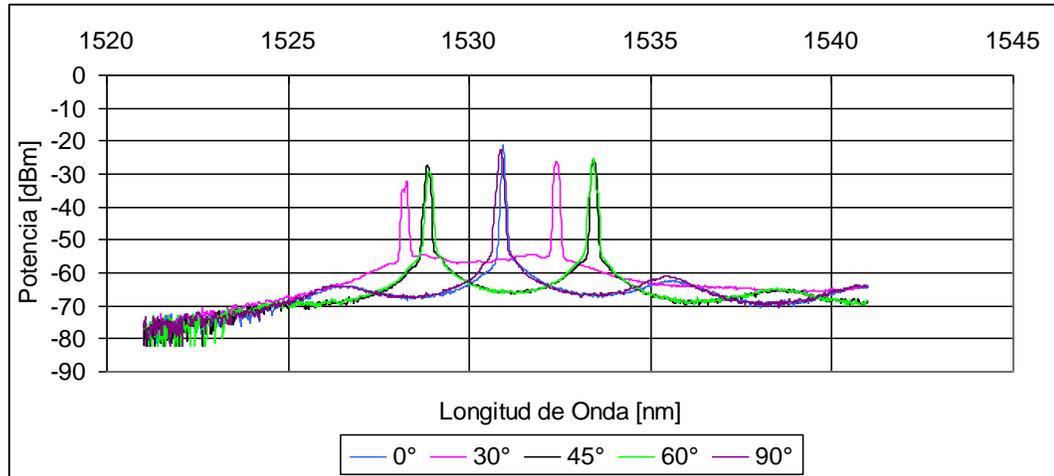


Figura 31.- Espectro de emisión del láser para distintos ángulos de orientación de la placa retardadora.

Conforme se rota la orientación del retardador, el estado de polarización se modifica ya que un retardador de $\frac{1}{2}$ onda actúa como un rotador de polarización para un estado lineal inicial. Partiendo de una polarización lineal los estados de polarización describen la trayectoria mostrada en la figura 32 sobre la esfera de Poincaré, donde se aprecian los estados de polarización correspondientes a los distintos ángulos del retardador.

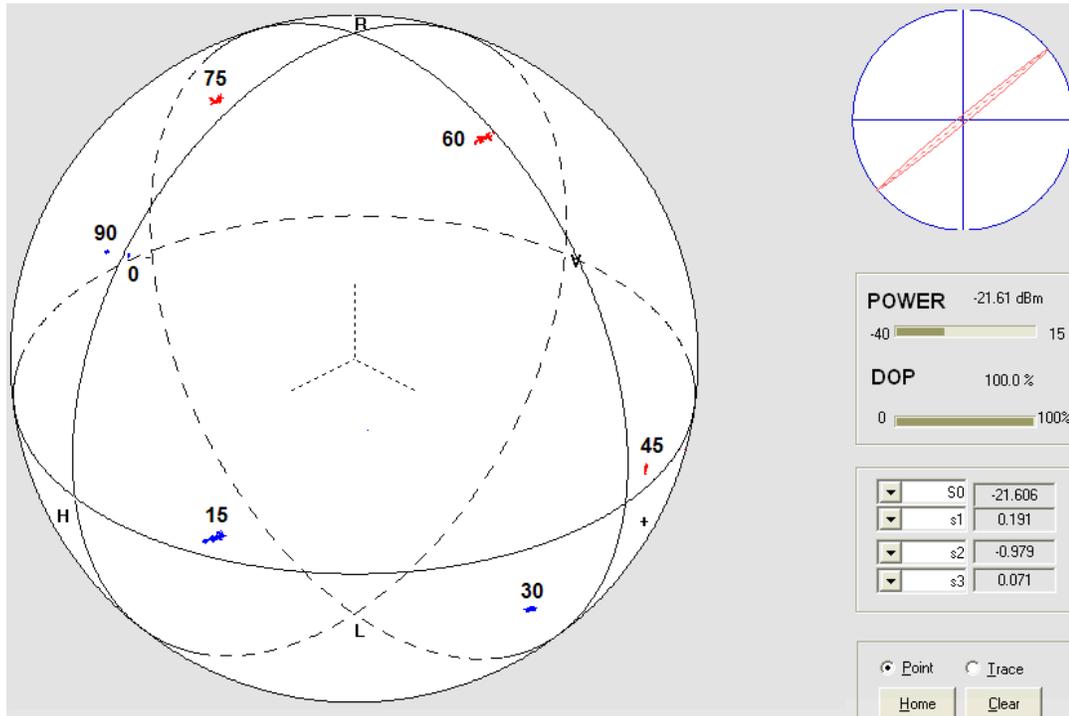


Figura 32.- Estados de polarización para distintos ángulos de orientación de la placa retardadora.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

Mediante los estados de polarización registrados en el PSY - 101 y la metodología descrita se obtiene el retardo que existe entre cada estado de polarización correspondiente a una determinada orientación del retardador. La tabla 2 muestra los retardos mencionados y la birrefringencia obtenida considerando un espesor del retardador de 2 mm.

Los datos presentados en la tabla 2 muestran que el retardo es constante dentro del margen del error experimental y por tanto, la birrefringencia tiene valores similares para todos los casos. Esto es de esperarse, pues el retardo impuesto y la birrefringencia del resonador permanecen constantes durante todas las mediciones, y la longitud de onda del láser es la que cambia. En este caso, los valores mostrados en la tabla corresponden a la birrefringencia de todo el anillo. El valor obtenido de birrefringencia está dentro del rango del valor especificado para la fibra de erbio utilizada en el láser ($\approx 10^{-4}$), que es de alta birrefringencia y cuyas características pueden consultarse en el anexo 4.

El resto de las fibras y dispositivos usados en el arreglo son de birrefringencia nominal baja ($\approx 10^{-6}$), de tal manera que puede esperarse que la fibra de erbio contribuya mayormente en estos resultados.

Ángulo [°]	Retardo [rad]	Birrefringencia
0-15	1.0687	1.30E-04
15-30	1.0083	1.23E-04
30-45	0.9524	1.16E-04
45-60	1.136	1.38E-04
60-75	1.0609	1.29E-04
75-90	0.9355	1.14E-04

Tabla 2.- Birrefringencia y retardo obtenido para distintos ángulos de la placa retardadora.

Resulta complicado analizar detalladamente la contribución de la birrefringencia de cada uno de los elementos utilizados para el resonador. Sin embargo, es posible realizar mediciones relativas de birrefringencia inducida, pues el punto inicial correspondería a la birrefringencia inicial dentro del anillo. Esto se verificó haciendo un análisis de la birrefringencia que se genera en una fibra al someterla a esfuerzos laterales; en este caso es fácil determinar la birrefringencia que se genera puesto que el efecto es inducido y se conocen tanto el estado inicial como el final de polarización. Cualquier cambio registrado en este caso se debe exclusivamente a la birrefringencia inducida por el esfuerzo sobre una sección de la fibra.

3.2. - Birrefringencia inducida por esfuerzos laterales

Una fibra óptica presenta efectos birrefringentes cada que su simetría circular se altera produciendo una distribución anisotrópica del índice de refracción en su núcleo. Esta asimetría puede resultar de una deformación en la geometría del núcleo o bien, de la anisotropía del material a través de varios efectos inducidos como los descritos en la sección 2.1 [7].

Un esfuerzo lateral asimétrico en la fibra óptica produce birrefringencia lineal si esta es presionada por dos placas paralelas, como lo muestra la figura 33.

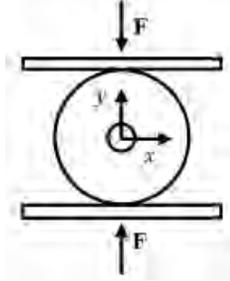


Figura 33.- Fibra óptica sometida a un esfuerzo lateral.

La birrefringencia generada de esta manera, está dada por las siguientes expresiones [2]:

$$B_s = -k_0 h \frac{F}{r} \quad (28)$$

$$h = \frac{2n^3(1+\nu)}{\pi \cdot E} (p_{11} - p_{12}) \quad (29)$$

Donde:

n : Es el índice de refracción promedio del núcleo de la fibra y del revestimiento.

ν : Es el coeficiente de Poisson.

E : Es el modulo de Young.

p_{11} y p_{12} : Son los componentes de tensor del esfuerzo.

F : Representa la fuerza por unidad de longitud de la fibra en $\left[\frac{kg}{m} \right]$.

r : Es el radio externo (incluyendo el revestimiento) de la fibra, el cual tiene un valor estándar de $62.5 \mu m$.

Tomando los siguientes valores para el material de la fibra óptica utilizada (sílice fundido)

[2]: $n = 1.46$, $\nu = 0.17$, $E = 7.75 \times 10^9 \left[\frac{kg}{m^2} \right]$, $p_{11} = 0.12$, $p_{12} = 0.27$ y $r = 62.5 \mu m$, la

diferencia entre los índices efectivos debido al esfuerzo lateral es [2]:

$$\Delta n_{eff} = \frac{B_s}{k_0} = 4.48 \times 10^{-11} \cdot \left(\frac{F}{r} \right) \quad (30)$$

3.2.1.- Birrefringencia inducida dentro del resonador láser

Para determinar la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales dentro del resonador láser, se hizo uso del arreglo experimental mostrado en la figura 29. En este caso se utilizó un tramo de fibra óptica monomodo estándar y para inducir el esfuerzo lateral se utilizaron pesas calibradas. Los pesos de cada una de estas se muestran en la tabla 3; en los experimentos se combinaron todas ellas para obtener distintos valores y en total puede obtenerse hasta 555.51 g para inducir una birrefringencia máxima aproximada de 6×10^{-6} .

Peso [g]
198.84
188.36
101.18
37.42
18.83
10.88

Tabla 3.- Pesos utilizados para inducir birrefringencia por esfuerzos laterales.

Para distribuir de manera uniforme el esfuerzo aplicado se emplearon dos portaobjetos de vidrio para microscopio con dimensiones de 3 X 5 cm entre los cuales se colocó la fibra óptica. Además, como se muestra en la figura 34, se colocó al lado otra fibra óptica de mismo tipo (SMF - 28) de manera que el esfuerzo se distribuye en las dos fibras, una es parte del resonador del láser mientras que la otra sirve simplemente como soporte para distribuir el peso de manera más uniforme.

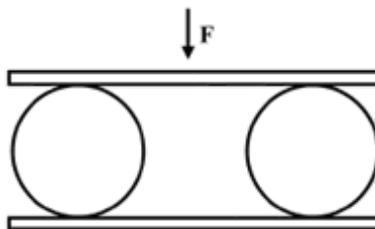


Figura 34.- Arreglo de las fibras.

Una vez puesto en funcionamiento el láser con el arreglo de fibras mostrado dentro del resonador, se procedió a ir colocando cada una las pesas sobre el portaobjetos. Los resultados se muestran en la figura 35. Partiendo de una polarización inicial arbitraria y estable (indicada como "Inicio" en la figura), conforme se fue ejerciendo mayor esfuerzo sobre la fibra al ir agregando las pesas, el estado de polarización fue cambiando, describiendo una trayectoria sobre la superficie de la esfera de Poincaré hasta llegar a un estado final (indicado como "Fin").

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

Posteriormente y como una forma de corroborar los resultados, se fue decrementando el peso hasta que se eliminó el esfuerzo lateral aplicado sobre la fibra.

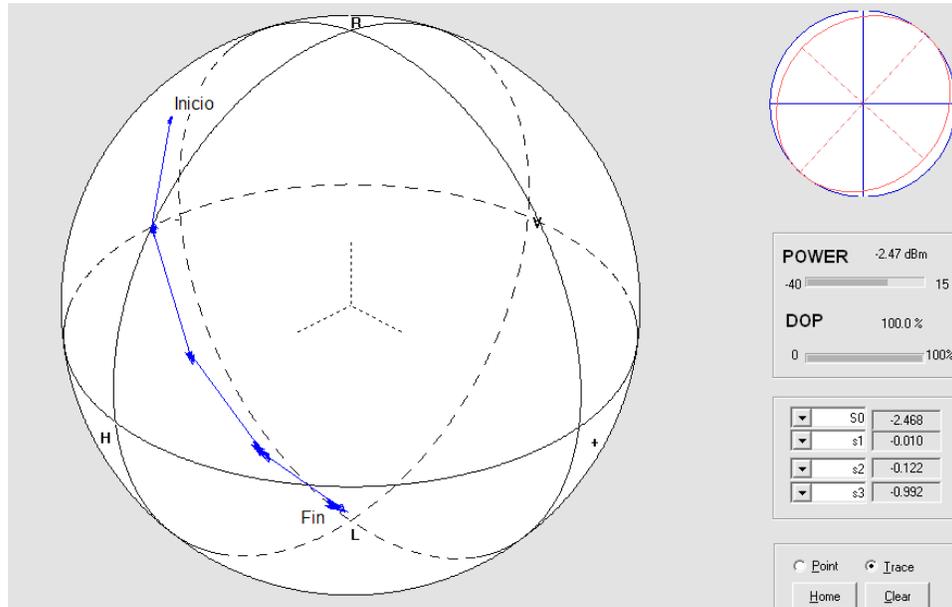


Figura 35.- Trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré como resultado de la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales.

La birrefringencia inducida depende en gran medida del estado de polarización inicial ya que como se muestra más adelante, distintos estados iniciales de polarización presentan diferentes cambios a los esfuerzos aplicados. Un espectro típico de emisión del láser obtenido durante estos experimentos se muestra en la figura 36. En este caso, el espectro no presenta cambios significativos mientras se incrementa y decreta el esfuerzo sobre la fibra.

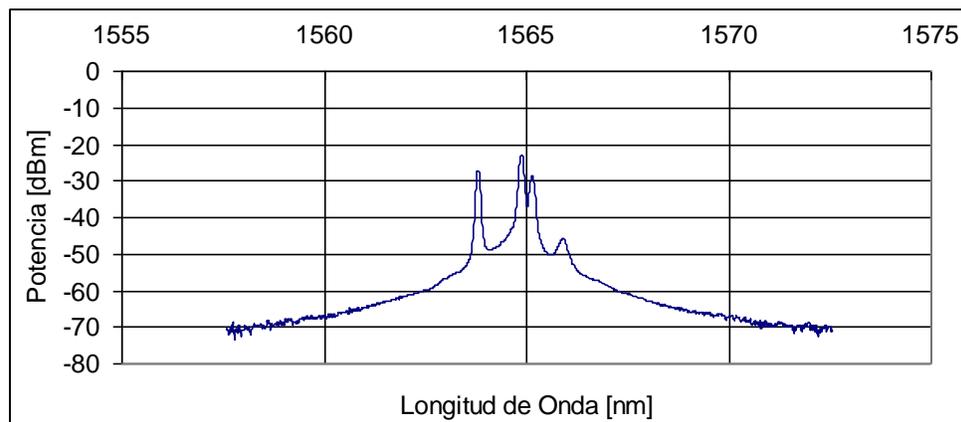
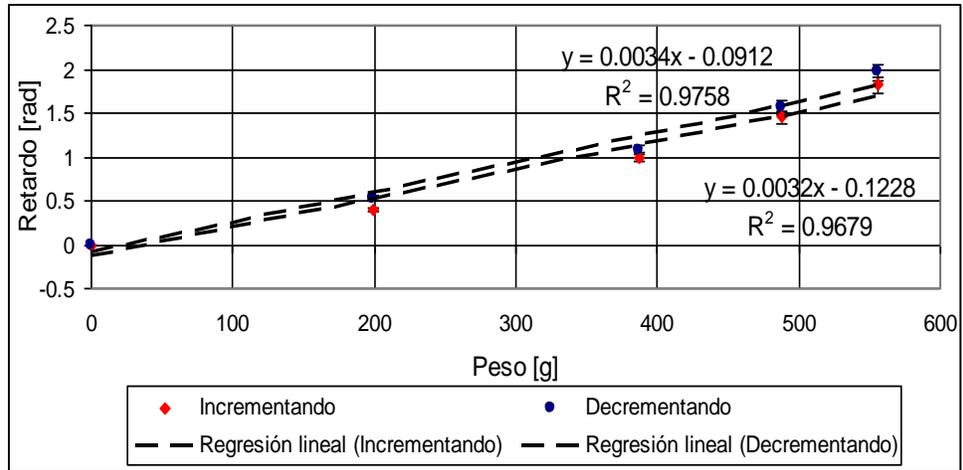


Figura 36.- Espectro de emisión del láser al aplicar esfuerzo lateral sobre una fibra dentro del resonador en anillo.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

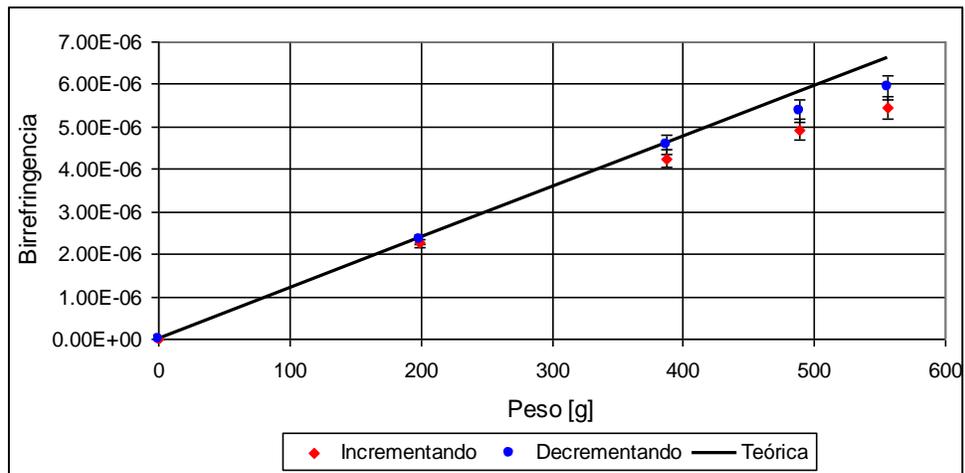
A partir de la trayectoria mostrada en la figura 35, se calcularon los retardos generados como consecuencia del esfuerzo aplicado, tanto para el caso donde se incrementa el esfuerzo como para cuando se decremента.

Cabe resaltar a partir de la figura 35 que conforme se aplica mayor esfuerzo sobre la fibra, generalmente los estados de polarización obtenidos de esta manera no son muy estables, es por ello que al decrementar el peso los retardos generados por la variación del esfuerzo aplicado no corresponden exactamente a los obtenidos al incrementarlo, tal como se aprecia en la gráfica 1.



Gráfica 1.- Retardos obtenidos mediante el esfuerzo aplicado.

A partir de los retardos obtenidos y haciendo uso de la ecuación 23, es posible conocer la birrefringencia inducida por los esfuerzos laterales; en la gráfica 2 se presentan los resultados obtenidos y también los valores de la birrefringencia inducida que de acuerdo a la ecuación 30 se deberían obtener en función del peso aplicado sobre la fibra.



Gráfica 2.- Valores de birrefringencia inducida mediante el esfuerzo aplicado.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

Con los datos obtenidos en la gráfica anterior, se realizaron regresiones lineales ambas con coeficientes de correlación de 0.99 que arrojan las siguientes relaciones:

$$\text{Incrementando el esfuerzo aplicado: } y = 9.8450 \times 10^{-9} \cdot x + 1.6238 \times 10^{-7}$$

$$\text{Decrementando el esfuerzo aplicado: } y = 1.0782 \times 10^{-8} \cdot x + 1.3236 \times 10^{-7}$$

Donde:

y: Variable dependiente, es decir, la birrefringencia.

x: Variable independiente, es decir, el peso.

A partir de las ecuaciones obtenidas y con base en la gráfica mostrada, se puede apreciar que los resultados experimentales se comparan muy bien con las predicciones teóricas para cierto rango de valores, ya que conforme se incrementa cada vez más el esfuerzo, la deformación en la fibra será cada vez menor. Asimismo, la pendiente de las regresiones lineales cuyas unidades son [1/g] para los datos experimentales es muy similar a la que se obtiene a partir de la ecuación

$$30, \text{ cuya pendiente es } y = 1.1947 \times 10^{-8} \left[\frac{1}{g} \right].$$

3.2.2.- Birrefringencia inducida fuera del resonador láser.

Un aspecto importante que se investigó con esta configuración experimental fue el efecto de inducir birrefringencia dentro y fuera del resonador. De acuerdo a la ecuación 30, la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales es proporcional a la fuerza por unidad de longitud aplicada a la fibra óptica. En principio, se induce la misma magnitud de birrefringencia en una fibra que se encuentre dentro o fuera del resonador; sin embargo, es de esperarse que los efectos en la polarización del láser sean diferentes.

Esto puede explicarse si se recuerda que la birrefringencia tiene un efecto acumulativo sobre la polarización de la onda, esto es, la longitud de interacción entre la onda y el dispositivo birrefringente es importante.

Al aplicar esfuerzos laterales en una fibra dentro del resonador láser, se logra que la luz generada dentro del anillo tenga una mayor longitud de interacción con la sección con birrefringencia inducida, pues pasará por ésta varias veces antes de salir por el acoplador de salida. Este incremento en sensibilidad a los cambios en la birrefringencia se logra dentro de un resonador láser, y ha sido utilizado anteriormente para medir birrefringencia a partir de las frecuencias de polarización generadas en una fibra óptica láser [29].

Para todos los experimentos realizados, la longitud de fibra sobre la cual se aplicaron los pesos fue de 3 cm. Las pruebas fueron esencialmente las mismas, sólo que aplicando los esfuerzos laterales en una fibra óptica localizada fuera del anillo.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

En este caso, el arreglo experimental se modificó según se muestra en la figura 36, en donde se indica como DUT la región en la cual se indujo la birrefringencia.

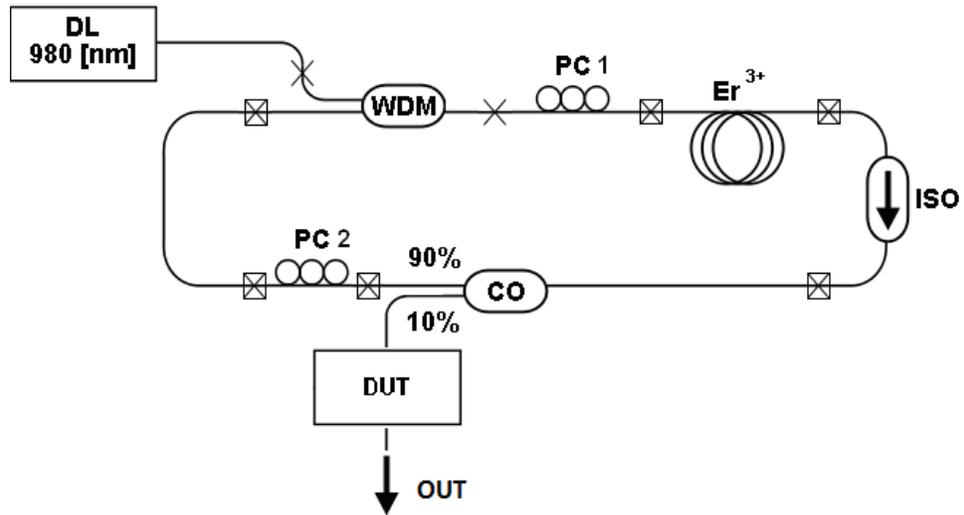


Figura 36.- Diagrama del arreglo experimental utilizado cuando la fibra sobre la que se aplica el esfuerzo se encuentra fuera del láser.

De igual manera que en el caso anterior, a partir de una polarización estable inicial primero se incrementó el esfuerzo sobre el arreglo de portaobjetos y fibras (DUT) y después se fue decrementando. La trayectoria descrita para uno de los casos se muestra en la figura 37.

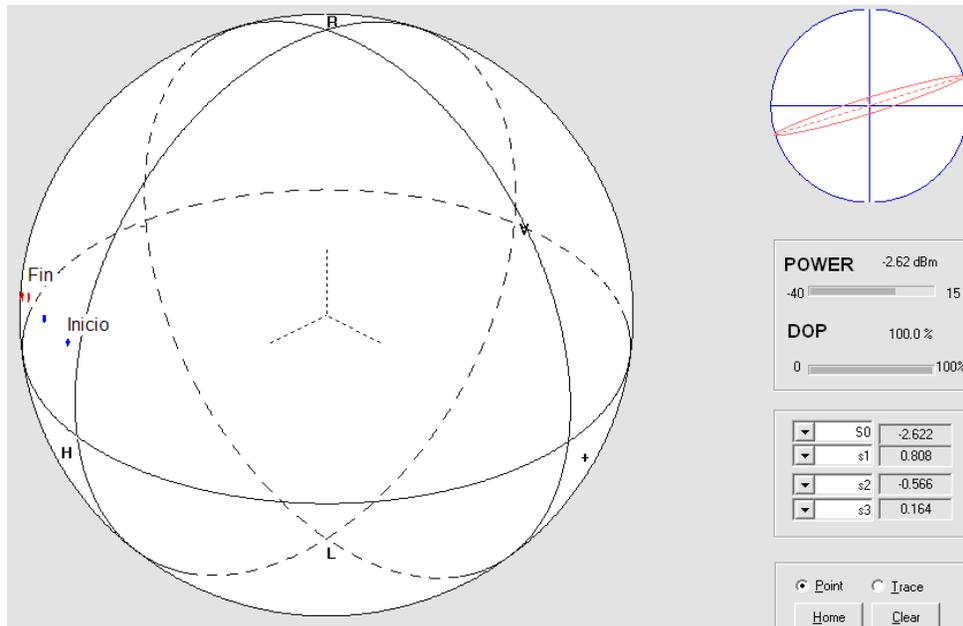


Figura 37.- Trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré al aplicar esfuerzo sobre el arreglo de porta – objetos fuera del anillo.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

El espectro de emisión del láser permaneció sin cambios considerables como efecto del esfuerzo aplicado. Un espectro típico obtenido en estos experimentos se muestra en la figura 38.

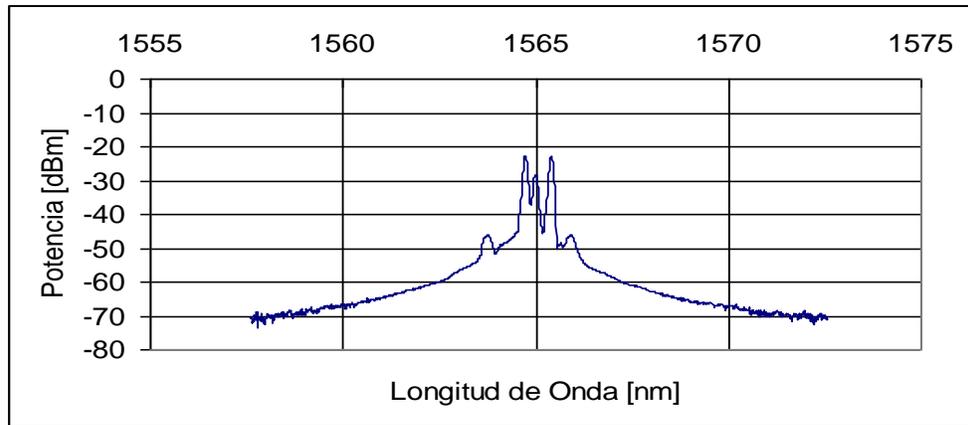
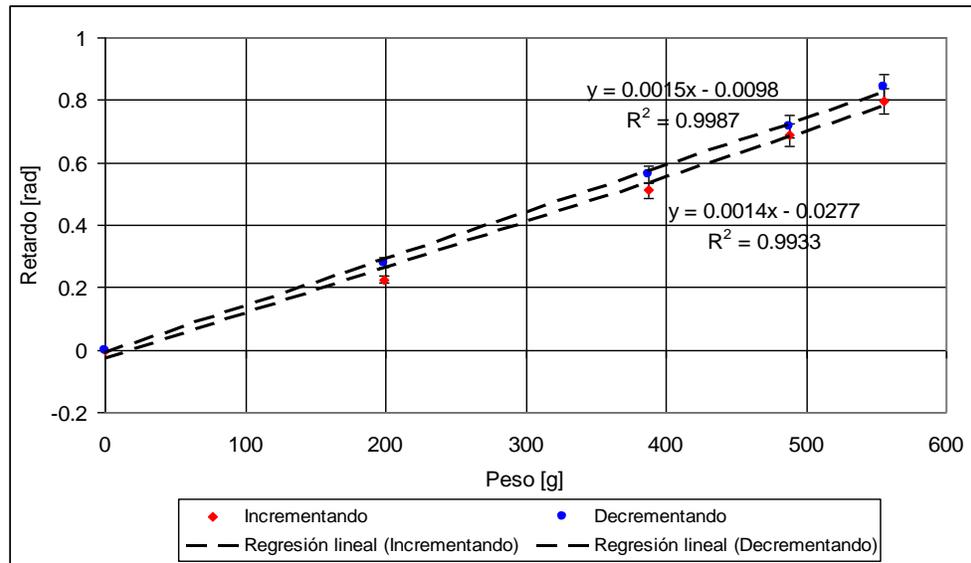


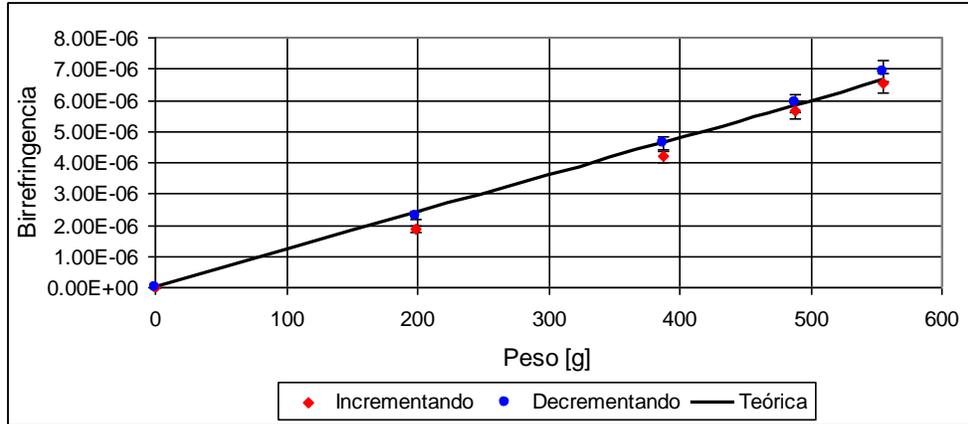
Figura 38.- Espectro de emisión del láser al aplicar esfuerzo lateral sobre una fibra ubicada fuera del resonador en anillo.

Con las trayectorias obtenidas en la esfera de Poincaré se calcularon los retardos correspondientes y como se muestra en la gráfica 3, los valores obtenidos para aumento y decremento de peso son muy similares.



Gráfica 3.- Retardos obtenidos mediante el esfuerzo aplicado (fuera del anillo).

Los valores de birrefringencia obtenidos para este caso se calcularon también utilizando los valores del retardo registrados con el PSY. Como puede observarse en la gráfica 4, los cambios en la birrefringencia inducida al aumentar y decrementar el peso aplicado a la fibra se superponen. Además, los valores teóricos coinciden mejor con los resultados experimentales, como se aprecia en los valores obtenidos para las regresiones lineales.



Gráfica 4.- Valores de birrefringencia inducida mediante el esfuerzo aplicado.

Las regresiones realizadas arrojan los siguientes resultados ambos con un coeficiente de correlación de aproximadamente 0.99:

Incrementando el esfuerzo aplicado: $y = 1.1907 \times 10^{-8} \cdot x - 2.2773 \times 10^{-7}$

Decrementando el esfuerzo aplicado: $y = 1.2363 \times 10^{-8} \cdot x - 8.0255 \times 10^{-8}$

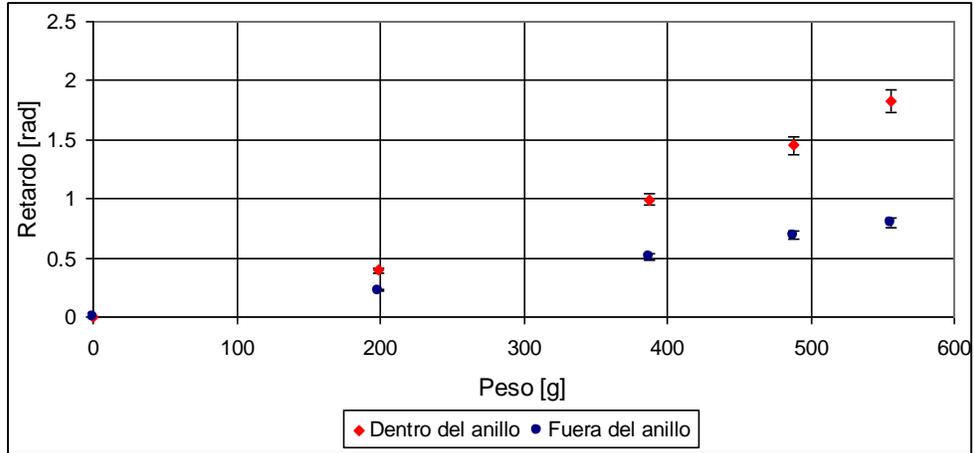
La pendiente teórica que sirve como punto de comparación es la misma que en el

caso anterior: $y = 1.1947 \times 10^{-8} \left[\frac{1}{g} \right]$.

Cuando el DUT forma parte del resonador del láser, hay una mayor interacción con la luz ya que circula muchas veces a través de la fibra sujeta a los esfuerzos laterales. En los resultados de estos experimentos, esto se manifiesta en las trayectorias registradas en la esfera de Poincaré: cuando se aplica un esfuerzo dado, los cambios en la polarización de la fibra láser son mayores que los que se registran al aplicar los pesos fuera del resonador. Nótese que la birrefringencia inducida es igual para ambos casos, sin embargo, el retardo “inducido” por el esfuerzo puede medirse con mayor resolución cuando la deformación se aplica dentro del resonador.

La gráfica 5 muestra una comparación del retardo generado para los dos casos, y en esta puede verse que la pendiente de los cambios registrados dentro del resonador es mayor que la obtenida fuera del mismo.

Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS



Gráfica 5.- Comparativo de los retardos generados cuando el DUT se colocó dentro y fuera del láser.

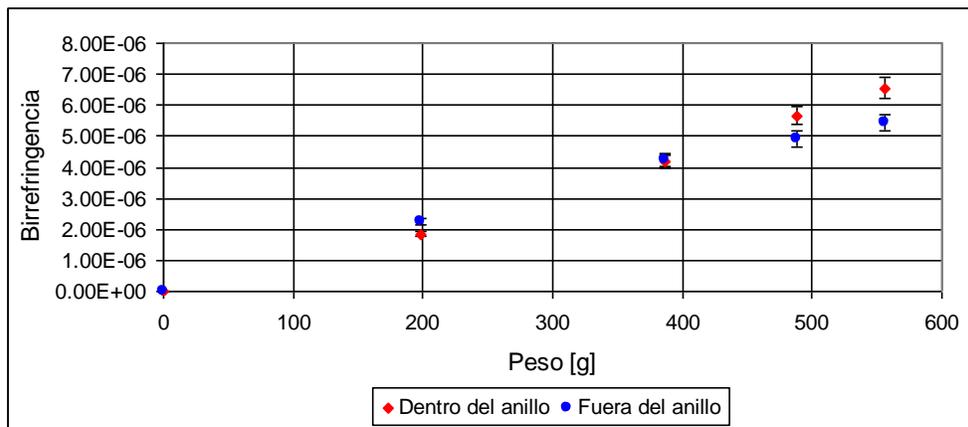
Haciendo un ajuste lineal para ambos conjuntos de puntos experimentales se obtiene:

DUT fuera del láser: $y = 0.0014 \cdot x - 0.0277$

DUT dentro del láser: $y = 0.0032 \cdot x - 0.1228$

Factor cuadrático de ambas regresiones ≈ 0.98 .

La birrefringencia inducida en ambos experimentos es muy similar, como puede observarse en la gráfica 6. Con estos resultados se verifica que la birrefringencia inducida puede medirse con mejor resolución dentro del resonador. Se debe mencionar también que hay otros factores involucrados al realizar estas mediciones dentro de un sistema láser y que están relacionados con el cambio en la polarización dentro de un resonador óptico. En particular, los efectos relacionados con la polarización en el amplificador óptico pueden generar dependencia de estas mediciones con el estado de polarización inicial del láser.



Gráfica 6.- Comparativo de la birrefringencia inducida al colocar el DUT dentro y fuera del láser.

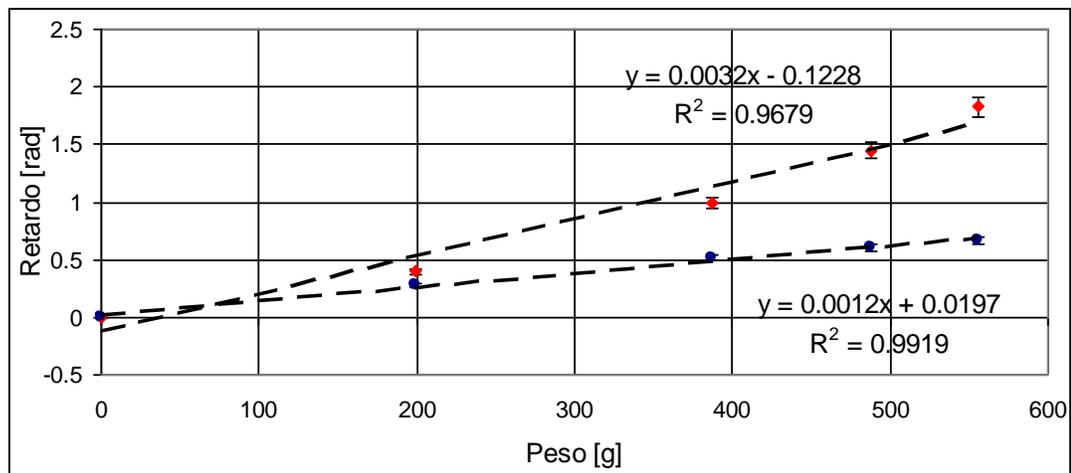
Capítulo 3.- MEDICION DE BIRREFRINGENCIA INDUCIDA POR ESFUERZOS EN FIBRAS OPTICAS

3.3.- Efectos de la polarización inicial de la fibra láser en la medición de birrefringencia inducida.

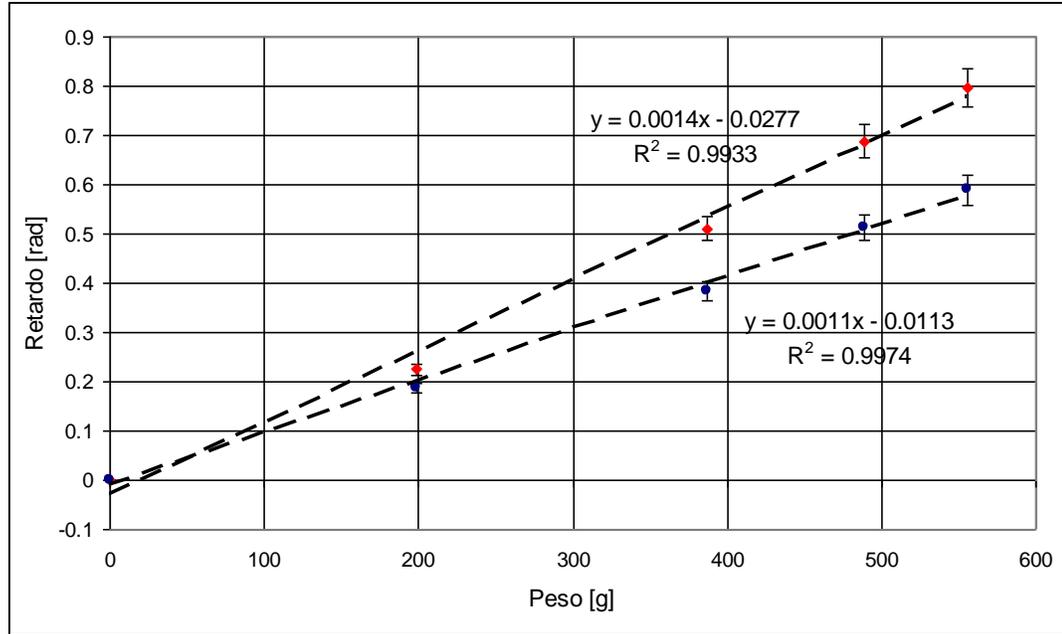
Los retardos que se pueden generar dependen en gran medida de la polarización inicial de la fibra debido a que la deformación que sufre la fibra genera ejes birrefringentes con orientaciones preferenciales. Generalmente se asume que los ejes están alineados con la dirección en la que se aplica el esfuerzo (ver figura 32), de tal manera que diferentes estados de polarización tienen distintas componentes sobre dichos ejes ortogonales.

Los efectos de la polarización inicial utilizada para medir birrefringencia inducida se presentan en las gráficas 7 y 8. En estas se muestran los retardos obtenidos para dos polarización diferentes fijadas con el controlador de polarización utilizado dentro del resonador. Al igual que en los experimentos anteriores, se realizaron mediciones para birrefringencia inducida dentro y fuera del resonador láser.

En las gráficas se puede apreciar que existe una mayor variación de los retardos al inducir birrefringencia dentro del anillo. Asimismo, se hace evidente por las razones mencionadas, que algunos estados de polarización inicial son más susceptibles a la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales aplicados a la fibra óptica.



Gráfica 7.- Comparativo de los retardos generados para dos polarizaciones iniciales, estando el DUT dentro del anillo.



Gráfica 8.- Comparativo de los retardos generados para dos polarizaciones iniciales, estando el DUT fuera del anillo.

En el siguiente capítulo se determinará la birrefringencia generada en un segmento de fibra óptica recubierto con una capa de azopolímero que presenta el fenómeno de la birrefringencia foto – inducida al ser irradiada con un láser de escritura [21]. Al ser éste un efecto de carácter inducido como lo fue el de generar birrefringencia mediante un esfuerzo lateral que se trató en este capítulo, de igual manera es factible utilizar la metodología antes descrita para cuantificar los cambios.

Capítulo 4.- MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA FOTO-INDUCIDA.

4.1.- Birrefringencia Foto – Inducida

El fenómeno de la birrefringencia foto–inducida se refiere a la característica de ciertos materiales de presentar birrefringencia y dicroísmo ** cuando son iluminados por luz con las características adecuadas. En este trabajo se utilizan materiales azopoliméricos, que presentan propiedades ópticas que pueden ser modificadas por la luz. En particular, los parámetros de la birrefringencia foto–inducida en azopolímeros dependen de las condiciones de la radiación; la dirección del eje de anisotropía inducido depende de la dirección de la polarización de la luz incidente, mientras que el valor de la birrefringencia inducida depende de la cantidad de radiación [30].

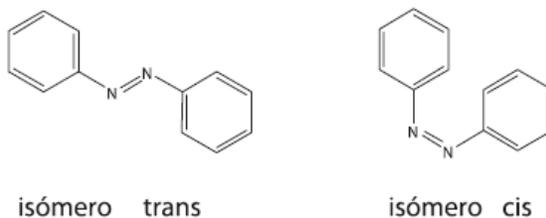
Los materiales que presentan este tipo de propiedades han encontrado aplicaciones en holografía, almacenamiento óptico de datos y foto-conmutación de elementos ópticos, entre otras. Entre una gran variedad de materiales fotosensibles, los polímeros de azobenceno presentan altos valores de birrefringencia inducida y son relativamente más estables térmicamente comparados con otros compuestos [30].

4.1.1.- Azopolímeros

Los azopolímeros son resultado de la incorporación de azobencenos en los polímeros; en general, el comportamiento mecánico, térmico y la morfología del compuesto resultante es principalmente definida por las propiedades del polímero, mientras que las propiedades ópticas provienen de los azobencenos [31]. De acuerdo a su comportamiento fotoquímico, los azobencenos pueden ser clasificados en tres categorías [32]:

Azobencenos

Los compuestos que pertenecen a esta categoría se consideran como moléculas fotocromáticas^{††} ya que presentan dos estructuras moleculares (isómeros) denominadas *trans* y *cis* que se muestran en la figura 39., cada una de las cuales con bandas de absorción bien diferenciadas. El tiempo de vida media del isómero *cis* es muy largo y va de minutos a horas.



isómero *trans* isómero *cis*
Figura 39.- Isómeros *trans* y *cis* del azobenceno.

** Absorción selectiva de polarización.

†† Reacción fotoquímica que cambia las características de absorción.

Aminoazobencenos

Para los compuestos que pertenecen a esta categoría, el isómero *cis* tiene un tiempo de vida media mucho más corto que el de los azobencenos, del orden de minutos.

Pseudoestilbenos

En esta categoría, solo se aprecia una banda en el espectro de absorción de los isómeros, además el tiempo de vida media del isómero *cis* es muy corto, del orden de segundos a picosegundos.

4.1.2.- Movimientos foto-inducidos

Cierta clase de Azopolímeros al ser irradiados con luz polarizada linealmente dan origen a tres movimientos fotoinducidos:

Fotoisomerización

Es el proceso que consiste en cambiar de un isómero a otro (figura 40), el isómero *trans* presenta una longitud de onda máxima de absorción a 313 nm mientras que el isómero *cis* a 436 nm; de manera que en principio se podría emplear luz para promover la isomerización *trans-cis* y mantener ese estado hasta la desactivación o isomerización en reversa *cis-trans*; en la práctica esto no es posible por la baja absorptividad del isómero *cis* y porque dicho isómero es muy inestable y tiende a regresar a la forma *trans* que es mas estable.

Sin embargo cuando se utilizan sustituyentes donador-aceptor, las curvas de absorbanza de ambos isómeros se sobreponen y pueden isomerizarse reversible y continuamente *trans-cis* por tanto tiempo como sean iluminados con luz polarizada linealmente en el rango de ultravioleta a visible y la velocidad de dicho proceso es del orden de picosegundos.

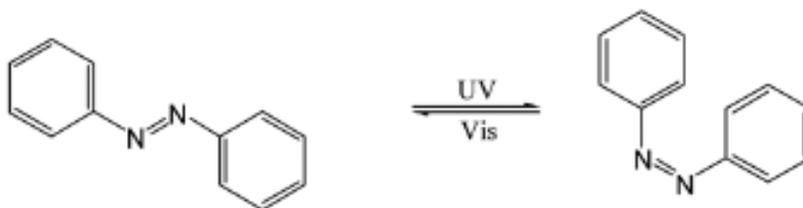


Figura 40.- fotoisomerización *trans-cis*.

Fotoalineamiento

Es un movimiento fotoinducido que se presenta en una película amorfa de azopolímero con unidades de azobenceno sustituidas con grupos donador – aceptor donde los grupos azobenceno tienden a estar distribuidos al azar. Al iluminar dicha película con luz polarizada linealmente, se activa la fotoisomerización reversible *trans*–*cis* de los grupos azobenceno que tienen un componente de su dipolo paralelo a la dirección de polarización de la luz.

Si los grupos están orientados perpendicularmente a la polarización de la luz no se fotoisomerizaran, caso contrario, los grupos azobenceno que no estén orientados perpendicularmente si se fotoisomerizaran *trans*–*cis* de manera reversible y continua, y por consiguiente se moverán un poco en el proceso cambiando su posición paulatinamente. Este alineamiento, que se muestra esquemáticamente en la figura 41, produce dicroísmo y birrefringencia.

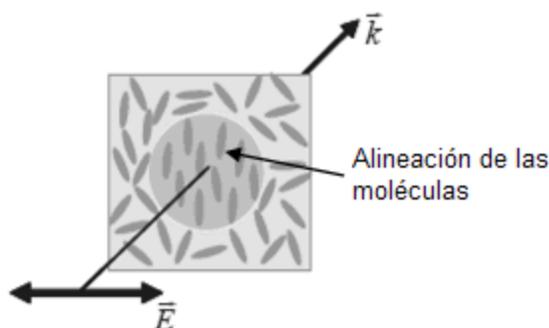


Figura 41.- Birrefringencia inducida en los azopolímeros al ser irradiados con luz polarizada.

Movimiento de cantidades masivas de material polimérico

Por último, el tercer movimiento foto-inducido consiste en el movimiento de cantidades masivas de material polimérico al irradiar una película de azopolímero con luz modulada a distintas intensidades y ocurre al mismo tiempo que la fotoisomerización.

Los azobencenos generalmente se incorporan a matrices poliméricas siguiendo distintos procesos. El más simple es el llamado huésped-anfitrión, en el cual simplemente se mezclan en algún solvente para su uso. Los dispositivos de fibra óptica utilizados en el presente trabajo se fabricaron con este método, y utilizan un azobenceno conocido como Rojo Disperso 1 (DR1) incorporado en un tipo de silicón denominado PDMS. El PDMS tiene un índice de refracción de 1.42 y tiene buena adherencia al sílice SiO₂; por su parte, el DR1 ha sido utilizado ampliamente para crear birrefringencia en dispositivos de almacenamiento óptico. Los detalles de la fabricación de estos dispositivos pueden encontrarse en la referencia [21].

4.2.- Medición de la Birrefringencia Foto – Inducida

Los dispositivos fotosensibles de fibra óptica que se caracterizaron en este trabajo se basan en fibras ópticas adelgazadas y acopladores fusionados recubiertos con azopolímero (PDMS-DR1). La longitud de interacción de los dispositivos es de aproximadamente 1 cm, como se muestra esquemáticamente en la figura 42. Las fibras ópticas se adelgazan de manera controlada utilizando una máquina para fabricar acopladores de fibra. Posteriormente las fibras se recubren con una capa del azopolímero PDMS-DR1 de un espesor aproximado de 300 μm [21].

Mediante el estímulo de luz polarizada incidiendo sobre el recubrimiento azopolimérico, se induce un cambio en el estado de polarización de la luz guiado por la fibra óptica. La birrefringencia foto-inducida en el PDMS-DR1 genera un cambio en la polarización de la luz debido a la interacción entre el campo evanescente de la onda que se propaga en la fibra y el recubrimiento de azopolímero. Cuando el azopolímero es irradiado con un láser externo, la birrefringencia provoca un retardo óptico en la luz que atraviesa la porción adelgazada y recubierta de la fibra.

El comportamiento dinámico de estos azopolímeros depende de la matriz polimérica utilizada, y en particular, el PDMS-DR1 regresa a su estado original al cesar la radiación externa [21, 24]. De esta manera, los efectos foto-inducidos desaparecen al dejar de iluminar el recubrimiento azopolimérico y el estado de polarización de la luz regresa a un estado de polarización muy cercano al original [21].

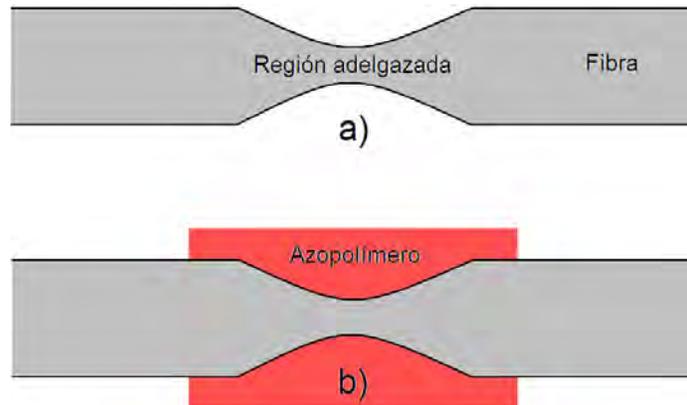


Figura. 42.- (a) Esquema de una fibra adelgazada; (b) Recubrimiento de azopolímero.

La birrefringencia foto-inducida en los dispositivos basados en el DR1 es generalmente muy pequeña razón, además, los dispositivos fabricados tienen pérdidas de inserción inherentes al proceso de fabricación [21]. Por esta razón, la birrefringencia en los dispositivos fue monitoreada con la técnica descrita en el capítulo 3.

Al colocar el dispositivo dentro de un resonador láser permite registrar cambios pequeños en la birrefringencia debido a la alta sensibilidad del láser a perturbaciones dentro del resonador. Estas características se mostraron en el capítulo anterior con los experimentos de birrefringencia inducida por esfuerzo lateral.

La figura 43 muestra el diagrama del arreglo experimental para caracterizar la birrefringencia foto-inducida en los dispositivos de fibra óptica. Se utiliza la misma configuración descrita en el capítulo 3 colocando el DUT dentro del resonador, y para inducir birrefringencia se emplea un láser adicional (LE) de la marca Edmunds Optics que opera a 475 nm con una potencia de 3.3 mW.

La metodología experimental se basa en medir los cambios en la polarización inicial del láser cuando el DUT se irradia con el láser externo (LE). Los cálculos necesarios para cuantificar la birrefringencia foto-inducida se realizan siguiendo la misma metodología utilizada en el capítulo 3.

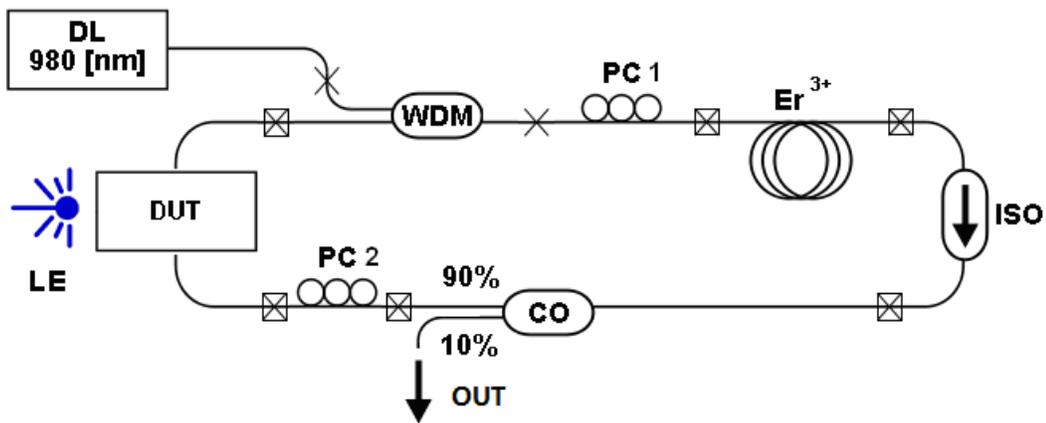


Figura 43.- Diagrama esquemático del arreglo experimental utilizado para medir birrefringencia foto-inducida en la fibra recubierta con azopolímero (DUT).

El diagrama del arreglo experimental muestra:

- DL: Diodo láser.
- PC: Controlador de polarización.
- WDM: Multiplexor por longitud de onda.
- Er³⁺: Fibra dopada con Erblio de alta birrefringencia.
- ISO: Aislador.
- CO: Acoplador.
- OUT: Salida del láser de fibra.
- DUT: Dispositivo bajo prueba.
- LE: Láser de escritura.

4.2.1.- Efectos de la birrefringencia foto-inducida en la emisión del láser

La birrefringencia foto-inducida en las fibras adelgazadas o en los acopladores recubiertos con PDMS-DR1 cambian el estado de polarización de la luz, y como se muestra en la figura 44 (a) para el caso de un acoplador, tan pronto como el láser de escritura ilumina el dispositivo, el estado de polarización se modifica. El cambio en el estado de polarización es fácilmente identificable debido a la trayectoria registrada sobre la esfera de Poincaré.

El estado de polarización inicial se indica como "Start", y después de 1.5 minutos de haber encendido el láser de escritura, la polarización cambia de acuerdo a la trayectoria indicada en la figura. El nuevo estado de polarización se mantiene estable aunque con pequeñas fluctuaciones que pueden ser atribuidas a fluctuaciones térmicas dentro del resonador del láser. Posteriormente el láser de escritura se apagó y el estado de polarización regresó a un estado muy cercano al inicial, describiendo una trayectoria muy parecida a la primera como se muestra en la figura 44 (b).

El cambio en el estado de polarización que se genera al apagar el láser de escritura es más rápido que el generado al encenderlo, ya que en el primer caso, como se ha mencionado, las moléculas dentro del azopolímero tratan de alinearse, mientras que al apagarlo se relajan y el estado de polarización tiende a regresar al original.

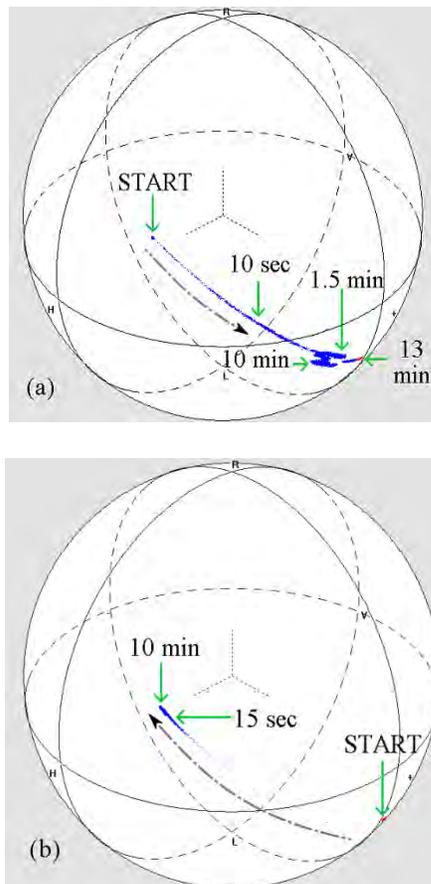


Figura 44.- (a) Cambio del SOP al encender el láser de escritura; (b) El SOP tiende a regresar a su estado original al apagar el láser de escritura.

El espectro de emisión del láser se muestra en la figura 45 y como se aprecia, la birrefringencia foto-inducida detiene la emisión láser debido a los cambios que se generan en la configuración óptima de la birrefringencia dentro del resonador. Una vez que se apaga el láser de escritura, el estado de polarización regresa uno muy cercano al original, pero el espectro de emisión no es el mismo. Esto indica que las polarizaciones inicial y final son distintas, sin embargo, la ASE^{‡‡} registrada en el espectro muestra que la birrefringencia tiende a regresar a su estado original.

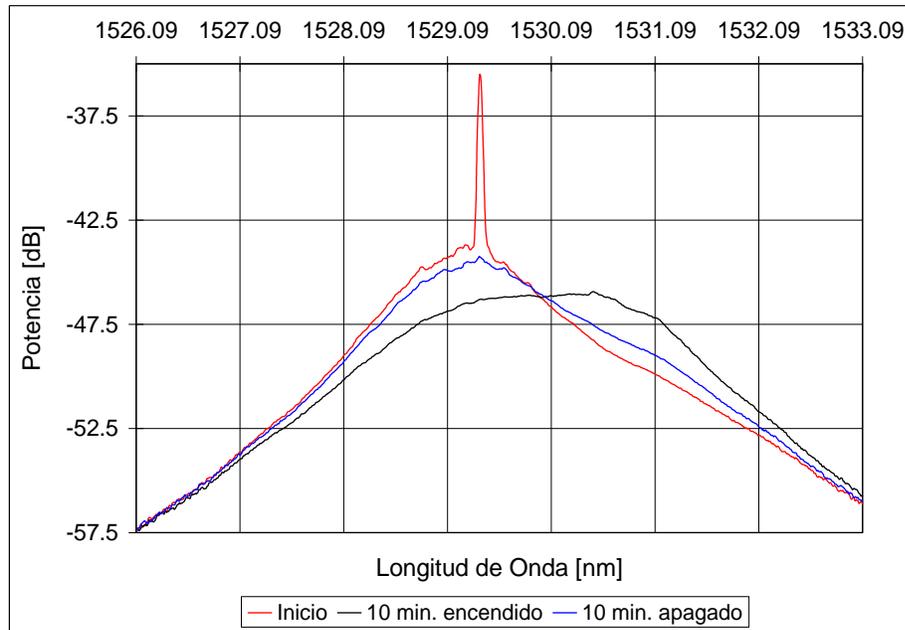


Figura. 45.- Espectros de emisión cuando se enciende y apaga el láser de escritura.

4.2.2.- Cálculos de la birrefringencia foto-inducida en los dispositivos

Para estimar los cambios en la birrefringencia de los dispositivos se calcula primero el retardo inducido conociendo los estados de polarización inicial y final registrados por el PSY y representados en la esfera de Poincaré. Se realizaron distintas pruebas para evaluar la magnitud de los cambios en foto-inducidos en birrefringencia y también para estimar la dependencia de los dispositivos de la polarización inicial en el resonador de fibra.

Para la primera prueba se fijó la polarización en un estado inicial que es aproximadamente lineal horizontal, y cuyo vector de Jones es $J_{inicio} = [1 \ 0]^T$. Posteriormente se enciende el láser de escritura para iluminar el DUT y mediante el PSY se observa gráficamente como cambia el estado de polarización. La trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré para esta prueba se muestra en la figura 46. El estado de polarización final se obtiene al cabo de aproximadamente 5 segundos, siendo su correspondiente vector de Jones: $J_{fin} = [0.9881 \ -0.1517 + 0.0232 \cdot i]^T$.

^{‡‡} Emisión espontánea amplificada.

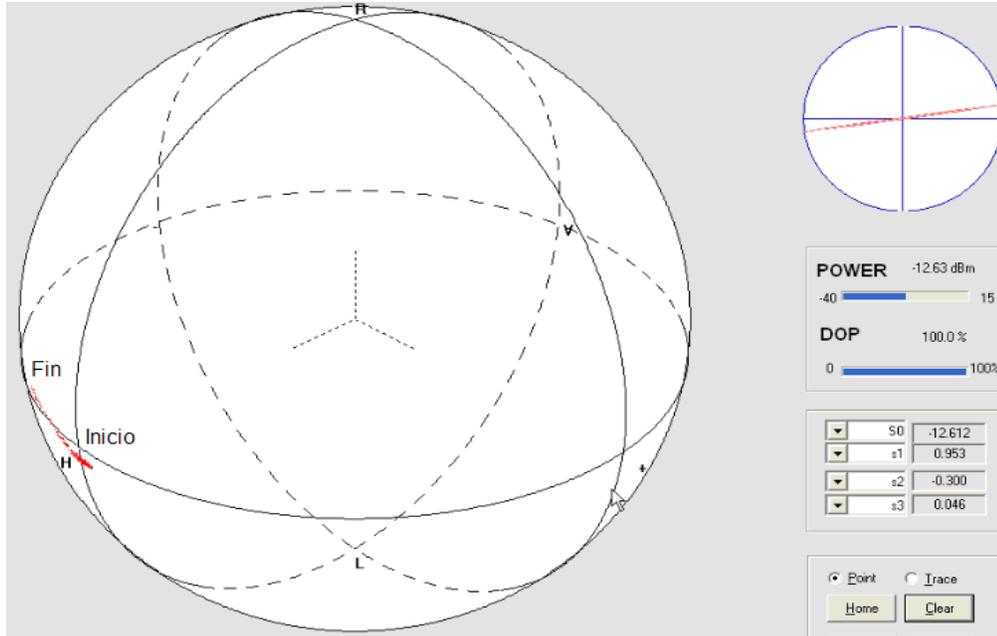


Figura. 46.-Trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré debido al cambio de polarización foto-inducido.

De acuerdo al cambio en el estado de polarización y mediante la expresión 22, se obtiene un retardo de 0.3089 rad. Por otra parte, utilizando los parámetros de Stokes que corresponden a las coordenadas cartesianas de los estados de polarización sobre la esfera para los estados de polarización inicial y final que son respectivamente, $\{1,0,0\}$ y $\{0.953, -0.300, 0.046\}$, y utilizando la expresión 26 se obtiene que el retardo generado es de 0.3083 rad.

Como se aprecia ambos resultados son muy similares, de tal manera que se eligió este último método para realizar los cálculos posteriores. Además de ser más simple, este método permite calcular los retardos inducidos para polarizaciones iniciales arbitrarias.

El dispositivo se comporta como un retardador elíptico, y mediante la expresión 26 se puede calcular el retardo para una polarización inicial arbitraria empleando los parámetros de Stokes. De esta manera, se realizaron distintas pruebas con polarizaciones iniciales diferentes, cuyos resultados se muestran en la Tabla 4.

Los resultados comprueban la correspondencia que existe entre el máximo desplazamiento de la polarización inicial a través de la trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré y la birrefringencia foto-inducida. La prueba 4 muestra la trayectoria más larga y presenta la mayor birrefringencia foto-inducida, mientras que el caso contrario se encuentra en la prueba 1 (numeradas de izquierda a derecha).

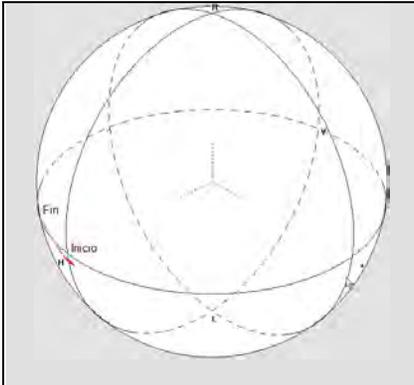
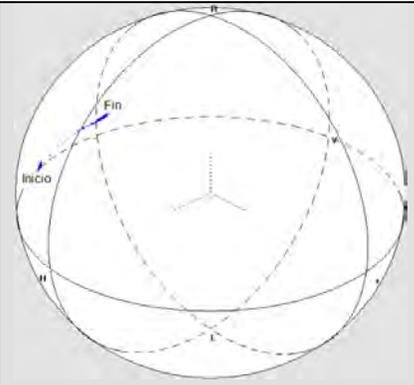
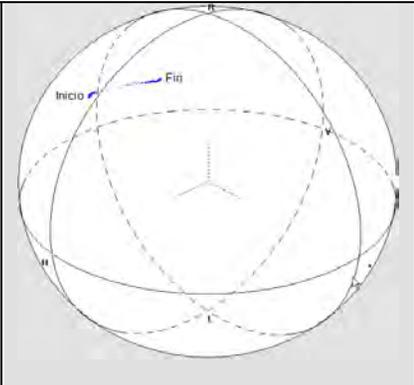
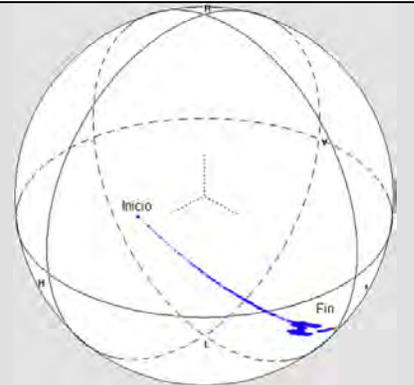
				
Polarización inicial (vector de Stokes)	{1.000, 1.000, 0.000, 0.000}	{1.000, 0.511, -0.859, 0.012}	{1.000, 0.064, -0.965, 0.253}	{1.000, 0.823, 0.461, 0.329},
Polarización final	{1.000, 0.953, -0.300, 0.046 }	{1.000, -0.054, -0.991, 0.116}	{1.000, -0.417, -0.868, 0.271}	{1.000, 0.367, 0.898, -0.242}
Retardo [rad]	0.3083	0.5988	0.4961	0.8800
Tiempo de respuesta [s]	5	10	13	10
Birrefringencia inducida	7.5073E-07	1.4581E-06	1.2080E-06	5.3571E-06

Tabla 4.- Resultados obtenidos para las distintas pruebas realizadas.

Al igual que la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales descrita en el capítulo anterior, el valor de ésta depende sustancialmente de la polarización de la luz que circula por el resonador del láser. Esto se debe a que el fotoalineamiento que provoca el láser de escritura sobre el recubrimiento de azopolímero, interactúa de diferente manera con las distintas componentes ortogonales que tiene la luz dentro del resonador, y por lo tanto esto depende de su estado de polarización inicial [24].

Esta dependencia con la polarización se ha comprobado también en trabajos anteriores [21], y se debe a que la birrefringencia que se induce es perpendicular a la polarización del láser de escritura. De esta manera, para algunos estados de polarización, el efecto foto-inducido es mayor como se muestra en las pruebas realizadas en este trabajo.

Los cálculos de birrefringencia arrojan valores en un rango de 7.5073×10^{-7} a 5.3571×10^{-6} . En varias publicaciones sobre el tema [31], se han reportado birrefringencias foto-inducidas del orden de 10^{-1} – 10^{-4} para distintos azopolímeros que utilizan el DR1 como molécula fotosensible. En este sentido, los resultados obtenidos indican que la birrefringencia foto-inducida en los dispositivos está por debajo del orden de los cambios reportados previamente. Hay que considerar que en algunas referencias, se utilizan azopolímeros en los cuales el DR1 se incorpora en la cadena molecular del polímero durante su síntesis, y esto genera una respuesta diferente a la que se obtiene con azopolímeros preparados por el método huésped-anfitrión, que es el utilizado en los dispositivos probados en este trabajo.

Otro aspecto que debe tomarse en cuenta es que típicamente, las pruebas de birrefringencia foto-inducida en los azopolímeros se realizan en películas delgadas. Es evidente que las técnicas de caracterización de películas delgadas no pueden aplicarse a dispositivos de fibra óptica, y por esta razón fue necesario desarrollar el método alternativo que se ha estudiado en este trabajo.

En este sentido, es importante reconocer que la cuantificación de la birrefringencia foto-inducida en el polímero muy probablemente no sea la misma que se obtenga en una película delgada. Esto es porque la interacción de la luz en los dispositivos de fibra óptica se realiza a través de la onda evanescente, mientras que para películas delgadas la birrefringencia se cuantifica midiendo la transmisividad de la película. Sin embargo, las mediciones realizadas indican la birrefringencia foto-inducida en el dispositivo fabricado, y esto es finalmente el dato de interés para tener una caracterización completa de su desempeño como elemento fotosensible dentro de un sistema de fibra óptica.

Capítulo 5.- CONCLUSIONES

Los láseres de fibra óptica son muy versátiles, razón por la cual han encontrado muchas aplicaciones en las comunicaciones ópticas, en el desarrollo de sensores de diversos parámetros físicos y químicos, y también para caracterizar dispositivos de fibra óptica, como se demostró en este trabajo de tesis.

De los experimentos realizados a lo largo de este trabajo, es claro que la birrefringencia del resonador de fibra óptica determina las características de polarización del láser y su espectro de emisión. Algunos estados de polarización son más estables que otros, y esto depende sobre todo de los dispositivos que se encuentran dentro del resonador. Cada dispositivo que puede utilizarse dentro de un láser de fibra tiene características birrefringentes diferentes, además la polarización del láser se puede ajustar mediante los controladores de polarización. Estas características hacen de los sistemas láser de fibra muy sensible a las perturbaciones dentro del resonador, y esto permite monitorear cambios pequeños en birrefringencia, lo cual es útil para diversas aplicaciones.

La esfera de Poincaré es una representación simple y útil de los estados de polarización de la luz, especialmente para visualizar la evolución de la polarización cuando viaja a través de medios birrefringentes. La metodología descrita en este trabajo se puede aplicar para evaluar la birrefringencia generada mediante efectos inducidos, ya que el efecto que produce un medio birrefringente sobre la polarización de la luz que se propaga en él, es introducir un determinado retardo óptico que modifica su estado de polarización.

El retardo óptico provocado por el medio birrefringente se puede calcular modelando el medio como un retardador elíptico para determinadas condiciones iniciales, o bien, geoméricamente a partir de la trayectoria que describe la luz sobre la esfera de Poincaré al cambiar su estado de polarización. Esta segunda opción es más flexible, pues no establece ninguna restricción sobre la polarización inicial utilizada para realizar los cálculos. La resolución de este método está determinada por el dispositivo de medición utilizado para cuantificar los cambios sobre la esfera de Poincaré. En este trabajo se utilizó el PSY que permite detectar cambios de polarización con una resolución de 0.1° y cuyas características se muestran en el anexo 4.

El efecto de la birrefringencia inducida por esfuerzos laterales aplicados sobre las fibras ópticas depende en gran medida del estado de polarización de la luz que se propaga por la fibra, ya que distintos estados de polarización presentan diferentes cambios a los esfuerzos aplicados. Esto debido a que la deformación que sufre la fibra genera ejes birrefringentes con orientaciones preferenciales y que afecta de distinta manera a las componentes del estado de polarización.

Las mediciones realizadas de birrefringencia inducida por esfuerzos laterales dentro del anillo muestran que de manera general, existe mayor sensibilidad que al realizarlas fuera debido a la mayor interacción entre la perturbación y la luz. Al comparar las regresiones lineales para los experimentos dentro y fuera del resonador, se obtuvo que para ese caso, la sensibilidad aumenta 2.28 veces, de manera que dado que la

birrefringencia inducida es la misma en ambos experimentos (dentro y fuera del resonador), se podría hablar de una equivalencia entre los dos valores que está relacionada con la interacción de la luz con la perturbación dentro del resonador. Sin embargo, un estudio detallado que permita generalizar ese concepto requiere de futuras investigaciones. Esto requeriría implementar sistemas láser de anillo con distintas longitudes para verificar si existe alguna relación entre el aumento en sensibilidad y la longitud del resonador.

Los azopolímeros presentan propiedades ópticas que pueden ser alteradas por la luz y que son reversibles. El tiempo de respuesta de dichos compuestos depende de la matriz polimérica que se utiliza para su fabricación. Para los dispositivos probados en este trabajo, se utilizó PDMS, y el tiempo de respuesta registrado fue del orden de una decena de segundos.

Se puede modificar el estado de polarización de la luz que se propaga en una fibra óptica al interactuar su campo evanescente con el compuesto de azopolímero PMDS-DR1 al que se le foto-induce birrefringencia mediante un láser de escritura. Los cambios generados en el espectro de emisión del láser cuando cambia su estado de polarización mediante efectos foto-inducidos en el recubrimiento azopolimérico, muestran que es posible detener la emisión del láser al alterar la birrefringencia.

Existe una relación entre la birrefringencia foto-inducida y la trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré por los cambios en el estado de polarización, ya que en las pruebas realizadas, las birrefringencias mayores generan trayectorias más largas sobre la esfera de Poincaré. Otro aspecto importante es que el efecto de la birrefringencia foto-inducida sobre el estado de polarización de la luz depende sustancialmente del estado de polarización inicial, ya que el campo evanescente que interactúa con el recubrimiento de azopolímero es distinto.

En principio, es posible medir birrefringencias foto-inducidas muy pequeñas, estando limitada la metodología descrita únicamente por la resolución del analizador de polarización. La manera tradicional de medir la birrefringencia foto-inducida en este tipo de compuestos era mediante el coeficiente de transmisión al hacer pasar un haz de luz por una película delgada del compuesto. En este trabajo, se utilizó la interacción del campo evanescente con un recubrimiento de un compuesto similar de fabricación sencilla, los resultados obtenidos para la birrefringencia foto-inducida van de 7.5073×10^{-7} a 5.3571×10^{-6} , mientras que los resultados reportados para compuestos similares y con las características mencionadas que pueden encontrarse en las referencias, están en un rango de 10^{-4} .

De manera general, la metodología descrita en este trabajo de tesis puede ser utilizada para determinar la birrefringencia o en su defecto, el retardo óptico que se induce en las componentes del estado de polarización de la luz como resultado de la interacción de la fibra óptica con un parámetro físico. Siendo este el principio de funcionamiento de los sensores polarimétricos que tienen aplicación en varios campos de la industria y la ingeniería para la medición de esfuerzo, tensión mecánica, presión, temperatura, etc.

REFERENCIAS

- [1] R. Azzam, N. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, Elsevier, 1986.
- [2] A. Kumar, A. Ghatak, Polarization of Light with Applications in Optical Fibers, SPIE, 2011.
- [3] L. Nikolova, P. Ramanujam, Polarization Holography, Cambridge University Press, 2009.
- [4] B. Saleh, M. Teich, Fundamentals of Photonics, Wiley Interscience, 2007.
- [5] D. Mynbaev, L. Scheiner, Fiber-Optic Communications Technology, Prentice Hall, 2001.
- [6] E. Hetch, Óptica, Addison Wesley, 2000.
- [7] S. Rashleigh, "Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-1, No. 2, pp. 312 – 331, 1983.
- [8] R. Ramaswami, K. Sivarajan, Optical Networks: A Practical Perspective, Second Edition, Academic Press, 2002.
- [9] S. Pascual, J. Hernández, "Fibras ópticas láser: cómo cocinar vidrio para generar luz," *Materiales Avanzados*, No. 9, pp. 5 – 14, 2007
- [10] J. Archambault, S. Grubb, "Fiber grating in laser and amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, pp. 1378 – 1390, 1997.
- [11] C. Delgado, "Estudio Experimental de un Láser de Fibra Dopada con Iterbio, Sintonizable y Multi-longitud de Onda en Regimen Continuo," Tesis de maestría, CIO, León Gto., México, 2009.
- [12] K. Kelin, Laser engineering, Prentice–Hall, Inc. Primera Edición. Upper Saddle River, 1998.
- [13] N. Cuando, "Retroalimentación Polarizada en Fibras Ópticas Láser," Tesis de Licenciatura, UNAM, D.F., México.
- [14] Y. Takushima, S. Yamashita, K. Kikuchi, K. Hotate, "Polarization-Stable and Single-Frequency Fiber Lasers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, No. 4, pp. 661 – 669, 1998.

- [15] P. Roche, G. Piña, J. Hernández, “Caracterización de fibras ópticas láser con resonadores de anillo para medición de cambios en índice de refracción,” *Ibersensor*, 2006.
- [16] B. Gholamzadeh, H. Nabovati, “Fiber Optic Sensors,” *World Academy of Science, Engineering and Technology*, No. 42, pp. 297 – 307, 2008.
- [17] K. Grattan, B. Meggitt, Optical Fiber Sensor Technology: Devices and Technology, First Edition, Chapman & Hall, USA, 1998.
- [18] J. López, Handbook of Optical Fibre Sensing Technology, John Wiley & Sons Ltd, England, 2002.
- [19] D. Tentori, F. Treviño, C. Ayala, “Uso de Eigenmodos de Polarización para Caracterizar la Birrefringencia de una Fibra Óptica Monomodo,” *Simposio de Metrología*, Querétaro, México, 2008.
- [20] http://www.laser.uvigo.es/Docencia/Teleco/Fav.10/restringido/Explicaciones/FAv04_Explicacion.pdf
- [21] A. Benítez, J. Hernández, “Optically driven All-fiber polarization rotator,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 29, No. 11, pp. 1671 – 1676, 2011.
- [22] <http://www.thorlabs.com/Thorcat/19300/19304-S01.pdf>
- [23] C. Ayala, D. Tentori, M. Avendaño, “Analytical description of the evolution of polarized light in homogeneous retarders using Jones formalism,” *Revista Mexicana de Física*, No. 55, pp. 156 – 165, 2009.
- [24] X. Tian, X. Cheng, W. Qiu, Y. Luo, Q. Zhang, B. Zhu, G. Zou, “Optically Tunable Polarization State of Propagating Light at 1550 nm in an Etched Single-Mode Fiber With Azo-Polymer Overlay,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. 3, 2011.
- [25] M. Digonnet, Rare – Earth – Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Marcel Dekker, Second Edition, 2001.
- [26] Q. Williams, J. Garcia, R. Roy, “Fast intracavity polarization dynamics of an erbium-doped fiber ring laser: Inclusion of stochastic effects,” *American Physical Society*, Vol. 55, No. 3, pp. 2376 – 2386, 1997.
- [27] I. Rukhlenko, C. Dissanayake, M. Premaratne, “Visualization of electromagnetic-wave polarization evolution using the Poincaré sphere,” *Optical Society of America*, Vol. 35, No. 13, pp. 2221 – 2223, 2010.

- [28] J. Gil, P. Arnal, “El Modelo de la Esfera de Poincaré: Representación de Medios Materiales,” *Zubia*, No. 9, pp. 9 – 17, Logroño, 1991.
- [29] N. Li, F. Luo, S. Unlu, T. Morse, J. Hernández, J. Battiato, D. Wang, “Intra-cavity fiber laser technique for high accuracy birefringence measurement,” *Optics Express*, Vol. 14, No. 17, pp. 7594 – 7603, 2006.
- [30] <http://www.lci.kent.edu/ipp/techjournals/Vol%2011/yaroshchukLight.pdf>
- [31] O. Oliveira Jr., D. dos Santos Jr., D. Balogh, V. Zucolotto, C. Mendonça; “Optical storage and surface-relief gratings in azobenzene-containing-nanostructured films,” *Advances in Colloid and Interface Science*, No. 16, pp. 179 – 192, Brasil, 2005.
- [32] E. Rivera, T. García, R. Salazar, J. Dircio; “Los azopolímeros: materiales inteligentes con respuesta a la luz,” *Bol. Soc. Quím. Méx.*, pp. 24-34, Sociedad Química de México, 2008.

ANEXO 1:

Divisor de polarización

Fiber

CHAPTERS

- Fiber Table Calibration
- Fiber Tables

Fiber Optomechanics

- Fiber Coupled Beam
- Dist. and Measurement

SECTIONS

FiberBench

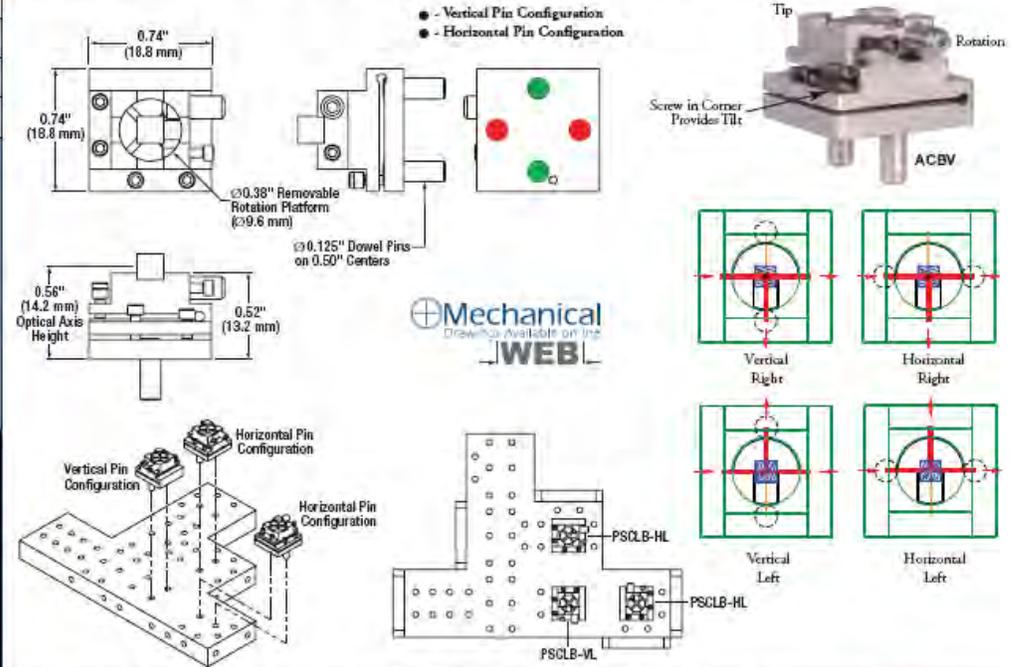
- 2.1.1.1.1.1
- 2.1.1.1.1.2
- 2.1.1.1.1.3

Adjustable Polarizing Cube, Plate, and Mirror Tutorial

For applications that require a beam to be split or reflected, we offer polarizing cubes, beamsplitter plates, and mirrors mounted to a multi-axis flexure base. The base allows for tip, tilt, and rotational adjustment for precise beam alignment and steering control. The modules provide easy adjustment to the mechanism without interfering with the beam path. You can choose the mount that directs the beam to the correct port's path so that the adjusting screws are in a convenient position for your setup. The flexure base has vertical and horizontal pin mounting orientations. The vertical pin configuration is the most common and is used on all FiberTables,

except the FT-100X100 and FT-114X149. Please contact tech support, and a FiberBench expert will help you.

A vertical pin configuration is defined as having the pins mounted parallel to the rotation adjustment screw. In the horizontal configuration, the pins will be mounted perpendicular to the rotation adjustment screw. The next designation is handled as a right or left turn of the incoming beam. The right or left designation will determine the orientation of the cube, plate, or mirror with respect to the rotation adjustment screw. See the sketches and diagrams below for help in selecting a component.



Have you seen our... Calcite Walk-Off Polarizer Modules

See page 1074

Adjustable Polarizing Cube Beamsplitter Modules

The PSCLB Series of modules uses a polarizing beamsplitter cube mounted on the ACBH or ACBV flexure base. Each module provides a polarization-dependent split with an extinction ratio that is better than a 1000:1. Other wavelengths are available. Please contact Tech Support for a quotation.



ITEM #	\$	€	¥	RMB	DESCRIPTION
PSCLB-VL-780	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Left, 780 nm
PSCLB-HL-780	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Left, 780 nm
PSCLB-VR-780	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Right, 780 nm
PSCLB-HR-780	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Right, 780 nm
PSCLB-VL-1064	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Left, 1064 nm
PSCLB-HL-1064	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Left, 1064 nm
PSCLB-VR-1064	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Right, 1064 nm
PSCLB-HR-1064	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Right, 1064 nm
PSCLB-VL-1550	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Left, 1550 nm
PSCLB-HL-1550	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Left, 1550 nm
PSCLB-VR-1550	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Vertical Right, 1550 nm
PSCLB-HR-1550	\$ 400.00	€ 288.00	¥ 348.00	¥ 3,188.00	FiberBench Beamsplitter, Horizontal Right, 1550 nm

- PSCLB**
Cube Beamsplitter
- Specifications**
- Clear Aperture: Ø1.5 mm
 - Beam Deviation: ±5 arcmin
 - Wavefront Distortion: $\leq \lambda/4$

ANEXO 2:

Placa retardadora

TECHNOLOGY ▾

Fiber

CHAPTERS ▾

Fiber Patch Cables

Bare Fiber

Fiber Optomechanics

Fiber Components

Test and Measurement

SECTIONS ▾

FiberBench

FiberPorts

Fiber Launch Platforms

Rotating Retarder Modules

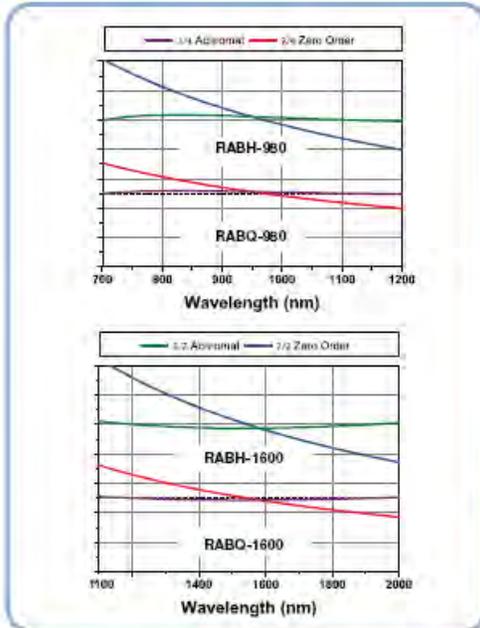
FiberBench retarders are mounted in a precision 360° rotation fixture. The mount has engraved degree marks and a knurled outer edge that allows for an alignment precision of 1.5°. The AR-coated retarders only contribute 0.1 dB OF additional insertion loss and are easily removed and replaced. The rotating plate holding the retarder can be removed from the magnetic mount, which simplifies optics changes. Quarter- and half-wave modules can be used to create polarization controllers, PM fiber launch systems, and other devices.

Zero-Order

The Zero-Order retarder module is a compound plate design with an epoxy-free beam path. The plates are air-spaced to provide a high-power beam path. The beam deviation and transmitted wavefront error are both minimal.

Features

- Compound Plate Design
- Crystal Quartz
- Epoxy-Free Beam Path
- Use for ±10 nm
- Air-Spaced Construction
- High-Power Applications (2 MW/cm² CW, 2 J/cm² @ 10 ns Pulse)
- Engraved Angle Index



Achromatic

The Achromatic retarder module is a compound plate design using Crystal Quartz and MgF₂. The plates are air-spaced to provide a high-power beam path. The beam deviation and transmitted wavefront error are both minimal. Achromatic retarders are best for applications that have greater than 20 nm bandwidths.

Features

- Compound Plate Design
- Crystal Quartz and MgF₂
- Epoxy-Free Beam Path
- Flat Spectral Response
- Air-Spaced Construction
- High-Power Applications (2 MW/cm² CW, 2 J/cm² @ 10 ns Pulse)
- Applications
- Engraved Angle Index

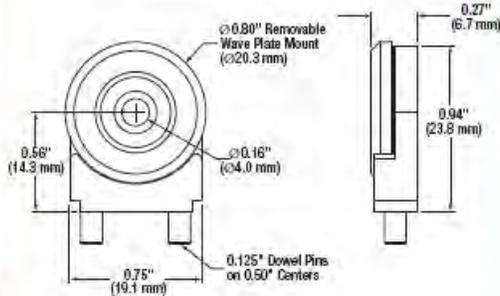
Specifications

- Aperture: Ø4 mm
- Beam Deviation: ≤10 arcsec
- Wavefront Error: $\lambda/4$
- Scratch Dig: 40-20
- 360° Rotation
- 1.5° Measurement Precision



RZBO-633

Please refer to our website for complete models and drawings.



Rotating Zero-Order Retarder Modules

ITEM# (Q/4)	ITEM# (Q/2)	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION
RZBQ-633	RZBH-633	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 633 ± 10 nm
RZBQ-780	RZBH-780	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 780 ± 10 nm
RZBQ-800	RZBH-800	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 800 ± 10 nm
RZBQ-850	RZBH-850	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 850 ± 10 nm
RZBQ-1064	RZBH-1064	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 1064 ± 10 nm
RZBQ-1550	RZBH-1550	\$ 402.90	£ 279.30	€ 357.70	¥ 3,402.10	Rotating Zero-Order Wave Plate for 1550 ± 10 nm

Rotating Achromatic Retarder Modules

ITEM# (Q/4)	ITEM# (Q/2)	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION
RABQ-980	RABH-980	\$ 500.00	£ 346.70	€ 444.00	¥ 4,222.10	Rotating Achromatic Wave Plate, Wavelength Range: 700 - 1200 nm
RABQ-1600	RABH-1600	\$ 500.00	£ 346.70	€ 444.00	¥ 4,222.10	Rotating Achromatic Wave Plate, Wavelength Range: 1100 - 2000 nm

ANEXO 3

Fibra de erbio

EDF Er-25-05-PM

Efficient, Highly Doped, Polarization Maintaining Erbium-doped Fiber

CorActive's EDF Er-25-05-PM is an efficient, highly doped erbium fiber that has been specifically designed for **polarized laser** and **C & L band PM EDFA** applications. CorActive's Er-25-05-PM features a highly doped photosensitive Er doped core in a panda-style fiber and offers very high quantum conversion efficiency (70% - 1480 nm pumped) and peak absorption (28 dB/m at 1530 nm) to minimize the fiber length and pump power requirements.

EDF Er-25-05-PM Benefits:

- High Er Concentration
- Photosensitive
- World Class Efficiency (**70% QCE**)
- Low Clustering
- High Spectral Uniformity
- Consistent Reproducibility

EDF Er-25-05-PM Applications:

- Polarized Lasers
- DFB Lasers
- Ultra-Short Pulse Lasers
- C & L Band PM Amplifiers
- Polarized sources for sensing

EDF Er-25-05-PM-02	
Optical Properties	
Operating wavelength	C and L band
Peak Absorption @ 1530nm (dB/m)	27 ± 3
Numerical Aperture (nominal)	0.25
Mode field diameter (µm)	5.7 ± 0.6
Background Loss @ 1200 nm (dB/km)	< 35
Cut-off Wavelength (nm)	1450 ± 50
Birefringence (%)	> 1.4E-4
Physical & Geometric Properties	
Co-dopants	Ge / Al
Cladding Diameter (µm)	125 ± 2
Dual Acrylate Coating Diameter (µm)	250 ± 10
Core/cladding Concentricity Error (µm)	< 0.4
Coating/cladding Concentricity Error (µm)	< 10
Standard Proof Test (kpsi)	> 50
Coating Type	Single Coat

CorActive's Unique Advantages

Appropriately scaled production facilities and an excellent financial position
 Focused 100% on specialty optical fiber design and manufacture to ensure high quality products
 Full line specialty optical fiber supplier – DCOF, IRT, EDF, UV Sensitive and Attenuating optical fibers available
 Complete Giles Parameters are provided for each fiber shipped enabling a more efficient design process

Printed in Canada

Copyright© 2004 CorActive High-Tech Inc., All rights reserved

ANEXO 4:

PSY-101

Polarization Synthesizer/Analyzer – PolaFlex™



PolaFlex™ is a turn-key instrument that can generate and maintain any desired state of polarization (SOP), regardless of the input SOP. It combines General Photonics' patented polarization controller, in-line polarimeter, and control algorithm into an instrument that functions as both a deterministic polarization state generator and a polarization analyzer. The generated SOP and the corresponding Poincaré Sphere can be readily displayed on a computer screen via USB interface. To generate a desired SOP, a user simply inputs the corresponding Stokes parameters using the front panel keypad. The instrument automatically searches for the SOP and maintains it against input SOP fluctuations. Another attractive feature is that the user can scan through 6 distinct SOPs (0° , 90° , $\pm 45^\circ$, RHC and LHC) sequentially with user defined speed for Mueller matrix calculations, or select any of the 6 states with the touch of a button. Furthermore, the user can select multiple predetermined SOP traces for the instrument to generate, emulating certain common polarization variations. The instrument can also function

as a polarization scrambler, generating random SOP scans with user-defined scanning speed. Finally, with the internal polarization controller disabled, PolaFlex™ can function as an in-line polarimeter, displaying the instantaneous SOP and DOP of the input light beam. This instrument can be quickly and easily calibrated using its built-in self-calibration program to optimize DOP and SOP measurement and control at special wavelengths and temperatures. PolaFlex™ puts all of the tools necessary for polarization management at your fingertips.

Specifications:

Operating Wavelength	1550 \pm 50 nm
Insertion Loss	1.2 dB, typical
SOP tracking accuracy ¹	0.5°
SOP step time (trace mode)	3 ms/ degree
SOP measurement accuracy	\pm 1%
Target SOP Resolution	0.1°
DOP accuracy	\pm 2%
Input Stokes Parameter Resolution	0.01
Optical Power Accuracy	\pm 0.25 dB
Return Loss	55 dB
PDL	< 0.25 dB
PMD	< 0.1 ps
Operating Power Range	-15 to +10 dBm
Optical Power Damage Threshold	300 mW
Operating Temperature	0 ~ 40 °C
Storage Temperature	-20 ~ 60 °C
Power Supply	100 - 120 VAC, 50 - 60 Hz or 200 - 240 VAC, 50 - 60 Hz
Communication Interfaces	RS-232, USB, Ethernet, GPIB
Software	PolaView™ (included)
Dimensions	2U, 19" half rack width 3.5" (H) x 8.5" (W) x 14" (L)

Note: Values are referenced without connectors.

1. At power > 0 dBm.

Features:

- Multiple Operation Modes
- Deterministic SOP generation
- Deterministic SOP trace generation
- Polarization analysis
- Polarization scrambling
- Input polarization independent

Applications:

- Deterministic SOP generation
- SOP/DOP monitoring
- Polarization Analysis
- Polarization Stabilization
- Optical SNR
- Sensor systems

General Photonics Corporation 909.590.5473 <http://www.generalphotonics.com>