

“Estudio teórico-experimental de la evolución de la polarización en fibras ópticas convencionales torcidas.”

Tesis presentada para obtener el título de

Licenciado en Física Aplicada.

Presenta:

Luis Alberto Rodríguez Morales

**Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas**

Asesor:

Dra. Georgina Beltrán Pérez

Puebla Pue., México

Enero 2016

“Estudio teórico-experimental de la evolución de la polarización en fibras ópticas convencionales torcidas.”

Luis Alberto Rodríguez Morales

**Tesis presentada como requisito parcial para obtener el título de:
Licenciado en Física Aplicada**

Directora:

**Dra. Georgina Beltrán Pérez
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
Puebla Pue., México**

Codirector:

**Dr. Evgeny Kuzin
Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica.
Tonanzintla, Pue., México.**

2015

Contenido

Resumen:	6
Capítulo 1 Introducción:	7
1.1 La importancia de la polarización de la luz en fibras ópticas convencionales.	7
1.2 Objetivos:	10
Capítulo 2 Polarización	12
2.1 Introducción.....	12
2.2 Estados de polarización en ondas planas:.....	12
2.3 BIRREFRINGENCIA LINEAL Y CIRCULAR. Polarizadores y Retardadores...	15
2.3.1 Birrefringencia lineal	15
2.3.2 Birrefringencia Circular.....	15
2.4 Método de Jones	18
2.4.1 Tabla de vectores de Jones	19
2.5 Matrices de Jones	20
2.5.1 Matriz de Jones para birrefringencia lineal	20
2.5.2 Matriz de Jones para elementos con birrefringencia circular	21
2.5.3 TABLA DE MATRICES DE JONES PARA ELEMENTOS OPTICOS.....	22
2.6 Parámetros de Stokes.....	23
2.7. Esfera de Poincaré	25
Capítulo 3: Matrices de Jones asociadas a la fibra óptica:	27
3.1 Introducción:.....	27
3.2 Descripción del estado de polarización de la luz en fibras ópticas mediante las matrices de Jones.	27
3.3 Birrefringencia inducida por curvatura en fibras monomodo.	44
3.4 Evolución de la polarización en fibras ópticas torcidas.	46
3.5 La torsión.....	47
Capítulo 4: Simulación de la evolución de la polarización de la luz en fibras ópticas mediante las matrices de Jones asociadas.....	48
4.1 Fibras rectas.....	48
4.2 Fibra enrollada en un carrete.	59
4.3 Conclusiones del capítulo:.....	64
Capítulo 5 <i>Caracterización Experimental de la Birrefringencia en las fibras de pruebas.</i>	65

5.1 Fibras de 1 m de largo.	65
5.2 Fibras enrolladas.	71
5.3 Retardador de fase por presión.	75
Capítulo 6: Conclusiones:	79
Referencias:	80

Resumen:

El presente trabajo de tesis cubre aspectos teóricos y prácticos relevantes para el tratado de la polarización de la luz y de la birrefringencia lineal inducida en las fibras ópticas convencionales. Se realizaron códigos en Matlab para el análisis matemático en base a las matrices de Jones asociadas a fibras ópticas convencionales. Estos se encuentran basados en la investigación teórica de los efectos de la polarización de la luz en dichas fibras ópticas. Los resultados experimentales muestran la birrefringencia de las fibras ópticas sometidas bajo estudio, SMF-28 tiene una birrefringencia propia de 0.41, mientras que la fibra de dispersión desplazada tiene una birrefringencia propia de 0.33 y finalmente la fibra True Wave tiene una birrefringencia propia de 0.98.

Gracias a estos resultados se deduce que la birrefringencia propia de una fibra óptica es crucial para mantener la polarización, al desarrollar experimentos en donde la fibra óptica es embobinada en un carrete, el diámetro del carrete de fibra induce una birrefringencia baja en comparación a la birrefringencia propia, esto debido al radio de curvatura, dejando como parámetro de consideración simplemente la birrefringencia propia de la fibra, la cual puede ser aniquilada al inducir una torsión controlada, provocando que la polarización de la luz en una fibra óptica se mantenga.

Capítulo 1 Introducción:

1.1 La importancia de la polarización de la luz en fibras ópticas convencionales.

En algunas aplicaciones mantener la polarización de la luz constante en una fibra óptica es necesario para la implementación de algunos dispositivos tanto para la estabilidad de los mismos como para alcanzar efectos no lineales en algunas aplicaciones, por ejemplo, en interferómetros de fibra óptica, los láseres de fibra óptica, sensores, moduladores de fibra óptica externos, la transmisión de comunicación óptica coherente y óptica en el acoplamiento de circuitos ópticos integrados, generación de efectos no lineales en las fibras ópticas, láseres de alta potencia. Además, en todas las fibras ópticas, en menor o mayor medida, la atenuación depende de la polarización y se deteriora la propagación de la señal en la fibra óptica.

Un aspecto importante de entender es: ¿Qué causa el cambio de estado de polarización en las fibras ópticas? En una fibra óptica ideal no hay eje óptico distinguido y los materiales con los que están fabricados el núcleo y el revestimiento son isotrópicos, por lo tanto, no hay ninguna birrefringencia. El estrés en fibras ópticas, los cambios de densidad, los cambios aleatorios de la forma del núcleo de la fibra óptica (deformaciones) o diámetro causan la formación de ejes ópticos distinguidos, y el resultado es la aparición de birrefringencia. En consecuencia, dos componentes ortogonales del campo eléctrico se propagan en la fibra óptica con diferentes velocidades, como rayo ordinario y extraordinario. Las diferentes velocidades de las dos componentes ortogonales generan una diferencia de fase que cambia durante la propagación a lo largo de la fibra óptica, la mezcla aleatoria de los dos componentes hace que el cambio en la polarización ocurra.

El fenómeno de la birrefringencia se puede observar mientras se transmite la luz a través de ciertos cristales (calcita, hielo, cuarzo, mica, el azúcar), que son anisotrópicos y tienen los ejes ópticos distinguidos.

En fibras ópticas reales los efectos de microestres dan origen a la formación de ejes ópticos en diferentes direcciones. Además, la luz viaja por un camino más largo causando un cambio de fase constante y por ende ocurre el cambio de polarización. Por lo tanto, la polarización cambia caóticamente en el tiempo.

A fin de mantener la polarización dentro de la fibra se puede implementar lo siguiente:

- Causar una asimetría, esto es causar un estrés que produzca anisotropía en el glaseado para maximizar la birrefringencia controlada. Este método se utiliza en fibras ópticas de alta birrefringencia [1].
- Utilizar fibras ópticas isotrópicas perfectamente simétricas, para minimizar la birrefringencia. Este método se utiliza en fibras ópticas de baja birrefringencia.

□ Utilizar analizadores de polarización, que pasarán solamente cierta polarización. En una fibra óptica mantenedora de polarización, en el que la birrefringencia fue creada intencionalmente, el estado de polarización no cambia de forma caótica. El eje óptico distinguido provoca que los cambios aleatorios de fluctuaciones de densidad óptica y los cambios temporales de eje se vuelvan insignificantes.

Cuando la polarización de la luz coincide con el eje óptico de la fibra óptica con birrefringencia intencionalmente inducida (o del eje paralela a ella) el estado de polarización no cambia a largas distancias. Sin embargo, si el eje óptico está en un ángulo cualquiera a la dirección de polarización de la luz, dos componentes ortogonales son creadas: lenta (en cristal negativo corresponde a un rayo extraordinario) y rápida (ordinaria), que, para distancias más largas generan una diferencia de fase periódicamente cambiante. Así, para un ángulo de 45° , primero observamos polarización lineal, seguido de la polarización elíptica y circular, posteriormente se retornando a polarización lineal, pero perpendicular a la polarización lineal en la entrada, con el fin de volver a la polarización inicial después de un período de 2π .

En la actualidad existen fibras ópticas monomodo que se diseñan para permitir la propagación de una única polarización de la señal óptica de entrada. Se utiliza en el caso de dispositivos sensibles a la polarización, como por ejemplo moduladores externos de tipo Mach-Zehnder. Su principio de funcionamiento se basa en introducir deformaciones geométricas en el núcleo de la fibra óptica durante el proceso de fabricación para conseguir un comportamiento birrefringente antes mencionado. A sabiendas de esto, uno de los aspectos importantes que se ha estudiado en los últimos años y en este trabajo de tesis es la evolución de la polarización de la luz en fibras ópticas convencionales, esto en parte a que las fibras ópticas han tenido un gran auge debido a algunas de las ventajas que esta presenta al generar fuentes de luz láser de emisión de onda continua y pulsada, así como fuentes de luz de espectro amplio llamadas Super continuo, las cuales han tenido una gran trascendencia debido a sus diversas aplicaciones tales como: metrología, la espectroscopia y la Tomografía Óptica Coherente (OCT) [2,3]. En esta última aplicación en particular, vemos que la polarización juega un papel muy importante ya que el sistema está basado en el interferómetro. Como sabemos, la interferencia de dos o más ondas luminosas puede ser descrita como la interacción entre ellas que da como resultado una onda distinta de la simple suma de las componentes, y para la obtención de la onda resultante la polarización de las ondas incidentes influye de manera significativa, un ejemplo de ello es el estudio que llevaron a cabo Fresnel y Aragón [4], donde estudiaron la interferencia de ondas polarizadas en ángulo recto y llegaron a las siguientes conclusiones: a) dos haces polarizados en ángulo recto procedentes de la misma fuente no producen interferencia apreciable aunque sean llevados al mismo plano de polarización. b) dos haces polarizados en ángulo recto, provenientes de luz ya polarizada, interfieren cuando son llevados al mismo plano de polarización. Estas conclusiones son empleadas para aumentar o disminuir

el contraste de las franjas en el patrón de interferencia, esto con el objeto de facilitar mediciones experimentales.

Por lo anteriormente mencionado, en particular cuando los sistemas son implementados usando fibra óptica, se debe tener especial cuidado con el tipo de fibra óptica que se emplee. En la actualidad existen muchas fibras ópticas comerciales que ya conservan la polarización de la luz, esto debido a su alta birrefringencia, esto con el objeto de poder controlar la polarización de la luz dentro de ella, pero en fibras ópticas estándar, la birrefringencia no es constante a lo largo de la fibra óptica, cambia aleatoriamente debido a las fluctuaciones en la forma del núcleo y el estrés anisotrópico. Como resultado, la luz lanzada en la fibra óptica con un estado fijo de polarización cambia su polarización de una manera aleatoria. Este cambio en la polarización es normalmente inofensivo para onda continua CW (Continuous wave.) por sus siglas en inglés, porque la mayoría de los foto detectores no son sensibles a los cambios de polarización de la luz incidente. Se convierte en un problema para los sistemas de comunicación óptica cuando pulsos cortos se transmiten sobre longitudes largas.

La Fig. (1.1) muestra esquemáticamente la evolución de la polarización y la longitud de batido de una fibra óptica birrefringente.

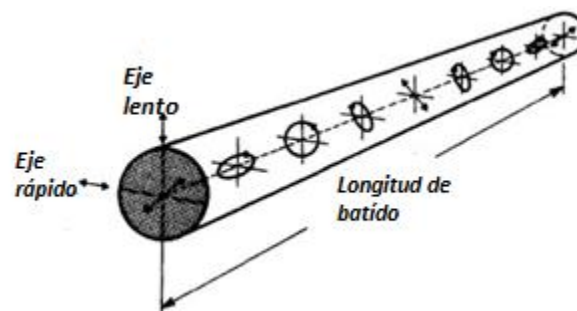


Fig. (1.1) Evolución del estado de polarización a lo largo de una fibra mantenedora de polarización, introduciendo polarización lineal a 45° [5]

Sin embargo muchas de estas fibras ópticas birrefringentes comerciales además de encarecer los sistemas implementados, también afectan en los fenómenos físicos presentes en los sistemas, tales como: dispersión cromática y la dispersión por polarización, esta última también llamada dispersión por modo de polarización PMD. Para evitar estas cuestiones en diversos trabajos [6-7] se han utilizado fibras ópticas estándar, en donde es necesario inducir una birrefringencia intencional y controlada para que el estado de polarización de entrada no se vea afectado a la salida de la fibra.

Este trabajo de tesis toma en cuenta un sistema algebraico para el tratamiento de la luz polarizada que será revisado en capítulos posteriores. En él, cualquier dispositivo que provoque cambios en la polarización podrá representarse mediante una matriz 2x2 (matriz de Jones) de forma que podrá conocerse la polarización de la luz a su salida mediante un

simple producto matricial. El cálculo de Jones presupone que la luz sea totalmente polarizada. Ello implica que deberá tratarse de campos monocromáticos (aunque en realidad se trabaja con campos cuasimonocromáticos) y así se han supuesto hasta este momento. La mayoría de fuentes ordinarias de luz (como el sol o una lámpara incandescente) producen luz no polarizada. En el extremo opuesto se encontrará la luz producida por un láser monomodo, que podrá aproximarse por luz totalmente polarizada.

Con el objeto de controlar estos efectos en este trabajo de tesis se desarrolla un estudio teórico-experimental de la evolución de la polarización a lo largo de fibras no mantenedoras de polarización como son la Truewave, Dispersión desplazada y fibra estándar monomodo (SMF-28). Para ello primero se hace un tratado teórico de la polarización de la luz en fibras con una torsión inducida, esto mediante matrices de Jones asociadas a las fibras ópticas. En lo experimental se tomaron tramos de fibras ópticas antes mencionadas de un metro, introduciéndoles una polarización lineal que fue rotada con una placa de media onda, así como en otros casos se introduce polarización circular haciendo el mismo tratado que con la polarización línea. La teoría nos dice que la polarización de la luz en un medio mantenedor de polarización seguirá siendo lineal o circular al pasar por la placa de media onda, solo rotará esta polarización con un ángulo de 2θ , este solo será notorio en la polarización lineal. A sabiendas de eso se estudió cuantas vueltas por metro son necesarias inducirle al tramo de fibra óptica para que mantenga la misma polarización. Una vez obtenidos estos resultados y comparándolos con los teóricos es posible crear carretes de fibra óptica torcida capaces de mantener la polarización, esto con la finalidad de poder construir dispositivos como espejos ópticos no lineales, los cuales son sensibles a cambios del estado de polarización de la luz.

1.2 Objetivos:

1.2.1 General:

Realizar un estudio teórico-experimental de la evolución de la polarización en fibras ópticas convencionales torcida.

1.2.2 Particulares.

1. Simular la evolución de la polarización en fibras ópticas convencionales, basada en las matrices de Jones asociadas a dichas fibras ópticas.
2. Realizar un estudio de la evolución de la elipticidad variando los siguientes parámetros: Longitud de la fibra, torsión de la fibra (número de vueltas por metro), diámetro de carrete.

3. Implementar los arreglos experimentales necesarios para medir la birrefringencia de las siguientes fibras ópticas: Truewave, dispersión desplazada y SMF-28.

Capítulo 2 Polarización

2.1 Introducción.

Recordemos que una onda electromagnética es una cantidad vectorial la cual es perpendicular a la dirección de propagación en espacio libre y con una cierta orientación definida en el espacio, esto es válido aproximadamente en fibras ópticas, dicha propiedad de orientación es llamada POLARIZACIÓN de la luz. Como se mencionó en el capítulo 1, la polarización tiene mucha importancia para el tratamiento de interferencia, efectos no lineales, sistemas comunicaciones etc. por lo que es importante entender las propiedades vectoriales de la luz.

En la siguiente parte, se describirá la polarización de la luz, así como las herramientas matemáticas que son usadas para entender la naturaleza de los estados de polarización de la luz en los cuales las más usadas son técnicas de vectores y matrices de Jones, vectores de Stokes y matrices de Müller y, mediante el uso de las llamadas matrices Jones describir la naturaleza física de dispositivos ópticos, tales como polarizadores y retardadores.

2.2 Estados de polarización en ondas planas:

El campo eléctrico se puede representar como una función vectorial compleja, que se propaga perpendicular a un plano, por comodidad se puede proponer que se propague en el eje z un nuestro sistema de coordenadas cartesiano.

$$\mathbf{E}(z, t) = \text{Re}[\mathbf{A}e^{i(\omega t - kz)}] \quad (2.1)$$

Donde $\mathbf{A}$ es una amplitud compleja la cual esta confinada al plano xy. Donde las componentes del vector de campo eléctrico son:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Note que hemos definido a la amplitud compleja como:

$$\mathbf{A} = \hat{x}A_x e^{i\delta_x} + \hat{y}A_y e^{i\delta_y} \quad (2.3)$$

Donde A_x y A_y son números positivos, $\hat{x}$ y $\hat{y}$ son vectores unitarios. La curva descrita por el punto final del vector eléctrico puede ser obtenida eliminando $\omega t - kz$ de las componentes del campo eléctrico y haciendo unos pasos de algebra elemental se puede obtener que:

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - \frac{2 \cos \delta}{A_x A_y} E_x E_y = \sin^2 \delta \quad (2.4)$$

Donde

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad (2.5)$$

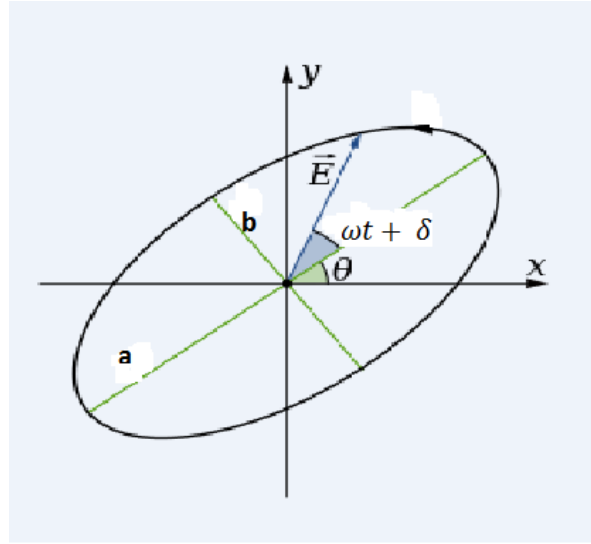


Fig.: 2.1 Elipse de polarización girando en sentido izquierdo.

Esta llamada la fase relativa que está delimitada por $-\pi \leq \delta \leq \pi$.

Si el campo eléctrico de la onda plana cumple con la ecuación (2.4), se dice que nuestra onda esta elípticamente polarizada.

Generalmente los ejes de elipse no coinciden con ejes de sistema de coordenadas, es por ello que se emplean las matrices de rotación para hacer un cambio de ejes coordenados [8]. Obteniendo así a x' , y' la nueva pareja de ejes coordenados en la cual está confinada la elipse, entonces la ecuación de la elipse en el nuevo sistema se escribe de la forma:

$$\left(\frac{E'_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{E'_y}{b}\right)^2 = 1 \quad (2.6)$$

Donde a y b son los ejes principales de la elipse como se muestra en Fig. (2.1), E'_x y E'_y son las componentes del vector de campo eléctrico en este sistema de coordenadas.

Sea ϕ ($0 > \theta > \pi$) el ángulo entre el eje x' y x , entonces:

$$\begin{aligned} a^2 &= A_x^2 \cos^2 \theta + A_y^2 \sin^2 \theta + 2A_x A_y \cos \delta \cos \theta \sin \theta \\ b^2 &= A_x^2 \sin^2 \theta + A_y^2 \cos^2 \theta - 2A_x A_y \cos \delta \cos \theta \sin \theta \end{aligned} \quad (3.7)$$

El ángulo θ puede ser expresado en términos de las componentes de la amplitud y de la fase relativa de tal manera que:

$$\tan 2\theta = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \delta \quad (2.8)$$

El sentido de giro de la elipse está determinada por el signo del $\sin \delta$. El giro del punto final del vector de campo eléctrico puede tomarse en sentido de las manecillas del reloj si $\sin \delta > 0$, y en dirección contraria si $\sin \delta < 0$.

Además de este caso existen dos casos especiales para la descripción de la polarización, estos resultan de degeneraciones de la polarización elíptica, estos casos son la polarización lineal y circular.

Comencemos con el caso en el que la fase relativa sea un múltiplo entero de π , esto es

$$\delta = \delta_y - \delta_x = m\pi \quad m = 0, 1, \dots \quad (2.9)$$

Con $-\pi \leq \delta \leq \pi$, en este caso la razón de las componentes del vector de campo eléctrico siempre es constante;

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{(-1)^m A_y}{A_x} \quad (2.10)$$

Esta relación es la ecuación de una recta, por lo cual con estos parámetros se dice que la luz esta linealmente polarizada.

El otro caso es la polarización circular de acuerdo a las ecuaciones (2.4) y (2.7), la elipse se reduce a una circunferencia cuando

$$\delta = \delta_y - \delta_x = \pm \frac{\pi}{2} \quad (2.11)$$

Y

$$A_x = A_y \quad (2.12)$$

Existen dos polarizaciones circulares, la polarización circular derecha, cuando $\delta = -\frac{\pi}{2}$, esta polarización corresponde a una rotación en sentido contrario de las manecillas del reloj de la punta del vector de campo eléctrico, por otro lado la polarización circular izquierda ocurre cuando $\delta = \frac{\pi}{2}$, esta polarización corresponde al giro de la punta del vector de campo eléctrico en sentido de las manecillas del reloj.

En general la elipticidad de la polarización está definida como:

$$e = \pm \frac{b}{a} \quad (2.13)$$

2.3 BIRREFRINGENCIA LINEAL Y CIRCULAR. Polarizadores y Retardadores

2.3.1 Birrefringencia lineal

El fenómeno en el que para dos direcciones ortogonales de polarización existen diferentes velocidades de propagación es conocido como Birrefringencia lineal, y esas dos direcciones de propagación particulares son conocidas como “estados propios” de polarización lineal (mejor conocidos como modos propios).

Solo los modos propios se propagan sin cambios en su dirección de propagación, es decir permanecen lineales, pero si en su fase, cualquier polarización a la salida será una combinación de estos modos propios y un desfase arbitrario produciendo polarizaciones elípticas. La diferencia de fase se debe a que cada modo propio tiene una velocidad de propagación distinta.

2.3.2 Birrefringencia Circular

Aunque la birrefringencia lineal es la más común, también existe birrefringencia circular la cual se debe a estructuras en forma de espiral sobre el eje óptico, ya sea en sentido de la mano derecha (dextrógiro) o en sentido de la mano izquierda (levógiro).

En la birrefringencia circular las dos componentes de polarización circular atraviesan el elemento, sin cambiar de forma pero a diferente velocidad la circular izquierda de la circular derecha. Los estados de polarización propios son circulares para este caso y no lineales como en el anterior.

El termino actividad óptica se relaciona a este fenómeno, que usualmente describe la rotación de la dirección de polarización de una onda polarizada linealmente; una onda linealmente polarizada se puede dividir en dos ondas con polarización circular opuesta que al viajar por el medio birrefringente lo hacen a diferentes velocidades, produciendo un desfase y dando como resultado otra onda linealmente polarizada a la salida, pero con un ángulo de rotación respecto a la entrada.

Para modificar los estados de polarización, existen diversos dispositivos, los cuales están basados en cuatro mecanismos básicos: el dicroísmo, la reflexión, la dispersión y la birrefringencia.

Estos materiales ópticos están elaborados de material anisotrópico, es decir, tienen una forma asimétrica, ya que el polarizador tiene la capacidad de poder seleccionar un estado de polarización, descartando las demás direcciones.

Existen otros dispositivos que también pueden alterar los estados de polarización de la luz, los cuales son denominados retardadores.

Dichos retardadores funcionan en forma simple: uno de los estados linealmente polarizado es retrasado en fase respecto al otro en una cantidad determinada, así, al salir la luz del retardador, la fase relativa entre las componentes es diferente, alternando su estado de polarización.

Existen 3 tipos de retardadores comunes, que son los más empleados experimentalmente las placas de onda completa, las placas de media onda y las placas de cuarto de onda.

Recordando que cuando una onda plana monocromática incide sobre un cristal uniaxial, ésta es dividida en dos haces: uno ordinario y otro extraordinario. Se sabe que la onda extraordinaria se mueve más rápidamente a través del medio y después de atravesar la placa de cierto grosor, la onda electromagnética resultante será la formada por la composición de la onda ordinaria y extraordinaria, las cuales presentarán una diferencia de fase relativa entre ellas, $\Delta\phi$, dada por:

$$(2.14)$$

$$\Delta\varphi = 2\pi/\lambda_0 \, d|n_0 - n_e|$$

Donde “ d ” es el grosor de la placa, n_o , es el índice de refracción percibido por el rayo ordinario y n es n_e el índice de refracción que altera al rayo extraordinario, λ_0 es la longitud de onda de la luz incidente en el medio.

Es adecuado indicar como cada una de las diferentes tipos de placa retardadoras se comportan:

Placa de Onda Completa: En este tipo de placa debemos de observar que: si la diferencia de fase relativa entre los haces ordinario y extraordinario generada por el dispositivo es igual a 2π , el retraso será igual a una onda completa, denominando al dispositivo placa de onda completa o retardador de onda completa.

Placa de media onda: Para este caso, al tomar una placa birrefringente, ésta introduce una diferencia de fase relativa, entre las dos ondas, ordinaria y extraordinaria, igual a π o 180° , y es por tanto denominada placa de media onda o retardador de media onda.

Placa de cuarto de onda: Este tipo de placa birrefringente introduce una diferencia de fase entre las componentes ordinaria y extraordinaria igual a $\pi/2$ o 90° .

2.4 Método de Jones

El método de Jones es un análisis matemático que hace uso de representaciones vectoriales de los campos eléctricos de la luz y matriciales de elementos ópticos. El método de Jones permite aplicar análisis poderoso matemático de cálculos vectoriales. Con este método podemos conservar la información de la fase de las ondas involucradas, siendo aplicable solo para luz totalmente polarizadas.

La descripción de los estados de polarización también hace uso de cantidades complejas, las cuales no son observables en el laboratorio, sin embargo son posibles de determinar a través de la intensidad del haz de luz como función de su vector de campo eléctrico.

Este método se usa para obtener información de la fase de las ondas involucradas totalmente polarizadas. Además, describe el estado de polarización del sistema, así como modificar su estado de polarización. Mediante el uso de vectores columna de 2 elementos, se puede describir el estado de polarización de cada componente óptico. Y mediante el uso de matrices de 2×2 se pueden describir los dispositivos ópticos que modifican el estado de polarización del haz de luz.

La luz, al ser tomada como una onda electromagnética, ésta puede ser representada mediante componentes de su vector de campo eléctrico asociado.

Tomando el hecho de que un vector también puede ser escrito en forma de vector columna, tenemos que el campo eléctrico es escrito de la forma:

$$\mathbf{E} = E_x e^{i(\omega t + \phi_x)} \hat{\mathbf{i}} + E_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \hat{\mathbf{j}} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x e^{i(\omega t + \phi_x)} \\ E_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Es evidente que de la Ec. (2.15), las dos componentes del vector de campo eléctrico tienen diferentes fases y amplitudes. Factorizando la dependencia temporal, se tiene:

$$\mathbf{E} = e^{i\omega t} \begin{bmatrix} E_x e^{i(\phi_x)} \\ E_y e^{i(\phi_y)} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Omitiendo el término temporal, $e^{i\omega t}$, la expresión de la Ec. (2.16) es conocida como Vector de Jones complejo, $\mathbf{J}$, para una onda de luz.

Recordando que la intensidad de luz es solo la variable observable, se procede a calcular ésta como la suma de los cuadrados de las amplitudes de las componentes eléctricas de la onda de luz, de tal manera que mediante la notación compleja, basta multiplicar la cantidad por su complejo conjugado, esto es:

$$I = e^{-i\omega t} e^{i\omega t} \begin{bmatrix} E_x e^{i(\phi_x)} & E_y e^{-i(\phi_y)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x e^{i(\phi_x)} \\ E_y e^{i(\phi_y)} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

2.4.1 Tabla de vectores de Jones

En muchos de los casos, el vector de Jones es expresado en su forma normalizada. A continuación se muestran algunos vectores de Jones normalizados que representan algunos estados de polarización.

Vectores de Jones	
<i>Estado de Polarización</i>	<i>Vector de Jones normalizado</i>
Polarización lineal vertical	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Polarización lineal horizontal	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarización lineal a 45°	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$
Polarización lineal a -45°	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$
Polarización lineal general (orientada un ángulo θ)	$\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$
Polarización circular derecha	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$
Polarización circular izquierda	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$

Tabla 3.1 Vectores de Jones normalizados para diferentes estados de polarización [9]

2.5 Matrices de Jones

En esta parte se estudiará cuantitativamente la forma en que los vectores de Jones pueden ser transformados cuando la luz interactúa con algún dispositivo que modifica su estado de polarización.

Para poder dar la expresión analítica de estas transformaciones, consideremos un haz de luz del cual se le conoce su estado de polarización y su amplitud.

Dicho haz se hace pasar a través de un objeto el cual altera su estado de polarización; definimos dicho estado de la forma $\mathbf{J} = E_x \hat{\mathbf{i}} + E_y \hat{\mathbf{j}}$, tal que el vector final es

$$\mathbf{J}' = E'_x \hat{\mathbf{i}} + E'_y \hat{\mathbf{j}}$$

Dichas componentes de $\mathbf{J}'$ se pueden expresar como una combinación lineal de las componentes $\mathbf{J}$ (solo se toman en cuenta las interacciones lineales entre el haz de luz y el dispositivo óptico), obteniendo:

$$\begin{aligned} E'_x &= m_{11}E_x + m_{12}E_y \\ E'_y &= m_{21}E_x + m_{22}E_y \end{aligned} \tag{2.18}$$

Donde m_{ij} son los llamados coeficientes de la matriz de elementos ópticos que serán atravesados por el haz de luz.

La Ec. (2.18), también puede ser reescrita de la forma:

$$\begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

O también

$$\mathbf{J}' = \mathbf{M}\mathbf{J} \tag{2.20}$$

Donde la matriz $\mathbf{M}$, es conocida como Matriz de Jones del elemento óptico, la cual es la matriz que se usa como el elemento transformador que convierte a $\mathbf{J}$ en $\mathbf{J}'$.

2.5.1 Matriz de Jones para birrefringencia lineal

Usando la representación en fasores de las componentes de campo eléctrico se tiene:

$$\begin{aligned} E_x &= a_x e^{i\omega t} \\ E_y &= a_y e^{i\omega t} \end{aligned} \tag{2.21}$$

Ahora suponiendo que la componente x se adelanta a la componente y en un ángulo δ , donde el eje x y el eje y están alineados con los ejes de polarización y el eje rápido en x entonces

$$\begin{aligned} E'_x &= a_x e^{i\omega t + \frac{\delta}{2}} \\ E'_y &= a_y e^{i\omega t + \frac{\delta}{2}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Donde E_x y E_y son las componentes de campo eléctrico, y son la magnitud de las componentes E_x y E_y respectivamente, y son las componentes de campo eléctrico después de tener el adelanto en fase δ .

Escrito de manera matricial

$$\begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

De tal modo que la matriz de Jones sería

$$M = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

2.5.2 Matriz de Jones para elementos con birrefringencia circular

Usando la representación en fasores de las componentes de campo eléctrico y con una rotación anti horaria del eje x con un ángulo ρ por acción de un elemento con birrefringencia circular las componentes están dadas por la transformación estándar de la rotación de ejes. En forma matricial

$$\begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\rho) & \sin(\rho) \\ -\sin(\rho) & \cos(\rho) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Por lo tanto la matriz de Jones viene dada por:

$$M = \begin{bmatrix} \cos(\rho) & \sin(\rho) \\ -\sin(\rho) & \cos(\rho) \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

2.5.3 TABLA DE MATRICES DE JONES PARA ELEMENTOS OPTICOS.

Después de observar que se requiere establecer la forma de la matriz de transformación para cuando la luz atraviesa un componente óptico que altera el estado de polarización, a continuación se muestran las matrices para cada tipo de dispositivo óptico.

Hay que indicar que se expresarán tales matrices para un polarizador lineal homogéneo, posteriormente las matrices correspondientes para algunos retardadores lineales homogéneos, los cuales provocarán un retraso dado por el valor de δ , y cuya orientación será dada por ρ .

Por ejemplo, tomando una placa de media onda, el retraso será de $\delta=180^\circ$; mientras que para una placa de cuarto de onda, el retraso es $\delta=90^\circ$.

POLARIZADORES LINEALES HOMOGÉNEOS Ángulo de orientación θ (respecto del eje X)	
$\theta = 0^\circ$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\theta = 90^\circ$ $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
$\theta = 45^\circ$ $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	$\theta = -45^\circ$ $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$
Polarizador Lineal General $\begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}$	

Tabla 3.2 Matrices de Jones de polarizadores lineales [9]

Placa de Cuarto Onda	
$\delta = 90^\circ, \quad \rho = 0^\circ$ $\begin{bmatrix} e^{i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix}$	$\delta = 90^\circ, \quad \rho = 90^\circ$ $\begin{bmatrix} e^{-i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix}$
$\delta = 90^\circ, \quad \rho = 45^\circ$ $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}$	$\delta = 90^\circ, \quad \rho = -45^\circ$ $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$
$\delta = 90^\circ, \quad \rho = \text{cualquiera}$ $\begin{bmatrix} e^{i\frac{\pi}{4}} \cos^2 \rho + e^{-i\frac{\pi}{4}} \sin^2 \rho & \sqrt{2}i \sin \rho \cos \rho \\ \sqrt{2}i \sin \rho \cos \rho & e^{-i\frac{\pi}{4}} \cos^2 \rho + e^{i\frac{\pi}{4}} \sin^2 \rho \end{bmatrix}$	

Tabla 3.3 Matrices de Jones de placas retardadoras de un cuarto de onda [9].

Placa de Media Onda	
$\delta = 180^0, \quad \rho = 0^0$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\delta = 180^0, \quad \rho = 90^0$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$
$\delta = 180^0, \quad \rho = 45^0$ $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\delta = 180^0, \quad \rho = -45^0$ $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$
$\delta = 180^0, \quad \rho = \text{cualquiera}$ $\begin{bmatrix} \text{Cos}(2\rho) & \text{Sen}(2\rho) \\ \text{Sen}(2\rho) & -\text{Cos}(2\rho) \end{bmatrix}$	

Tabla 3.4 Matrices de Jones de placas retardadoras de media de onda [9].

Cuando se tienen varios componentes ópticos, los cambios en la intensidad y polarización que sufren al atravesar los diferentes componentes ópticos estarán dados por una sola matriz, esto es:

$$M_z = \Pi_{i=1}^n M_i \quad (2.27)$$

Donde M_i representa al i-ésimo dispositivo y n es el número total de dispositivos atravesados por el haz de luz.

Hay que tomar en cuenta que el producto debe de ser calculado comenzando por el primer dispositivo que encuentra el haz de luz, multiplicando por la izquierda cada elemento sucesivo. Recordar que las matrices no cumplen con la propiedad conmutativa, por lo que hay que seguir el orden de colocación de los dispositivos.

Cada dispositivo siempre alterará el estado de polarización, mediante una matriz producto de transformación.

2.6 Parámetros de Stokes

El estado de polarización puede ser presentado utilizando los parámetros de Stokes. Los 4 parámetros de Stokes son S_0 , S_1 , S_2 y S_3 . El primer parámetro S_0 representa la potencia óptica de la onda, el segundo parámetro S_1 indica la preponderancia de la luz polarizada horizontalmente sobre la luz polarizada verticalmente, el tercer parámetro de Stokes S_2 indica la preponderancia de la luz polarizada linealmente a 45° sobre la luz polarizada linealmente a 135° y el cuarto parámetro de Stokes S_3 indica la preponderancia de la luz polarizada circularmente a la derecha sobre la luz polarizada circularmente hacia la izquierda.

Los parámetros de Stokes pueden interpretarse como medidas de la intensidad óptica con respecto a cierta polarización; de esta manera el parámetro S_1 puede interpretarse como la medida que relaciona la polarización del haz de luz con polarización horizontal ($S_1=1$) o

vertical ($S_1=-1$), el parámetro S_2 relaciona la polarización del haz con la polarización a 45° ($S_2=1$) o a 135° ($S_2=-1$) y el parámetro S_3 relaciona la polarización circular derecha ($S_3=1$) con polarización circular izquierda ($S_3=-1$).

Con base en lo anterior se mide la amplitud de estas 6 diferentes polarizaciones para poder determinar el valor de los parámetros de Stokes. También se consideraran las pérdidas de los polarizadores reales.

Los parámetros de Stokes están definidos bajo un modelo vectorial de la polarización donde se tiene una componente de campo eléctrico horizontal, que se denomina E_x , y una componente de campo eléctrico vertical, que se denomina E_y .

Los valores E_x y E_y son valores que pertenecen a los número complejos, es decir tienen parte real y parte imaginaria, y comúnmente están representados en su forma fasorial. Por lo que el vector de campo eléctrico puede ser representado de la siguiente manera.

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

En esta ecuación el término E_0 hace referencia a la potencia del campo y es un fasor, es decir:

$$E_0 = |\mathbf{E}|e^{i\omega t} \quad (2.29)$$

Donde $|\mathbf{E}|$ es la amplitud del vector eléctrico, ω es la frecuencia y t el tiempo

Los parámetros de Stokes se pueden calcular y se definen matemáticamente mediante el uso de las siguientes ecuaciones.

$$S_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 = 1 \quad (2.30)$$

$$S_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 \quad (2.31)$$

$$S_2 = 2\text{Re}(E_x E_y^*) = 2|E_x||E_y|\cos(\delta) \quad (2.32)$$

$$S_3 = 2\text{Im}(E_x E_y^*) = 2|E_x||E_y|\sin(\delta) \quad (2.33)$$

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad (2.34)$$

En estas ecuaciones se ocupa la amplitud de la componente de los campos eléctricos E_x y E_y , y la variable δ se refieren a la fase que tiene cada componente, E_x y E_y ,

respectivamente, por lo que la variable representa la diferencia de fase entre las componentes del campo eléctrico.

2.7. Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es una herramienta en un espacio tridimensional que muestra y describe los estados de polarización de las señales, y sus transformaciones causadas al viajar a través de los diversos dispositivos.

Los polos representan polarizaciones circulares, arriba es polarización circular derecha y abajo es polarización circular izquierda, sobre el ecuador se representan polarizaciones lineales, al frente polarización horizontal, atrás polarización vertical, derecha polarización a 45° e izquierda polarización a 135° . Cualquier otro punto en la esfera representa un estado de polarización elíptica, como se ilustra en la Fig. (2.2).

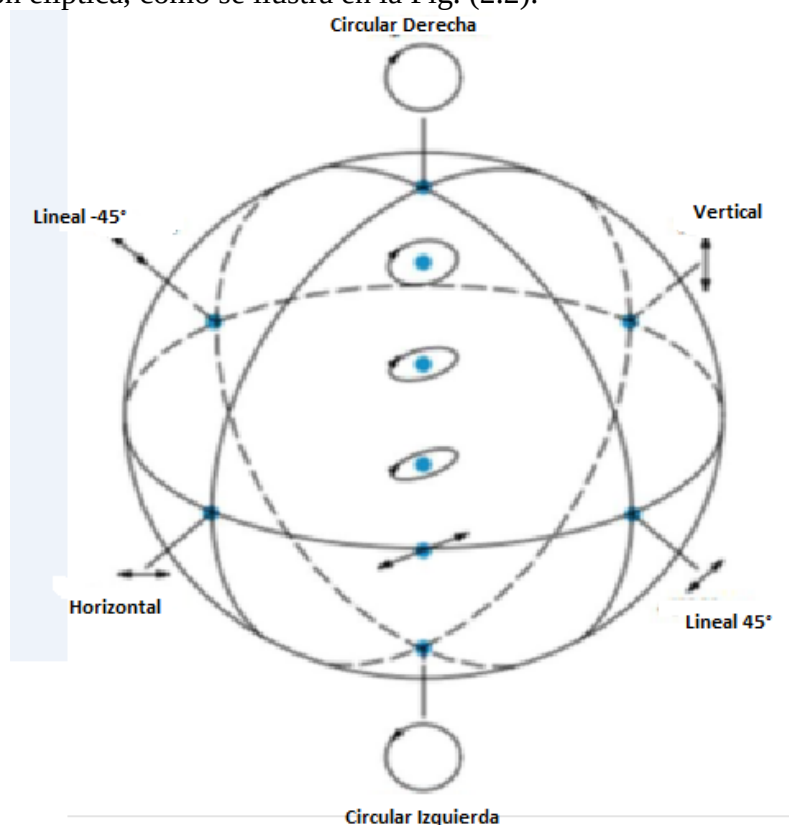


Figura 2.2.- Esfera de Poincaré con sus principales estados de polarización

Las polarizaciones ortogonales entre sí se encuentran opuestas diametralmente en la esfera, lo que significa que si se desea conocer la polarización opuesta, estará del otro lado de la esfera. Cada punto en la esfera de Poincaré representa un único estado de polarización.

La posición de la polarización en la esfera de Poincaré puede encontrarse usando los parámetros de Stokes normalizados, como coordenadas cartesianas, donde el vector de coordenadas (x, y, z) está dado por (S_1, S_2, S_3) .

$$\Pi = \frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0^2} \quad (2.35)$$

La esfera de Poincaré también puede representar luz parcialmente polarizada, esta luz es la mezcla de luz polarizada con luz no polarizada, estos estados de polarización se encuentran en el interior de la esfera. Lo que significa que la luz polarizada está representada en la superficie de la esfera de Poincaré. Para conocer el grado de polarización se ocupa la siguiente ecuación.

Donde Π es el índice de polarización y S_0 , S_1 , S_2 y S_3 son los parámetros de Stokes, si la luz está completamente polarizada $\Pi=1$, en caso contrario $\Pi<1$.

Conociendo estos parámetros también se puede calcular la posición en la esfera de Poincaré, la cual es otra muy útil herramienta cuando se trabaja con luz polarizada y es el complemento a los Parámetros de Stokes.

Ya que se conocen las representaciones ocupadas en esta tesis para caracterizar la polarización de la luz, se necesita conocer los fenómenos que afectan la polarización de la luz, y la manera en que afectan dicho estado de polarización, centrándose en dos: la birrefringencia lineal y circular, y el efecto magneto-óptico de Faraday.

Capítulo 3: Matrices de Jones asociadas a la fibra óptica:

3.1 Introducción:

La evolución de la polarización a lo largo de una fibra óptica ha sido sometida a varios estudios e incluso existen numerosas publicaciones acerca de este tópico.

Existe una gran variedad de fibras ópticas con numerosos factores que afectan el estado de polarización de la luz en estas. La fibra puede ser sujeta a cambios mecánicos como torsión, presión, cambios de temperatura, entre otras que de igual manera afectan el estado de polarización de la luz en la fibra. En algunos casos cuando esta se encuentra bajo ciertas condiciones el estado de polarización juega un papel importante.

En este capítulo trataremos el estudio teórico de algunos de estos efectos que son importantes para nuestros resultados.

3.2 Descripción del estado de polarización de la luz en fibras ópticas mediante las matrices de Jones.

Tomemos una fibra óptica la cual podemos dividir en segmentos finitos, en N pequeños pedazos, entonces la polarización de la luz en cada rebanada de la fibra esta descrito por la siguiente ecuación:

$$\vec{E}_{j,out} = T^j \vec{E}_{j,in} \quad (3.1)$$

Donde $E_{out,j}$ es el vector de Jones asociado a la polarización de salida de la j -ésima rebanada de fibra óptica, $E_{j,in}$ es el vector de Jones asociado a la polarización de la luz a la entrada de la j -ésima rebanada de la fibra óptica y T^j es la matriz asociada a la j -ésima rebanada de la fibra óptica para la descripción de la polarización de la luz dentro de la rebana, la cual describiremos a detalle más adelante.

Entonces para la descripción de la evolución a lo largo de cada rebanada se tomará el efecto descrito anteriormente como un efecto en cascada, en donde en un orden progresivo el vector de Jones de salida asociado a una rebanada anterior de la j -ésima rebanada se vuelve el vector de entrada de la j -ésima rebanada, esto dando como resultado a la salida de la fibra completa el siguiente vector en donde se tienen dos componentes de la polarización, por convención la componente X e Y.:

$$\begin{bmatrix} E_{out,x} \\ E_{out,y} \end{bmatrix} = \prod_j T^j \begin{bmatrix} E_{in,x} \\ E_{in,y} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

Donde $\prod$ indica que se debe de tomar el producto de los términos a la derecha de él.

Como resultado de la Ec. (3.2) la matriz de Jones asociada a la fibra se puede encontrar con un producto de matrices asociadas de cada rebanada. Producto de matrices también pueden incluir las matrices de rotación del eje de sistema de coordenados si fibra tiene torsión. La Ec. 3.2 es una aproximación cual se hace más exacta con tamaño de las rebanadas más corta y número de las rebanadas más grande. Como limite el tamaño se acerca a 0 y el número de pedazos a ∞ . En este limite la Ec. (3.2) es exacta.

Empecemos con la descripción de la matriz de Jones asociada a la j -ésima rebanada (T^j). Notemos que la fibra cuenta con una birrefringencia lineal ($\delta_l = \delta_y - \delta_x$) y una birrefringencia circular ($\delta_c = \delta_{rt} - \delta_{lf}$) y una posible rotación (ψ , el cual es tomado como positivo en sentido de las manecillas del reloj). Cada uno de estos parámetros intrínsecos de la fibra contribuyen a la modificación del estado de polarización de la luz que viaja a través de ella. Tomando estos parámetros muy pequeños matemáticamente, para la descripción de la polarización de la luz en una rebanada, tenemos que los parámetros ahora son denotados por δ'_l/s , δ'_c/s , ψ'/s , las variables primadas indican la primera derivada

de la variable con respecto al ancho de la una distancia s , i.e. $\delta'_l = \frac{d\delta_l}{ds}$, y $\varDelta s$ denota el ancho

de cada rebanada.

La matriz de Jones para $\delta'_l \square s$, $\delta'_c \square s$, $\psi' \square s$ puede ser expresada por:

(3.3a)

(3.3b)

(3.3c)

Donde Ecs. (3.3a) y (3.3b) describen las matrices de Jones para el retardo lineal y circular respectivamente y Ec.(3.3c) la matriz de Jones correspondiente al eje de coordenadas en el sistema de coordenadas de la fibra óptica.

Entonces la matriz de Jones de la i -ésima rebanada es obtenida por:

(3.4)

Matemáticamente para la deducción de la Ec (3.4) fueron necesarias hacer las siguientes aproximaciones

(3.5)

(3.6)

(3.7)

(3.8)

Es fácil comprobar que en este caso el producto de las matrices es conmutativo, dándonos como resultado final siempre la misma matriz asociada a cada rebanada.

Para hacer una aproximación más exacta, tomaremos cuando el ancho de la rebanada tiende

a cero, esto es que $\sqrt{s} \rightarrow 0$ aplicando este límite y relacionando las Ecs. (3.2) y (3.4) se

tiene que la matriz asociada a la fibra está dada por:

(3.9)

La evaluación de 3.9 se podría hacer fácilmente tomando el logaritmo, entonces:

$$A(s) = \ln T(s) \quad (3.10)$$

Donde

$$(3.11)$$

$$\left[\lim_{\varprojlim s \rightarrow 0} \sum -j \frac{\delta'_l}{2} \varprojlim s \quad \lim_{\varprojlim s \rightarrow 0} \sum -\varprojlim s \left(\psi' + \frac{\delta'_c}{2} \right) \right]$$

Ó

$$A(s) = \begin{bmatrix} -j\frac{\delta_l}{2} & -\left(\psi + \frac{\delta_c}{2}\right) \\ \left(\psi + \frac{\delta_c}{2}\right) & j\frac{\delta_l}{2} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Donde δ_l son birrefringencia lineal total, δ_c birrefringencia circular total y ψ torsión total de la fibra.

Ahora es posible encontrar a $T(s)$ pues solo pues ya hemos calculado el logaritmo y

$$T(s) = \exp(A(s)) \quad (3.13)$$

Para el cálculo de esta exponencial se representa a la matriz $T(s)$ como una combinación lineal, i.e. $T(s) = \alpha I + \beta A$ donde los coeficientes α y β son determinados resolviendo las siguientes ecuaciones:

$$\exp \lambda_1 = \alpha + \beta \lambda_1$$

$$\exp \lambda_2 = \alpha + \beta \lambda_2$$

Con $\lambda_{1,2}$ siendo los egenvalores de la matriz A . Se puede calcular que $\lambda_{1,2} = \pm j\lambda$ y que:

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{\delta_l}{2}\right)^2 + \left(\psi + \frac{\delta_c}{2}\right)^2} \quad (3.14)$$

Entonces se encuentra que $\alpha = \cos \lambda$ y que $\beta = \sin(\lambda)/\lambda$. Entonces:

$$T = \begin{bmatrix} P & -Q^* \\ Q & P^* \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Donde

$$P = \cos\lambda - j \frac{\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \sin(\lambda)}{\lambda} \quad (3.16a)$$

$$Q = \frac{\left(\psi + \frac{\delta_c}{2}\right) \sin(\lambda)}{\lambda} \quad (3.16b)$$

Esta es en general la matriz de Jones para cualquier fibra óptica con retardos uniformemente distribuidos pero con sumas de retraso lineal δ_l , retraso circular δ_c y rotación axial ψ .

3.3 Birrefringencia inducida por curvatura en fibras monomodo.

La birrefringencia en las fibras ópticas monomodo es un efecto ya conocido [10] a partir de las desviaciones de la geometría del núcleo ideal cilindro [11] y por la tensión mecánica a través del efecto elasto-óptico. Cualquiera fibra tiene un cierto grado de birrefringencia residual. En fibras estándar la birrefringencia residual es pequeña y por general está afuera de control. Para metas de este trabajo los importantes son la birrefringencia lineal introducida por curvaturas y birrefringencia circular introducida por torsión. En este párrafo consideramos la birrefringencia circular introducida por curvaturas. La fibra con curvatura esta presentada en la Fig. (3.2).

En esta parte, señalamos que la birrefringencia inducida es esencialmente un efecto del estrés. Es el resultado de la tensión lateral, y a la compresión $-\sigma_x$ que se acumula en una fibra doblada bajo condiciones de deformaciones "grandes". El componente de estrés dominante en una fibra doblada (Fig 3.2) es $\sigma_z = kEx$ donde $k = 1/R$ que es la curvatura y E es el módulo de Young. A través del plano xy , σ_z es un esfuerzo de tracción en capas externas ($x > 0$), pero σ_z es de compresión en todas las capas interiores ($x < 0$). En consecuencia, las capas externas ejercen una presión σ_z en la dirección radial (R) en las capas internas. Esta presión es más alta en el eje de la fibra y provoca la birrefringencia, al igual que la birrefringencia causada por una fuerza lateral externa.

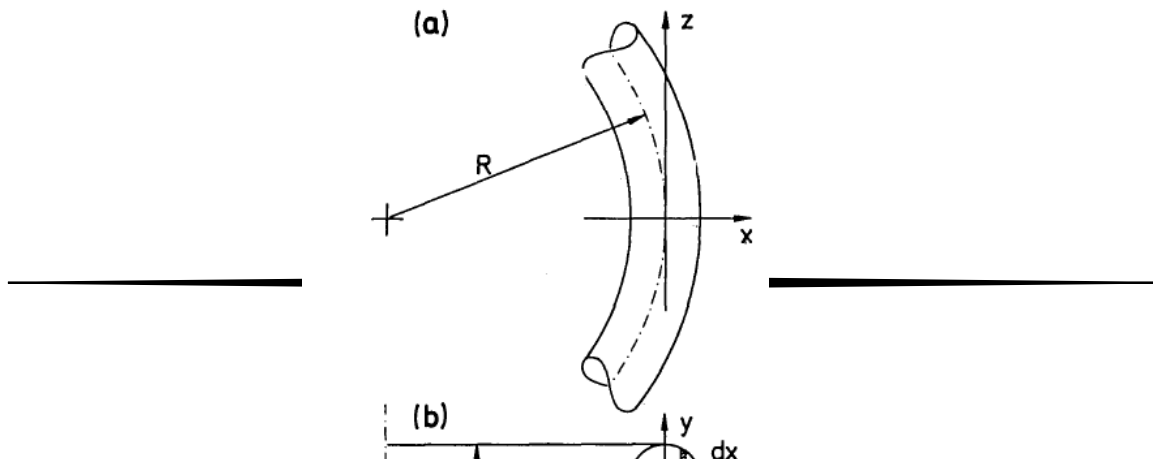


Fig. 3.2. Geometría de una fibra doblada

El estrés σ_z contribuye directamente a la birrefringencia, no puede existir estrés proporcional a k debido a que σ_z es una función impar de x , mientras las funciones de onda electromagnéticas los dos modos ortogonales linealmente polarizados HE_{11} son funciones pares. Por lo tanto todas las perturbaciones integrales de primer orden desaparecen. Por otro lado no existe ningún efecto de la geometría proporcional a k , porque en este orden de aproximación la deformación del núcleo tiene una simetría cuádruple.

Para el cálculo del estrés lateral en la sección transversal $z=0$, es propuesta una fibra elásticamente homogénea e isotrópica, y es considerado el límite de una curvatura débil, $kr \ll 1$, donde $2r$ es el diámetro exterior de la fibra, una tira dx como se muestra en la Fig.(3.2b) es en un radio de curvatura $(R+x)$, la mecánica clásica es capaz de mostrar que la tensión $\sigma_x(x)$ en esta cara contribuye de tal manera que $|\sigma_x| \ll |\sigma_z|$ con:

$$\sigma_x(x + dx) - \sigma_x(x) = (R + x)^{-1} \sigma_z(x) dx \quad (3.17)$$

Para la componente lateral del estrés σ_x . Acá se puede despreciar los valores de x tales que $|x| \ll R$ y de esta manera obtener

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = k^2 Ex \quad (3.18)$$

Comparando esta relación con la ecuación fundamental de elasticidad, se puede reconocer que $-k^2 Ex$ juega el papel de una fuerza compresiva de densidad volumétrica. Para un

estimación de la birrefringencia resultante, note que estamos ignorando las otras componentes del estrés, esto es que $\sigma_y = 0$, ahora si integramos la Ec. (3.18) a lo largo del eje x con $\sigma_x(\pm r) = 0$ en las superficies de la fibra,

$$\sigma_x(x) = k^2 \left(\frac{E}{2} \right) (x^2 - r^2) \quad (3.19)$$

Este es el estrés que modifica el índice de refracción del material de la fibra. En un fibra monomodo, índice de refracción n , la birrefringencia se convierte en $\beta_b = k_x - k_y \approx k(\delta n_x - \delta n_y)$ donde k_x y k_y son las constantes de propagación del modo de propagación polarizado HE_{11} a lo largo de los ejes x e y respectivamente y $k = 2\pi/\lambda_0$. Los cambios del índice elasto-optico, δn_x y δn_y , son evaluados del estrés $\sigma_x(0)$ en el eje de la fibra por $\delta n_i = -(\frac{n^3}{2}) \sum_{pij} \varepsilon_j$. El subíndice pij denota los coeficientes tenso-opticos, y ε_j son los componentes de la tensión. Usando la relación de Poisson ν , tenemos que:

$\varepsilon_x - \varepsilon_y = (\sigma_x - \sigma_y)(1 + \nu)/E$, y se deduce que :

$$\beta_b = 0.25kn^3(p_{11} - p_{12})(1 + \nu)\kappa^2 r^2 \quad (3.20)$$

Esta ecuación predice correctamente resultados experimentales observados, ahora también nos dice que β_b es proporcional al cuadrado del diámetro exterior de la fibra.

Haciendo las sustituciones pertinentes para vaores experimentales encontrados en la literatura para fibras monomodo se encuentra que:

$$\beta_b = .14k\kappa^2 r^2 L \quad (3.21)$$

Donde L es la longitud de la fibra.

3.4 Evolución de la polarización en fibras ópticas torcidas.

En este capítulo hablaremos sobre la influencia de una torsión efectuada sobre una fibra óptica monomodo y como esta afecta la evolución de la polarización en la fibra óptica, el entender este efecto es de gran ayuda, pues la torsión en las fibras es una de las imperfecciones que usualmente presentan estos dispositivos. Entendiendo estos efectos y como la polarización evoluciona a lo largo de una fibra óptica es posible construir útiles

dispositivos polarizadores dentro de la fibra óptica aplicando una torsión controlada sobre esta.

La influencia de la torsión es ligada con la influencia de la birrefringencia lineal que existe en cualquier fibra real, esto debido a que se provocan deformaciones en el núcleo además de un estrés interno. Tres situaciones típicas pueden distinguirse, estas son dependientes de magnitudes relativas de la tasa de giro τ y de la birrefringencia lineal β . En el caso de un giro débil, $|\tau| \ll |\beta|$, esto es que la birrefringencia lineal mencionada no es un efecto dominante. Sus ejes principales son girados por el giro inducido a la fibra óptica.

Cuando se tiene una torsión media, esto es que $|\tau| \approx |\beta|$, la deformación por esfuerzo cortante en la fibra retorcida da lugar a una birrefringencia circular proporcional a la torsión, $\alpha = g\tau$. En combinación con la birrefringencia lineal, la birrefringencia elíptica causa una complicada evolución de la polarización. Con una torsión fuerte, $|\tau| \gg |\beta|$, la situación se convierte en simple de nuevo, porque la evolución es dominada entonces por la birrefringencia circular inducida. La evolución de los campos a lo largo de la fibra es descrita por un conjunto de ecuaciones en modo acoplado. En la fibra mono modo, sólo dos modos guiados contribuyen a esta evolución. Imperfecciones en la fibra como la torsión, tensión inducida o una deformación del núcleo pueden levantar la degeneración de las velocidades de fase de los dos modos, resultando en un fenómeno de batido. Simultáneamente, las imperfecciones pueden acoplar los modos. Ambos efectos se caracterizan por coeficientes de acoplamiento k_{mn} .

Las ecuaciones acopladas están interpretadas geométricamente como rotaciones de una esfera de Poincaré. Esta representación de Poincaré permite una descripción directa de la evolución de la polarización a lo largo de una fibra monomodo real. En particular, se proporciona una visión clara de los roles de los efectos lineales y birrefringencia circular y sus combinaciones.

3.5 La torsión

Para calcular los coeficientes de acoplamiento k_{mn} debidos a la torsión, asumimos que las propiedades elásticas y el tensor elasto-óptico P_{rs} son uniformes en toda la fibra. El giro provoca una rotación $\phi_B = \tau z$ del plano z transversal. Un τ positivo denota un torque diestro. La evaluación de la deformación elástica del campo da el tensor de tensión e_{rs} . Esto en otra notación es $e_4 = \tau x$ y $e_5 = -\tau y$. Estos producen cambios en $\sum p_{rs} e_s$ en el tensor de impermeabilidad, estos cambios se pueden convertir a cambios en la permeabilidad dieléctrica, es decir, al tensor perturbación $\tilde{\epsilon}$. El material amorfo de la fibra se obtiene de:

$$\tilde{\epsilon}_4 = -p_{44}n_0^4\tau x; \quad \tilde{\epsilon}_5 = p_{44}n_0^4\tau y \quad (3.22)$$

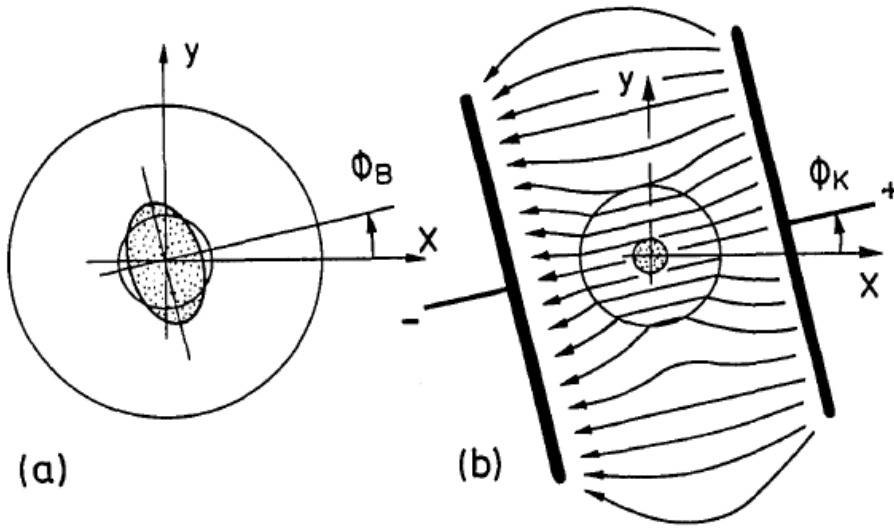


Fig. 3.4. Fibras birrefringentes. (a) Debido a un núcleo elípticamente deformado; (b) debido a la aplicación de un campo eléctrico externo.

Con esta perturbación $\tilde{\epsilon}$, las integrales de acoplamiento se desvanecen si $m=n$. Para $m \neq n$, que contienen dos contribuciones iguales, resultantes de $E_m^z \rightarrow E_n^t$ y $E_m^t \rightarrow E_n^z$. Por lo tanto, se obtiene, en general para fibras de índice arbitrario la influencia de la torsión.

$$k_{11} = k_{22} = 0; \quad k_{12} = -k_{21} = -in_0^2 p_{44} \tau / 2 \quad (3.23)$$

Como veremos, estos coeficientes causan birrefringencia circular esto por el signo en la unidad imaginaria en k_{12} y k_{21} . Es el resultado del acoplamiento entre la componente longitudinal E_m^z y la componente de campo transversal E_n^t , que están desfasados por $\pi/2$. Al derivar las ecuaciones. (3.23) se han ignorado todas las variaciones escalares de $\tilde{\epsilon}$ que puedan resultar de la torsión. Esto detona dos modos idénticos ($k_{11} = k_{22}$), pero no lo hacen acoplados entre ellos. Por lo tanto, la polarización resulta sin cambios.

Capítulo 4: Simulación de la evolución de la polarización de la luz en fibras ópticas mediante las matrices de Jones asociadas.

4.1 Fibras rectas.

La meta de este trabajo es asegurar la propagación de la luz en la fibra con cambio menor de la elipticidad de la luz. Esto se puede lograr como se ha visto en capítulos anteriores, aplicando una torsión a la fibra.. Las simulaciones ayudan a encontrar las condiciones para propagación de la luz sin cambio de la elipticidad de la polarización.

En este capítulo se presenta una simulación del comportamiento de la polarización de la luz bajo ciertas circunstancias como lo son la polarización de entrada, la evolución de esta en función de la longitud de la fibra entre otras. El método empleado para la descripción de la polarización en las fibras ópticas fue la de la matriz de Jones asociada a la fibra vista en el capítulo 4 de esta tesis. Posteriormente los resultados de simulación serán comparados con el experimento.

La simulación para el estudio de la fluctuación de la elipticidad en función del número de vueltas por metro o en función de la fluctuación de otros parámetros como la longitud de la fibra y la rotación de la elipticidad de la polarización de la luz a la entrada de la fibra óptica, se propuso el siguiente arreglo mostrado en la Fig. (4.1) con el cual es posible variar los parámetros antes mencionados, la polarización de entrada es modificada en simulaciones mediante una representación basada en los vectores de Jones para luz polarizada, una vez hecho esto, se colocó una matriz asociada a una placa de media onda para rotar la polarización,

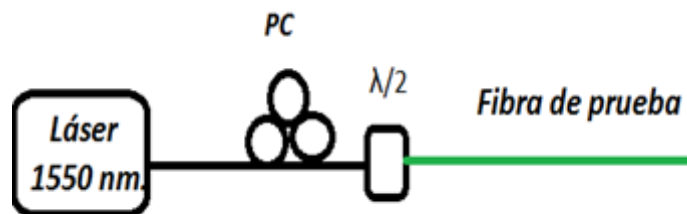
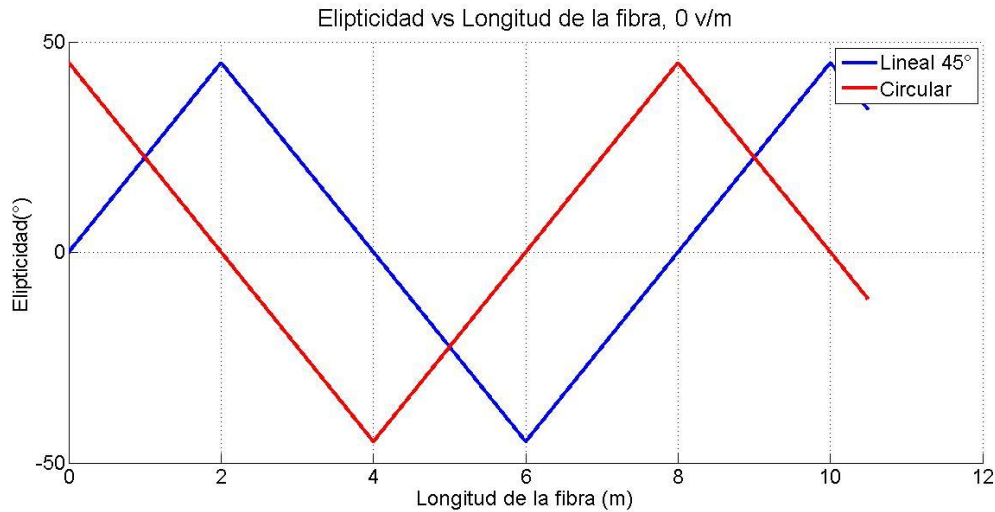


Fig.4.1 Arreglo experimental para la caracterización de la elipticidad en función de la torsión de las fibras de prueba.

Una vez modelado los instrumentos que aparecen en nuestro arreglo propuesto se ajusta una polarización fija (tanto lineal como circular), y se observó cual es la fluctuación de la elipticidad de la polarización en una fibra estándar en función a su longitud. Esto es presentado en la Graf. (4.1) se considera que la fibra tiene una longitud de batido de 8 m. Esta longitud de batido es típica para fibras estándar.

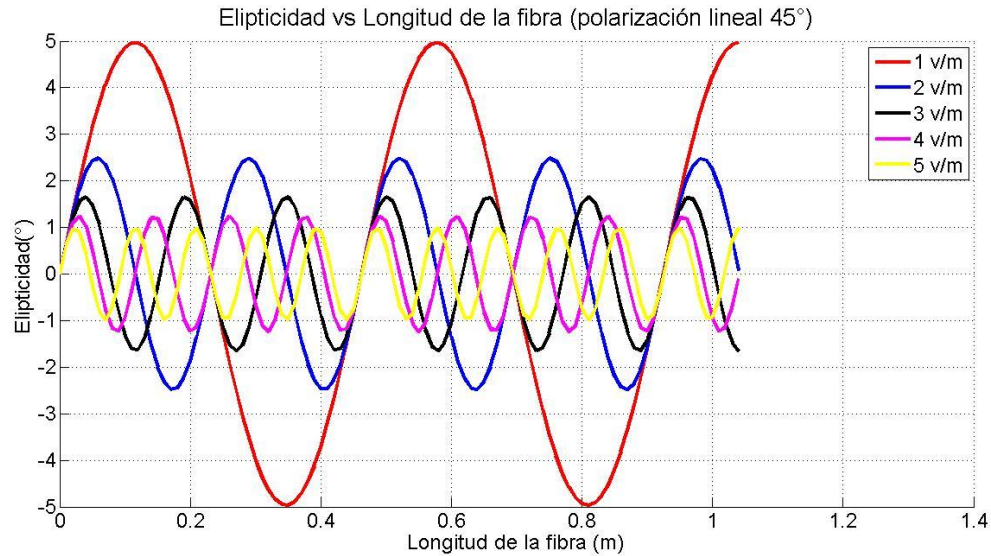


Graf. 4.1. Dependencia de la elipticidad en función de longitud de la fibra al introducir una polarización circular y una polarización lineal a 45° a una fibra óptica dependiendo su longitud.

De la Graf. (4.1) se observa que la fibra óptica se comporta como una placa retardadora en donde a los 8 m se comporta como una placa de onda completa, esto es de esperarse, debido a que precisamente en las simulaciones se empleó como longitud de batido una longitud de 8 m. Esta simulación arroja un primer problema experimental ya que existen puntos en la fibra óptica en los que no notaremos cambios en la polarización de salida en comparación con la polarización de entrada, en la gráfica encontramos que para ciertas longitudes de fibra óptica tendremos exactamente la misma polarización de entrada. Lo que puede hacer suponer erróneamente que se cuenta con un dispositivo mantenedor de polarización, lo cual no es verdad, ya que existió un batido previo, estos puntos se encuentran exactamente en múltiplos enteros de la longitud de batido.

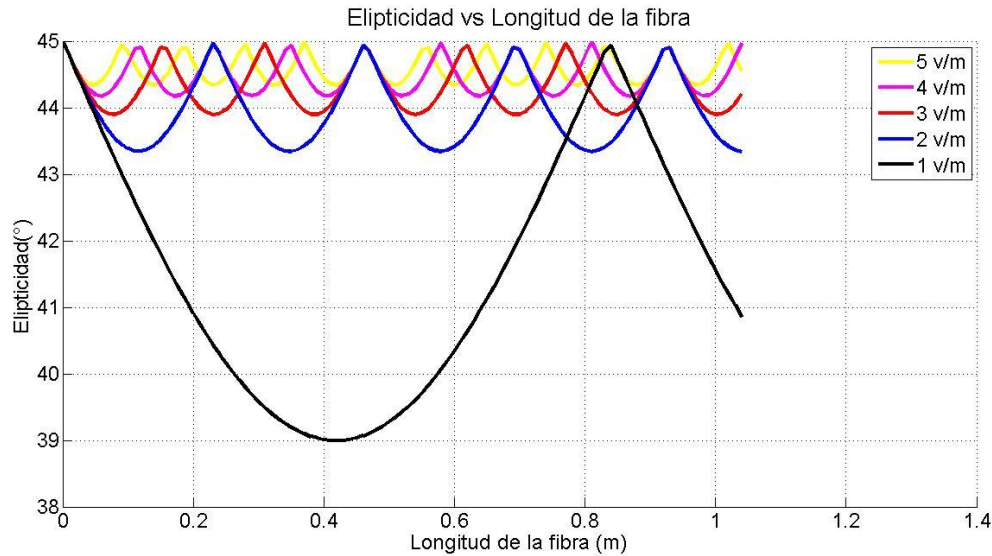
Para mantener la polarización en una fibra óptica es necesario aniquilar la birrefringencia lineal propia de la fibra para así no tener fluctuaciones grandes en la elipticidad de la polarización. Como se ha visto en la teoría es posible conseguir lo antes mencionado induciendo una torsión a la fibra.

Es posible representar esta torsión mediante la matriz asociada a la fibra óptica Ec. (3.15).



Graf. 4.2. Elipticidad de salida al introducir una polarización una polarización lineal a 45° a una fibra óptica en función de su longitud, con diferentes torsiones.

La Graf. (4.2) muestra cómo evoluciona la polarización de la luz a lo largo de un metro de fibra óptica a diferentes torsiones, en base a las simulaciones es posible ver que una vuelta por metro es suficiente para mantener una fluctuación en la amplitud de la elipticidad con $\pm 5^\circ$ y que después de las 4 vueltas se ha reducido la amplitud de la elipticidad de la polarización de tal manera que experimentalmente sería imposible hacer mediciones de las fluctuaciones debido a que nuestros detectores no son tan finos. Ahora nos hace falta ver si para lo mismo para polarización circular, se espera el mismo comportamiento.



Graf. 4.3. Elipticidad de salida al introducir una polarización una polarización circular a una fibra óptica en función de su longitud, con diferentes torsiones.

La Graf. (4.3) predice nuevamente que con una vuelta por metro que le demos a la fibra óptica es suficiente para mantener en un rango aceptable de 6° la polarización de la luz que entra en la fibra óptica, parece ser que 4 vueltas por metro son excesivas esto por lo antes mencionado. Esto nos lleva a la conclusión de que teóricamente es posible eliminar la birrefringencia lineal de las fibras ópticas convencionales al producirles una torsión de una vuelta por metro. Pero en un sentido práctico en el ámbito experimental en los arreglos suele hacer falta más de un metro de fibra óptica para su implementación. Por cuestiones de espacio es necesario enrollar la fibra en carretes donde son enrollados varios metros de fibra óptica, por consiguiente es conveniente hacer un tratado teórico similar a lo anterior pero para fibra que presenta curvaturas debidas al carrete.

Experimentalmente es difícil medir la dependencia de la polarización a lo largo de la fibra. Entonces se emplean experimentos alternativos más sencillos, estos son cuando se mide la polarización en la salida de la fibra dependiendo de la polarización de la entrada. Sin embargo la pregunta es qué tan correcta será la información de la evolución de la polarización a lo largo de la fibra.

Consideramos el esquema experimental mostrado en la Fig. (4.1). Introducimos la luz con elipticidad y azimut fija a una placa retardadora de media onda. La rotación de la placa permite cambiar el azimut de la polarización sin cambiar la elipticidad.

Tras considerar el siguiente esquema se procede a simular una fibra óptica, esta simulación se hizo considerando los siguientes parámetros:

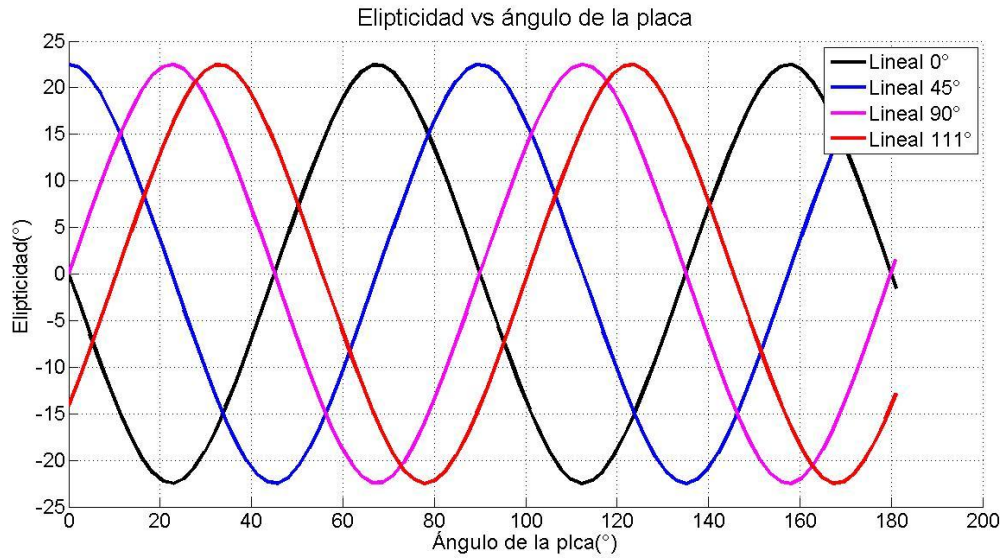
- Longitud de batido 8 m.
- Torsión 0 vueltas por metro.
- Longitud de la fibra 1m

La Graf. (4.4) Muestra la dependencia de la elipticidad en salida de la fibra en función del ángulo de rotación de la placa de media onda.



Graf. 4.4. Simulación de la evolución de la elipticidad en 1 fibra sin torsión con polarización lineal de entrada.

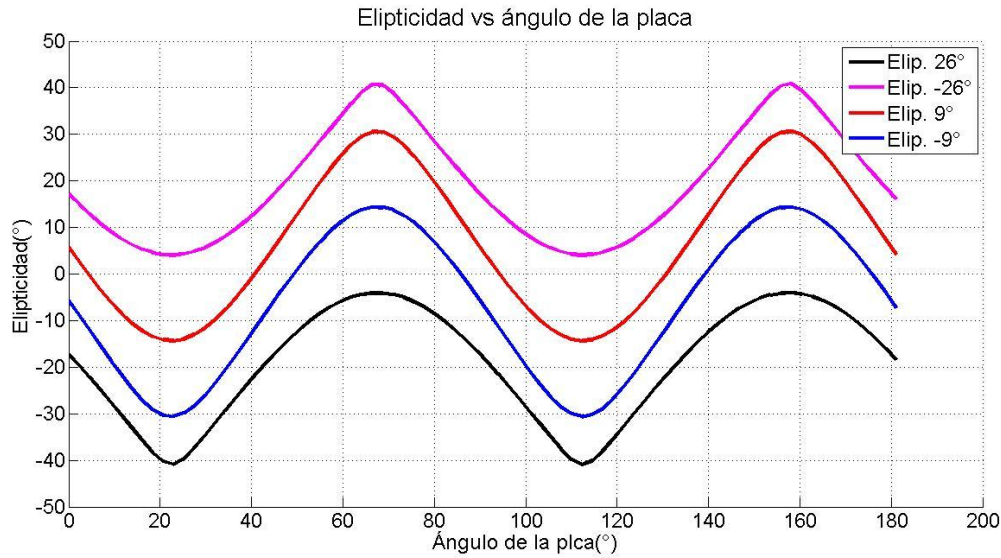
En la Graf. (4.4) es posible ver que la fluctuación total de la elipticidad de 20° . Nuevamente surge una pregunta, ¿La fluctuación de la elipticidad depende del azimut de la elipticidad de la luz de entrada? Se hizo una serie de simulaciones para ver si la amplitud de la elipticidad cambia si se cambia el azimut de la luz en la entrada. Una suposición es que no cambiara esto debido a la simetría de la de los ejes de la fibra con respecto a los ejes de orientación de la polarización lineal en un sistema de coordenadas cualquiera.



Graf. 4.5 Comparación de la fluctuación de la amplitud de la elipticidad con distintos ángulos de polarización lineal de entrada.

Como se supuso la fluctuación en la amplitud de la elipticidad no cambia con el ángulo de entrada para una polarización lineal, lo que nos hace suponer que no es necesario introducir una polarización con un azimut especial para medir fluctuación de la elipticidad.

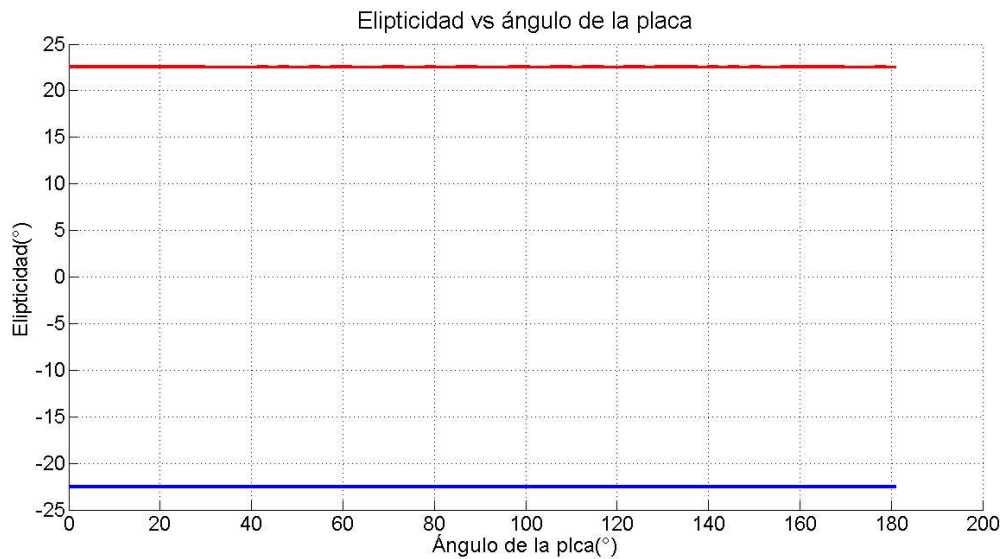
Para poder ver hasta que rango es permitido introducir una polarización la cual no es exactamente lineal, esto es que su elipticidad no sea 0°, se hizo una simulación para ver hasta que elipticidad de entrada las fluctuaciones en la amplitud de la de la elipticidad en la salida no cambia.



Graf. 4.6 Comparación de la fluctuación de la amplitud de la elipticidad con polarizaciones elípticas cercanas al polarización lineal.

En la simulación de la Graf. (4.6) es posible ver que la amplitud de la elipticidad no varía al introducir una elipticidades distintas a cero, solo esta fluctuación de la elipticidad es desplazada del eje conservando la misma amplitud. Lo cual es bueno ya que la fluctuación de la amplitud no es dependiente de la elipticidad.

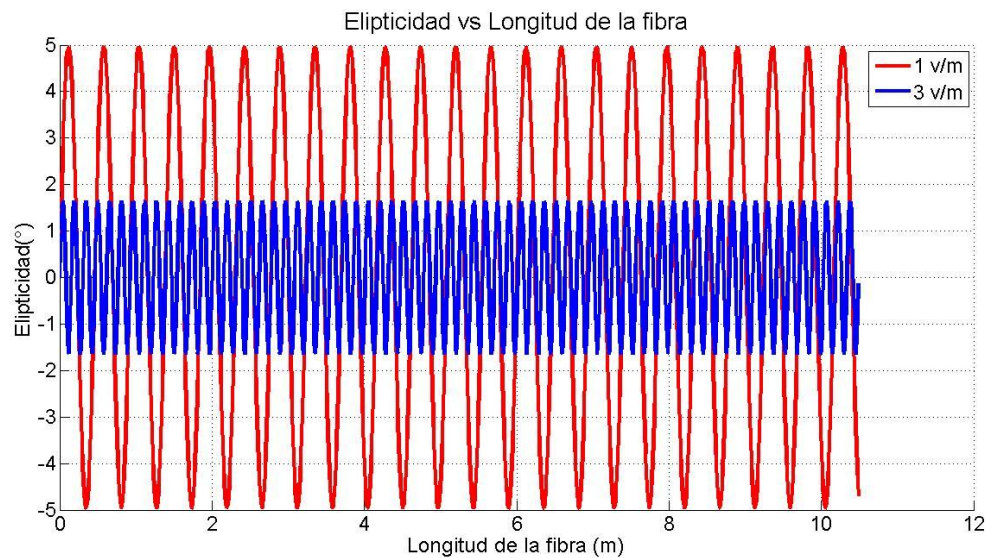
Ahora un caso importante es ver qué sucede si se introduce una polarización circular, la cual no debe de rotar con la placa de media onda.



Graf. 4.7 Elipticidad de salida al introducir polarización circular derecha (azul) e izquierda (roja).

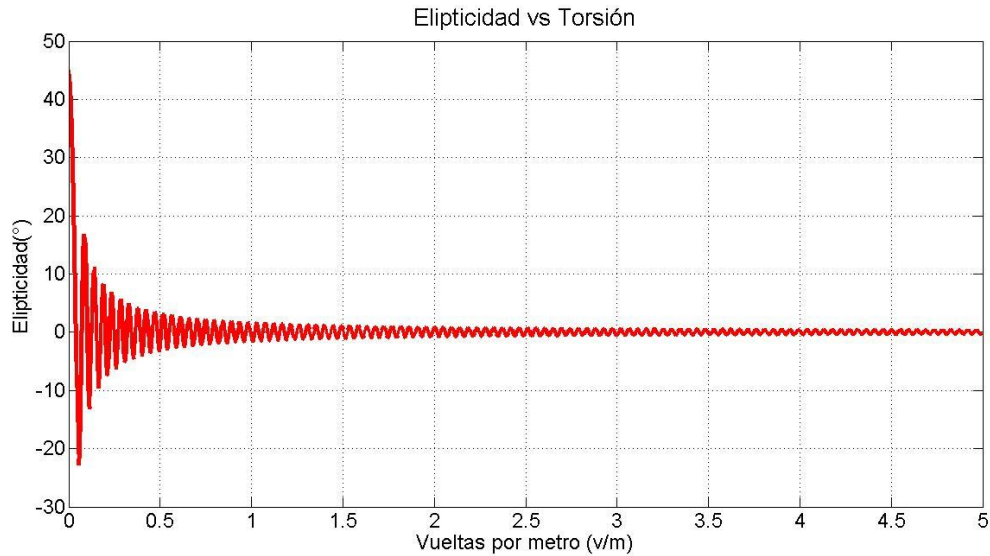
La simulación de la Graf. (4.7) muestra la salida de la fibra de un metro al introducirle una polarización circular tanto derecha como izquierda estando alejada a $\pm 20^\circ$ del el eje de la elipticidad lineal, lo que nos dice que la fibra está modificando la elipticidad en una medida muy grande para nuestros intereses.

Las medidas de la elipticidad de salida tienen que depender de la longitud de la fibra. La Graf. (4.1) muestra los resultados para diferentes longitudes de la fibra. Se puede ver que para algunas longitudes específicas la fluctuación de la amplitud de la elipticidad de salida es cero, aunque dentro de la fibra la elipticidad se cambia significativamente. Esto puede provocar conclusiones erróneas al respecto del cambio de la elipticidad a lo largo de la fibra. Esto sucede incluso con la fibra torcida, esto se puede ver con la Graf: (4.8) la cual nos muestra cambios en la amplitud de la elipticidad en función de su longitud para distintas torsiones.



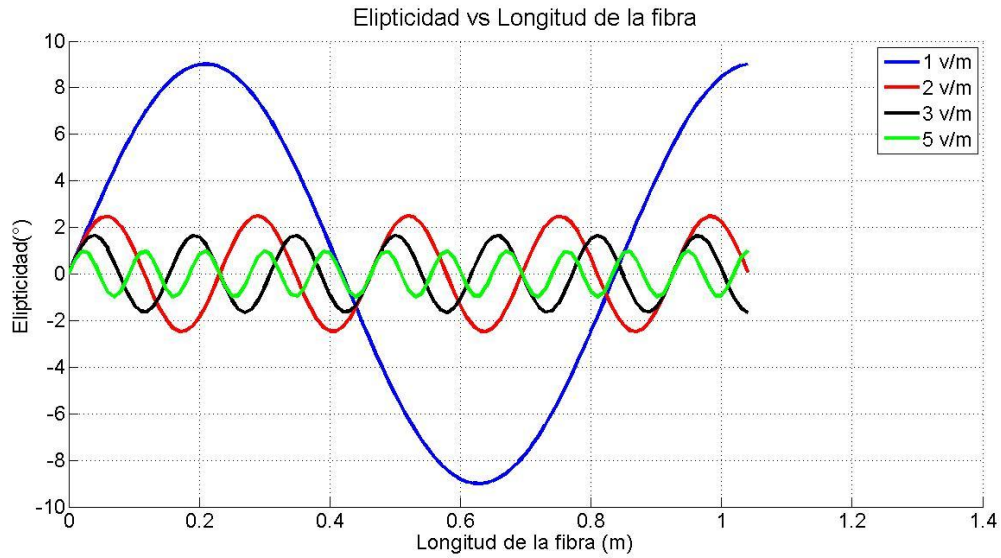
Graf. 4.8. Dependencia de la elipticidad de longitud de la fibra al introducir una polarización lineal a 45° a una fibra óptica dependiendo su longitud con torsiones de 1 V/m y 3 V/m.

La teoría nos dice que es posible reducir estas variaciones de elipticidad induciéndole una torsión a la fibra. Para ver este fenómeno se hizo una simulación la cual predice cual será la elipticidad de salida en función del número de vueltas por metro considerando diferentes tipos de polarización de entrada.



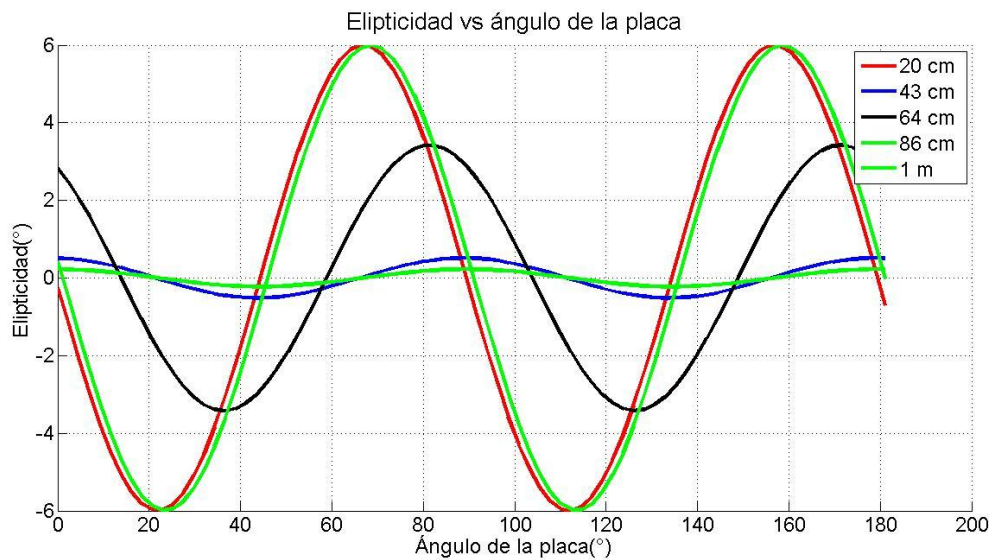
Graf. 4.9 Elipticidad de salida al introducir una polarización lineal a una fibra óptica de un metro.

La simulación en la Graf (4.9) nos dice que es posible reducir drásticamente la amplitud de la elipticidad con tan solo una vuelta por metro al introducir una polarización lineal a nuestra fibra óptica lo que nos lleva a la suposición de que esto mismo sucederá si se introduce ahora una polarización circular a la entrada de la fibra óptica. Es posible reducir a amplitud de la elipticidad en un rango de $\pm .05$ con tan solo una vuelta por metro al introducir una polarización lineal. Lo que es algo aceptable para muchos fines prácticos. Pero estos datos pueden ser no del todo ciertos, ya que esta fluctuación de la elipticidad se ve afectada por la longitud de la fibra, es por eso que es necesario tomar puntos al azar y puntos críticos en cuanto a la longitud de la fibra respecta. Es posible notar en la Graf. (4.8) una periodicidad en la elipticidad dentro de la fibra, esto es que la longitud de batido dentro de la fibra se hace más corta, para ver más a detalle esto es conveniente analizar la fibra óptica a longitudes más pequeñas para determinar puntos interesantes en la fibra.



Graf. 4.10. Elipticidad de salida al introducir una polarización una polarización lineal a 45° a una fibra óptica dependiendo su longitud, con diferentes torsiones.

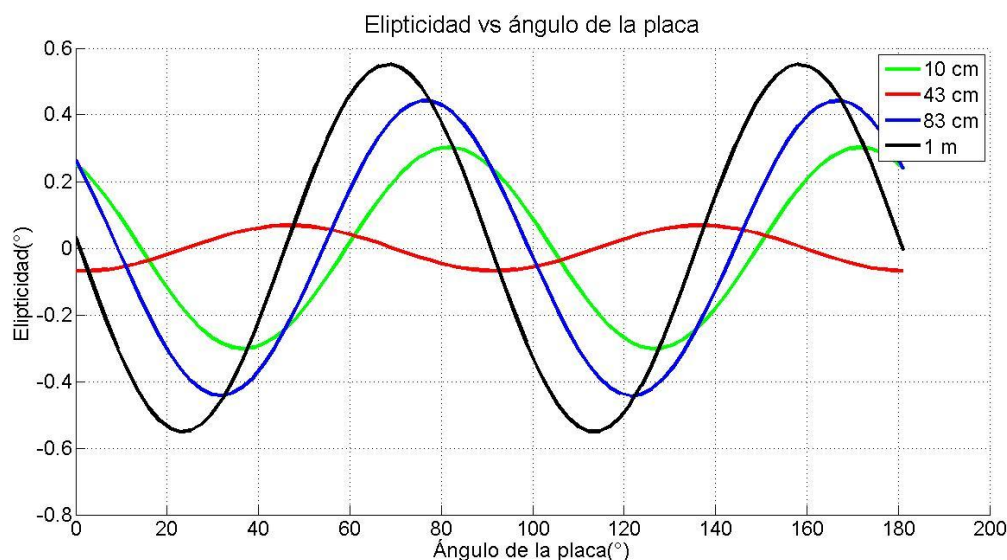
Los puntos interesantes en la Graf. (4.10) son los puntos en los que la elipticidad se hace cero, torsión esto es cada 43 cm, por lo cual, es interesante también ver qué pasa en los puntos máximos de la elipticidad en la gráfica antes mencionada.



Graf. 4.11 Comparación de la fluctuación de la amplitud de la elipticidad cambiando la longitud rotando la placa de media onda.

La Graf.(4.12) muestra que aún con una vuelta por metro es posible tener variaciones en amplitud de la elipticidad tomando puntos al azar, lo relevante es que se encuentran confinados en un rango de los $\pm 4^\circ$ cercanos al eje lo cual es conveniente para aplicaciones experimentales mencionadas en capítulos anteriores.

Una torsión común reportada en la literatura son las 6 V/m [12], por lo cual se hizo una simulación para 6 V/m.



Graf. 4.12 Comparación de la fluctuación de la amplitud de la elipticidad en función de la longitud para una torsión de 6V/m), rotando la placa de media onda para ciertas longitudes.

En la Graf. (4.12) es posible ver que nuevamente se tienen variaciones muy pequeñas en cuanto la elipticidad que no superan el medio grado en amplitud. Tomando ciertos valores de longitud de fibra óptica la fluctuación de la elipticidad sigue confinada a una fluctuación no mayor al medio grado de elipticidad. Lo cual es difícil de medir con los instrumentos del laboratorio.

4.2 Fibra enrollada en un carrete.

En la mayoría de los casos experimentales las fibras ópticas no están del todo extendidas, esto es que presentan dobleces, idealmente y en la mayoría de los casos estos dobleces son asociados a un carrete en el cual la fibra es enrollada, esto porque es casi imposible tener grandes distancias extendidas.

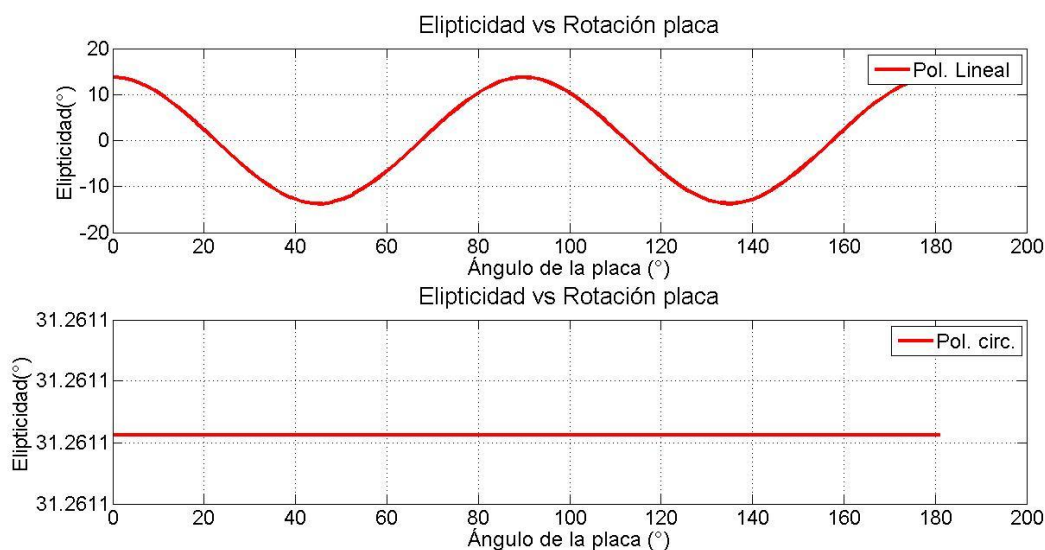
Debido a ello es necesario considerar la birrefringencia creada por las curvaturas inducidas a la fibra óptica, esta teoría fue revisada en los capítulos 2 y 3 de este trabajo de tesis.

Para predecir un comportamiento experimental se han hecho simulaciones tomando parámetros similares a los de una fibra extendida, en este caso es modificada la matriz de

Jones asociada a la fibra óptica pues ahora es una fibra torcida la cual está sobre un radio de curvatura propio del carrete en el que se monte.

Un efecto que se desprecia en nuestras simulaciones, debido a que se desconoce su comportamiento matemático, es la tensión que se ejerza a la fibra óptica al enrollarla sobre un carrete, esta puede producir un estrés el cual puede modificar la birrefringencia lineal de la fibra.

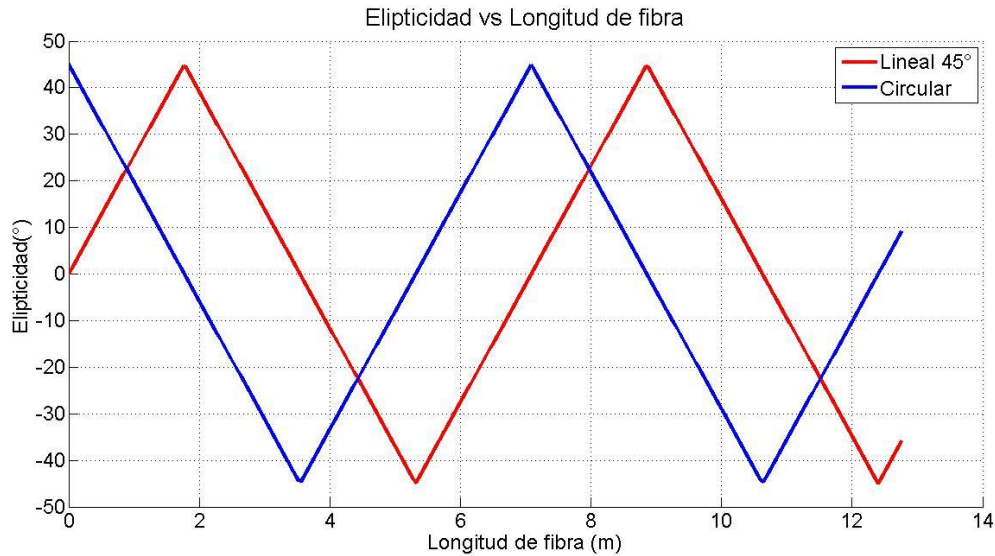
El primer caso a analizar es una fibra enrollada en un carrete sin torsión, con un carrete de diámetro de alrededor de 40 cm., con este diámetro se espera despreciar los efectos causados por curvaturas, los cuales se mencionaron en el capítulo 4.



Graf. 4.13. Fluctuación de la elipticidad en una fibra enrollada en un carrete de 43 cm de diámetro de 10 m. de longitud.
a) Polarización de entrada lineal 45° b) Polarización de entrada circular

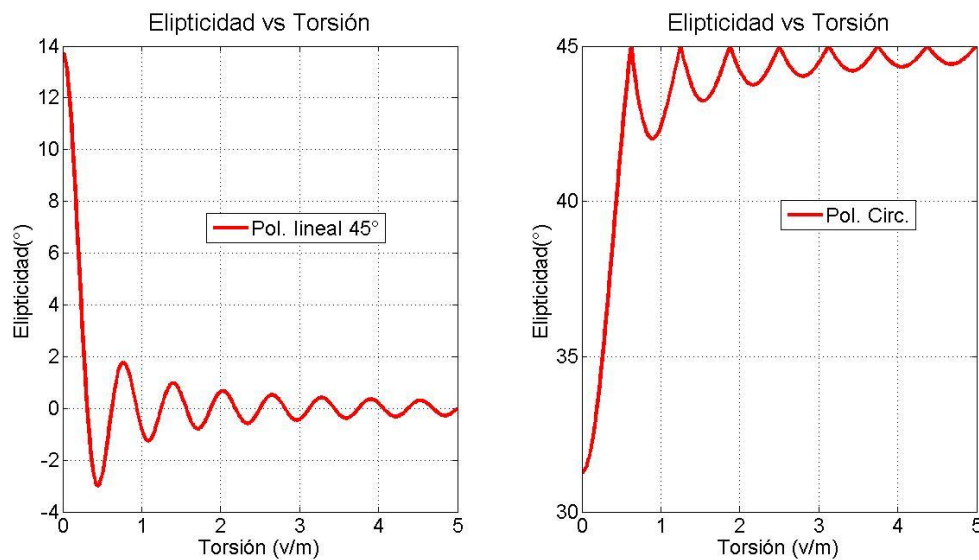
En la Graf. (4.13) es posible ver que las variaciones dentro de la fibra al introducir una polarización lineal es de aproximadamente $\pm 13^\circ$ con respecto al eje, en donde la polarización es completamente lineal, por otro lado la polarización de salida al introducir una polarización circular es de 31° , a 14° alejados de la polarización de entrada.

La Graf (4.14) muestra un aspecto importante a considerar, así como se hizo para fibras rectas, que la dependencia de la fluctuación de la elipticidad no es siempre constante para cualquier longitud de fibra, esto en otras palabras es que se sigue teniendo una fibra óptica que no mantiene la polarización a lo largo de esta, entonces es importante hacer una simulación de cómo se comporta la elipticidad en función de la longitud de la fibra con un diámetro de carrete fijo.



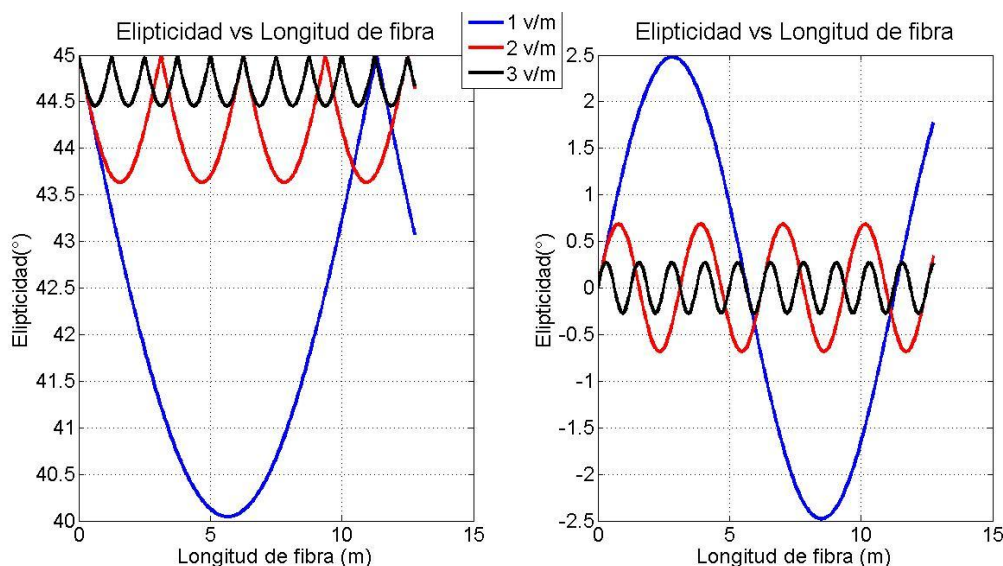
Graf. 4.14. Elipticidad en función de la longitud de la fibra de la fibra con polarización circular y lineal a 45°.

De la Graf (4.14) es notorio que la elipticidad de salida a diferentes longitudes es diferente a la de entrada (a 0 m), a tal grado de pasar de una polarización circular a una lineal y viceversa, nuestra fibra como es de esperarse al no mantener la polarización se está comportando como una placa de un cuarto de onda, algo no deseado para nuestros propósitos, basándonos en las simulaciones de la fibra recta es necesario introducir una torsión para hacer que la fibra óptica mantenga la polarización y posteriormente fijarse en puntos críticos para así poder determinar en que rango estamos manteniendo la polarización.



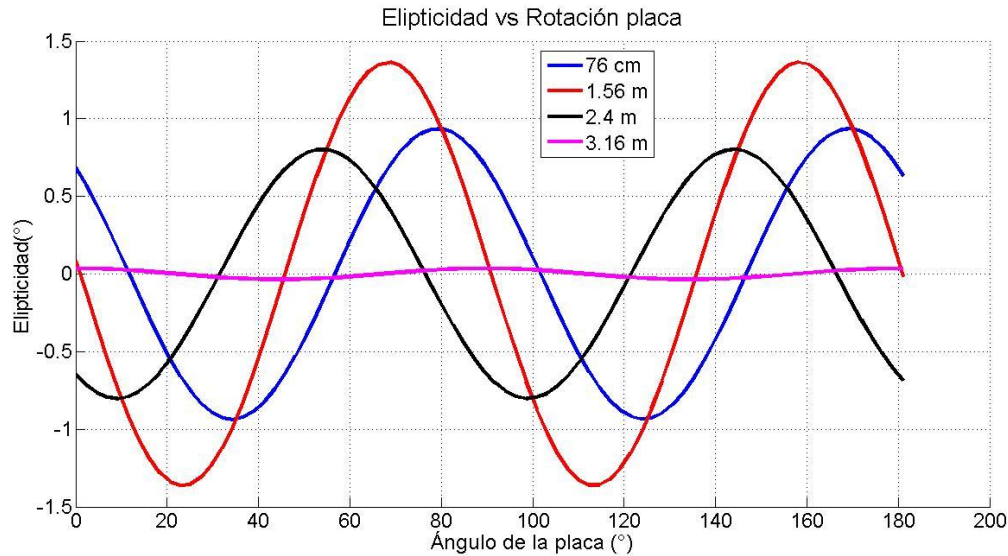
Graf. 4.15. Elipticidad en función de las vueltas por metro en un carrete de 43 cm de diámetro con 10 m de fibra óptica. Polarización circular (der.) y lineal a 45° (izq.).

La Graf (4.15) nos muestra que nuevamente como en las simulaciones de fibra recta es posible bajar las fluctuaciones de amplitud de la elipticidad con una vuelta por metro, esta simulación se hizo tomando en cuenta que la longitud de la fibra es 10 m enrollada en un carrete de 43 cm de diámetro, entonces es posible hacer que en una fibra se reduzcan los cambios de elipticidad debido a la torsión, pero aún no hemos comprobado teóricamente que eso sea del todo cierto pues la Graf. (4.15) nos dice que es necesario hacer un análisis de estos cambios de elipticidad en función de la longitud de la fibra.



Graf. 4.16. Elipticidad en función de la longitud de la fibra a diferentes vueltas por metro a) Polarización circular de entrada b) Polarización lineal 45° entrada.

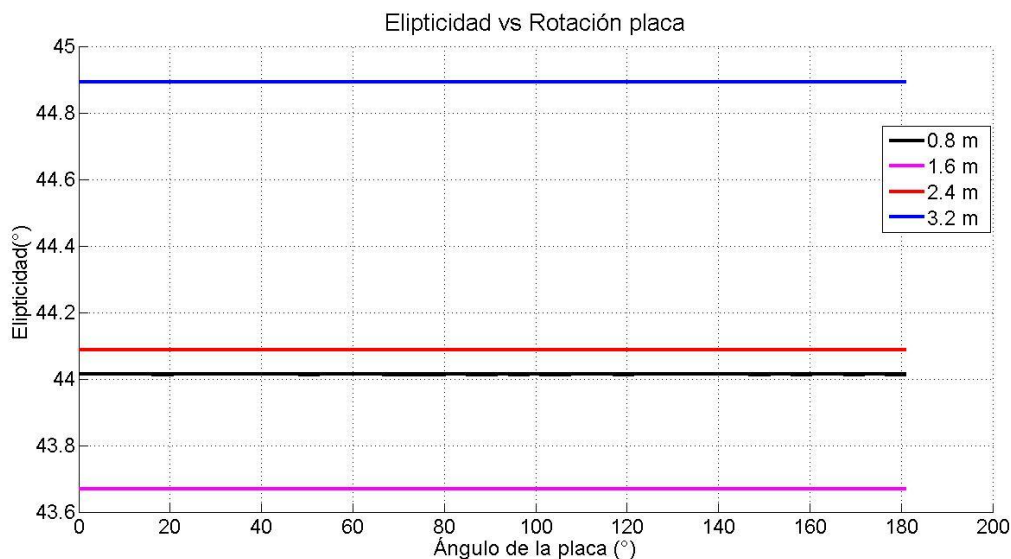
Analizando la Graf. (4.16) tanto al introducir una polarización de entrada circular como una polarización lineal a 45° es posible mantener la elipticidad en un rango de $\pm 2.5^\circ$ con dos vueltas por metro, esto en un carrete de 43 cm de diámetro esto sin importar la longitud de la fibra. Una interrogante que ahora aparece es que sucederá si tomamos una longitud de fibra óptica en donde la elipticidad alcance sus máximos, mínimos o cualquier otro punto en particular de la Graf (4.17). El siguiente paso es tomar arbitrariamente puntos, tomando en cuenta también una longitud en donde la elipticidad alcance un máximo y un mínimo y hacer rotar la polarización de entrada para así asegurar que la fluctuación de la elipticidad en verdad se encuentra en los rangos deseados. También hay que ver que pasa en esos puntos de cruce, en donde sin importar la torsión la elipticidad es la misma. Cabe resaltar que uno de estos puntos máximos y mínimos para una polarización lineal a 45° según la Graf (4.16) están en longitudes de 0.76 m y 2.4 m respectivamente y en 1.56 m la polarización se vuelve lineal nuevamente para una torsión de 2 vueltas por metro.



Graf. 4.17 Elipticidad en función del giro de una placa de media onda, polarización lineal de entrada.

La Graf (4.17) nos muestra que sin importar en que longitud de la fibra nos encontramos seguimos teniendo una fluctuación de la elipticidad aceptable, sin importar si tomamos valores máximos mínimos u otro punto de la Graf (4.16), lo cual es bueno pues ahora se tiene una fibra que idealmente mantiene valores de polarización dentro de un rango requerido para algunas aplicaciones mencionadas en el capítulo 1.

Se espera que para polarización circular ocurra lo mismo, seguir manteniendo la polarización, para verificar lo siguiente se presenta la Graf (4.18), la cual toma valores particulares para el caso en que la polarización de entrada es circular de la Graf (4.16). Las longitudes tomadas toman puntos máximos mínimos e intermedios.



Graf. 4.18 Elipticidad en función del giro de una placa de media onda, Polarización circular de entrada.

De igual manera que al introducir polarización lineal a la entrada, al introducir polarización circular es posible mantener la polarización en un rango aceptable, esto con tan solo 2 vueltas por metro para un carrete de 43 cm de diámetro.

4.3 Conclusiones del capítulo:

- A mayor torsión de la fibra las fluctuaciones de amplitud en elipticidad van disminuyendo y la longitud de batido va disminuyendo.
- Es posible modificar una fibra óptica estándar para que esta mantenga teóricamente la polarización induciendo una birrefringencia por torsión.
- Basta teóricamente inducir una vuelta por metro en la fibra óptica para que esta tenga fluctuaciones de amplitud en elipticidad de $\pm 6^\circ$, esto en fibras rectas, para el caso de fibras en carrete hace falta inducir dos vueltas por metro para que las fluctuaciones en la amplitud de la elipticidad sean de $\pm 5^\circ$.
- La polarización de entrada no es crucial para que la fluctuación de la amplitud de la elipticidad siempre y cuando se encuentre a $\pm 12^\circ$ cerca del eje, esto para polarización con elipticidad 0 y 6° para polarización con elipticidad 45° .
- Las fluctuaciones de amplitud en elipticidad dependen no solo de las vueltas por metro que se le induzcan a la fibra óptica, sino que depende de su longitud.

Capítulo 5 *Caracterización Experimental de la Birrefringencia en las fibras de pruebas*

5.1 Fibras de 1 m de largo.

En el presente capítulo se presenta la caracterización experimental de la birrefringencia de 3 tipos de fibras opticas las cuales son:

- ☐ Fibra estándar (smf-28).
- ☐ Truewave.
- ☐ Fibra con dispersión desplazada.

En el capítulo anterior se hace uso de la teoría ya conocida para el estudio de la birrefringencia para realizar una simulacion numérica, haciendo uso del software Matlab para determinar el comportamiento de la fibra de prueba bajo determinadas condiciones.

Una de las formas de aniquilar la birrefringencia lineal propia de la fibra es la tecnica de torsión de la fibra óptica, la cual se ha comprobado ser eficiente para la fibra estandar, por lo que esta fibra se toma como referencia tanto en simulaciones, como en los resultados experimentales obtenidos.

Para el estudio experiemntal de la fluctuaciónde la elipticidad en función del número de vueltas por metro en torsión se implementó el arreglo experimental, mostrado en la Fig. (5.1). Este esquema consiste de un diodo láser sintonizable en el rango de 1520 nm a 1620 nm con una potencia de salida de 1 mW, y la longitud de onda de emisión se seleccionó a 1550 nm para realizar las mediciones, esta longitud de onda fue seleccionada de tal manera que esta coincida con la longitud de onda empleada en las telecomunicaciones, ya que esta es en la que la luz que viaja en la fibra óptica sufre de una menor atenuación, posteriormente se colocaron unos platos polarizadores (PC), estos con la finalidad de ajustar a una deseada, ya sea lineal o circular, esta polarización se ajusto a la salida de los platos polarizadores con la ayuda de un polarimetro comercial, una vez ajustada la polarización deseada, se colocó una placa $\lambda/2$, comprobando que a la salida de esta placa nuevamente se tuviera la polarización deseada. Al tener la polarización deseada se colocaron las fibras de prubeas de un metro de largo como se muestra en la Fig (5.1). Para ello primero se puso bajo prueba un metro de los tres tipos de fibra antes mencionados.

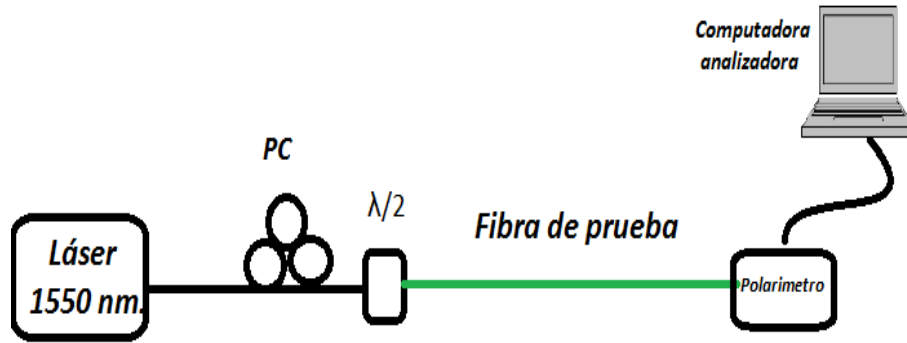
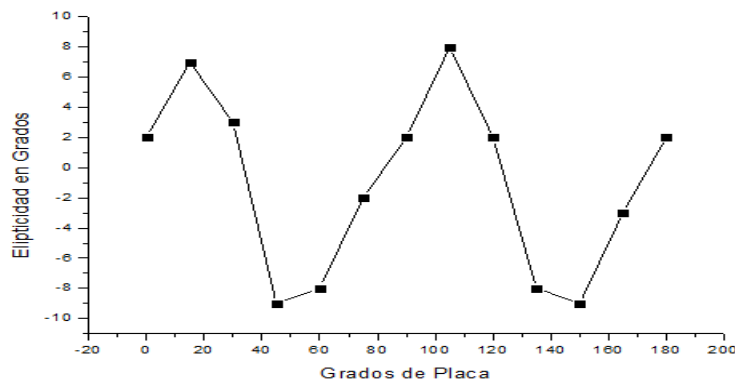


Fig.5.1. Arreglo experimental para la caracterización de la elipticidad en función de la torsión de las fibras de prueba.

A la salida de la fibra de prueba se conecta a un polarímetro el cual nos ayuda a determinar la fluctuación de la elipticidad en función a la torsión. El primer experimento realizado consiste en ajustar la polarización a lineal con los PC controladores de polarización a la salida de cada componente anterior a la fibra de prueba, posteriormente se roto el ángulo de la placa retardadora para poder determinar la fluctuación de la elipticidad que ocurre dentro de un metro de fibra óptica.

Se realizaron simulaciones en donde se puede calcular como va a variar la elipticidad en función de la rotación de la placa de media onda, en donde se pueden modificar los parametros que van desde la longitud de batido de la fibra hasta la torsión que se le produce a la fibra.

En la Graf (5.1) se muestra el resultado experimental del comportamiento de una fibra estandar SMF-28 sin torsión, esto es sin darle vueltas por metro, a la cual se introdujo polarización lineal rotandola mediante una placa de media onda, recordemos que al introducir una polarización lineal a una placa de media onda simplemente debe de rotar esta polarización.

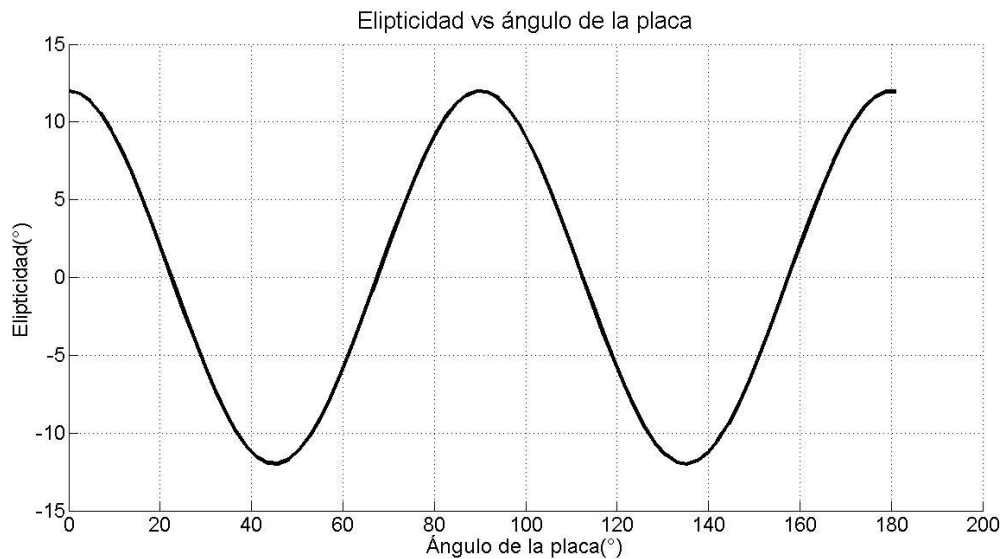


Graf.5.1. Resultados experimentales de la fluctuación la elipticidad en función de la rotación de la placa de $\lambda/2$.

De la Graf (5.1) se puede notar que la polarización no es mantenida, generando una fluctuación de la elipticidad en la fibra de alrededor de $\pm 8^\circ$ alrededor del eje. En donde el valor de 0° en elipticidad representa polarización lineal y $\pm 45^\circ$ representa una polarización circular. Estas mismas mediciones se han realizado para los otros dos tipos de fibras antes mencionadas, esto con la finalidad de saber si la birrefringencia lineal propia de provoca cambios de elipticidad como se mostro en el capítulo anterior.

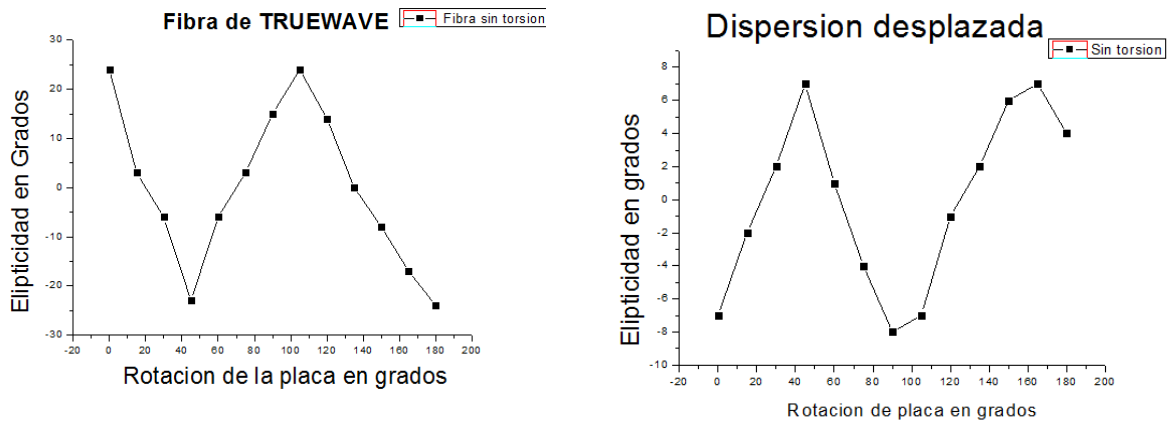
Un aspecto interesante es conocer mediante los resultados experimentales su birrefringencia lineal y su longitud de batido.

Para el caso de la fibra SMF-28 se encontró que esta tiene una birrefringencia lineal de .41 esto a una longitud de batido de 15 m. Entonces una correcta simulación de estos datos experimentales bajo estos parámetros es la mostrada a continuación.



Graf. (5.2.). Simulación correcta de una fibra SMF-28 con birrefringencia de .41 a una longitud de batido de 15m.

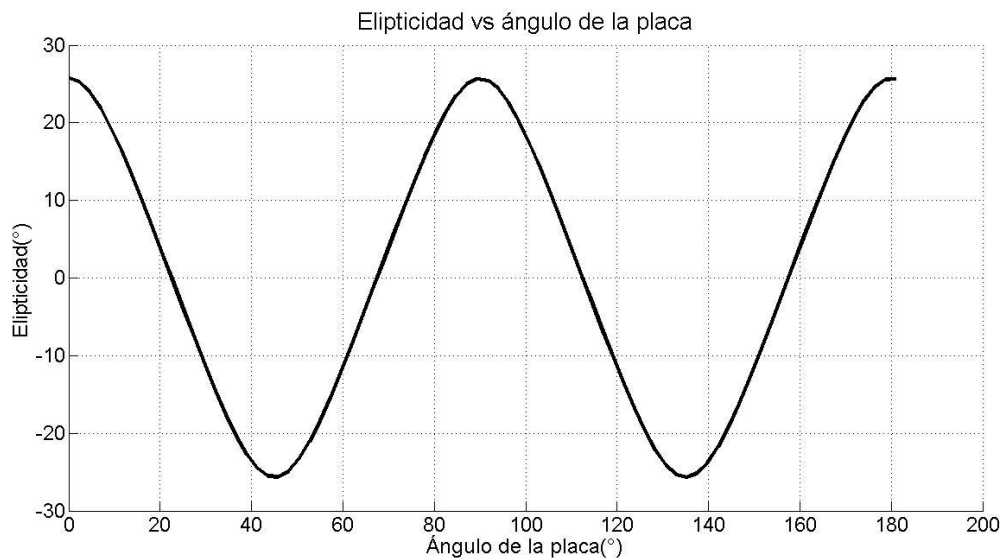
Como se puede ver en Graf. (5.2) y en Graf (5.1). Existe una simetría a lo largo del eje x, el cual representa la rotación de la placa de media onda, esto es importante para definir una similitud entre la simulación y la gráfica experimental.



Graf.5.3. Resultados experimentales de la fluctuación la elipticidad en función de la rotación de la placa de $\lambda/2$.

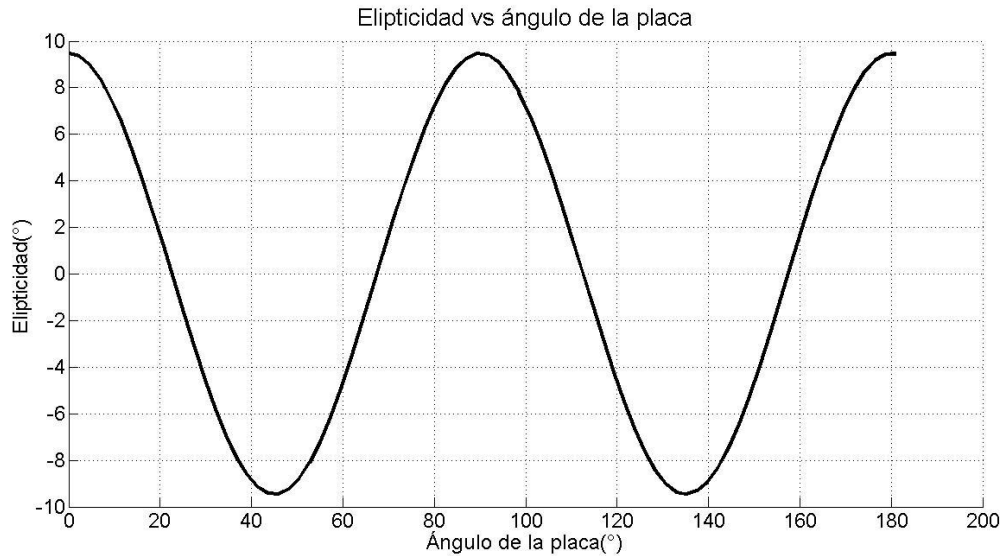
Para una fibra Truewave (izq.). Dispersion desplazada (Der.), ambas sin torsión.

Nuevamente es conveniente conocer mediante cálculos la birrefringencia lineal propia de la fibra mediante simulaciones



Graf (5.4). Simulación correcta de una fibra Truewave con birrefringencia de .8876 a una longitud de batido de 7m.

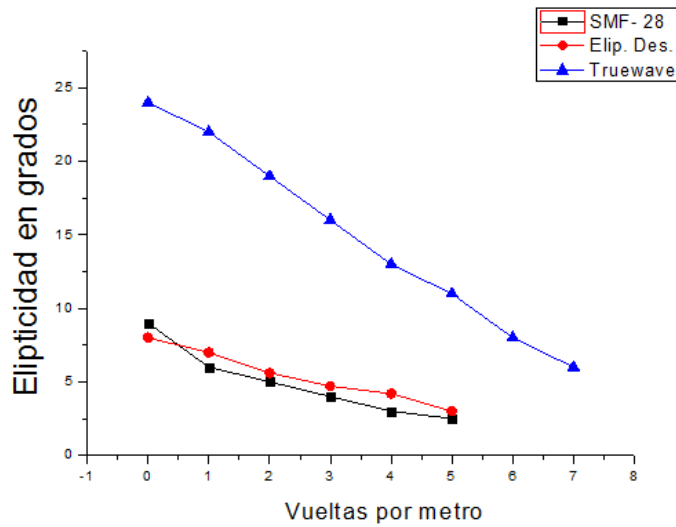
De los cálculos que arrojaron esta gráfica es posible ver que la birrefringencia de una fibra Truewave es de .8976 con una longitud de batido de 7 m. También se hizo lo mismo para una fibra de dispersión desplazada la cual tiene una birrefringencia propia de .33 de con una longitud de batido de 19 m, la gráfica que arrojó estos resultados se muestra a continuación.



Graf. (5.5). Simulación correcta de una fibra de dispersión desplazada con birrefringencia de .33 a una longitud de batido de 19 m.

La fluctuación de la elipticidad para las fibras Truewave y dispersión desplazada varían drásticamente entre ellas, la fluctuación de la elipticidad en la fibra Truewave es de $\pm 20^\circ$ alrededor del eje, por otro lado la fibra de Dispersión desplazada tiene un comportamiento menos caótico, presentando una fluctuación similar a la fibra SMF-28, presentando una fluctuación de alrededor de $\pm 8^\circ$ en la elipticidad con respecto al eje. Lo cual sigue siendo una fluctuación relativamente alta, entonces debemos implementar la técnica antes mencionada de torsión de la fibra para así poder disminuir esos rangos de fluctuación de elipticidad.

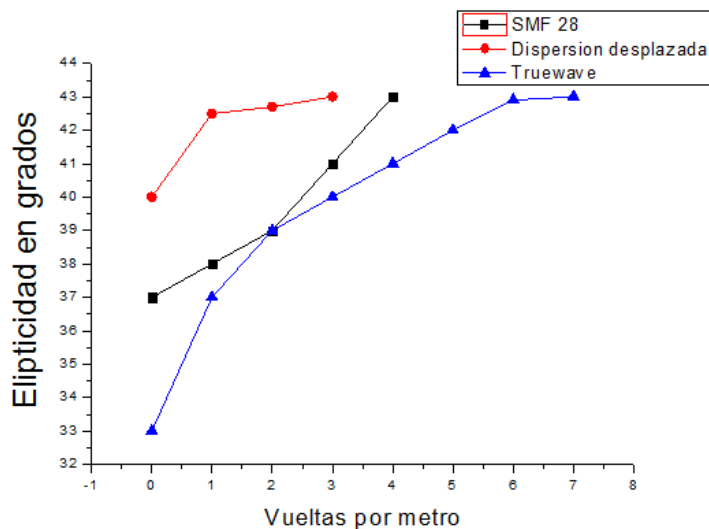
Las tres fibras fueron sometidas a una torsión medida en vueltas por metro, en donde la fluctuación de la elipticidad fue disminuida dependiendo de cada fibra. Es importante hacer un contraste entre estas fibras para así conocer sus características y que tan viables son para la implementación cuando se requiera fibras ópticas que mantengan la polarización.



Graf.5.6. Resultados experimentales de la máxima elipticidad en función de las vueltas por metro para cada una de las fibras ópticas puestas a prueba para una polarización lineal de entrada.

Los resultados de la Graf (5.6) son considerando una polarización lineal a la entrada, la fibra con un comportamiento más caótico en cuanto a fluctuaciones en la elipticidad es la Truewave tomando en cuenta a que la fluctuación de la elipticidad disminuyó en un rango de $\pm 6^\circ$ con una cantidad de vueltas grande, en relación a las otras dos fibras, esto es 7 vueltas por metro, mientras que para las otras dos fibras fue necesario 5 vueltas por metro para alcanzar una fluctuación en elipticidad de $\pm 3^\circ$ y $\pm 4^\circ$ para la fibra estándar y para la fibra de dispersión desplazada respectivamente.

Las mismas pruebas fueron realizadas pero ahora introduciendo una polarización circular a la entrada de nuestra fibra de prueba. El experimento fue el mismo, simplemente se cambió la polarización de entrada.



Graf.5.7. Resultados experimentales de la máxima elipticidad en función de las vueltas por metro para cada una de las fibras ópticas puestas a prueba para una polarización circular de entrada.

La Graf (5.7) muestra que nuevamente la fibra óptica con comportamiento más extremo en cuanto a la fluctuación de la elipticidad es la fibra Truewave con la cual se fue capaz de tener una polarización de salida de 42° al ejercer sobre ella una cantidad de 7 vueltas por metro, una cantidad grande considerando el riesgo de que esta se troce, para la fibra estándar fueron necesarias 4 vueltas por metro para poder hacer que la fibra arrojara a la salida una elipticidad de 43° en contraste para obtener la misma polarización de salida para la fibra de dispersión desplazada fueron necesarias solamente 3 vueltas por metro.

5.2 Fibras enrolladas.

Como ya hemos mencionado antes el tener una fibra extendida por varios metros es una especie de idealización ya que para ello se necesitarían laboratorios o terrenos muy largos en donde extenderlas es por eso que es conveniente enrollarlas alrededor de superficies cilíndricas con cierto radio de curvatura, pero estas presenta ahora efectos en sus birrefringencias creadas por estas curvaturas, por eso es necesario estudiar qué pasa si la fibra es enrollada en carretes y sobre todo que pasa con la polarización a la salida de este carrete de fibra óptica. En este capítulo se muestran carretes de dos tipos de fibras ópticas, la fibra estándar SMF-28 y la fibra Truewave, enrolladas en carretes de diferentes diámetros, sometidas a diferentes torsiones (vueltas por metro), esto con el fin de poder observar el comportamiento de la polarización a la salida de los carretes.

Para la obtención de estos datos experimentales se implementó un experimento similar al de la fibra de 1 metro de largo con una única variante que la fibra de un metro fue sustituida por un carrete de fibra óptica. La Fig. (5.2) muestra el arreglo experimental.

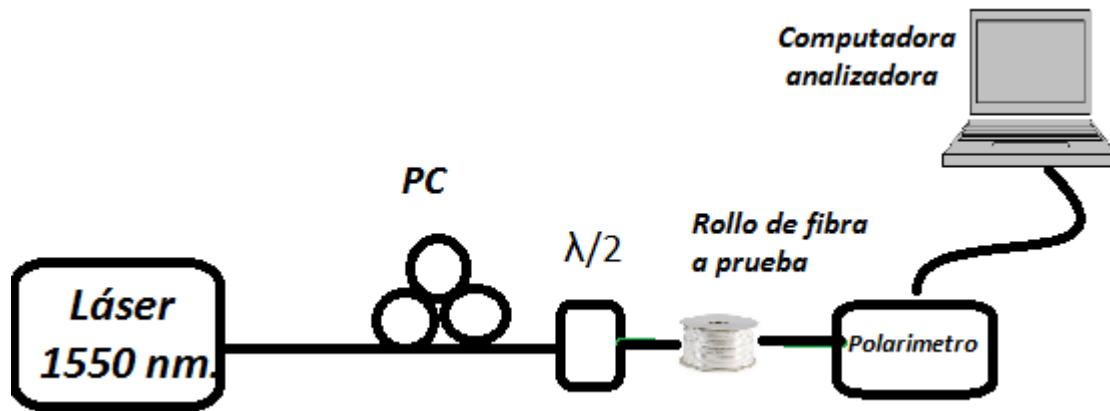
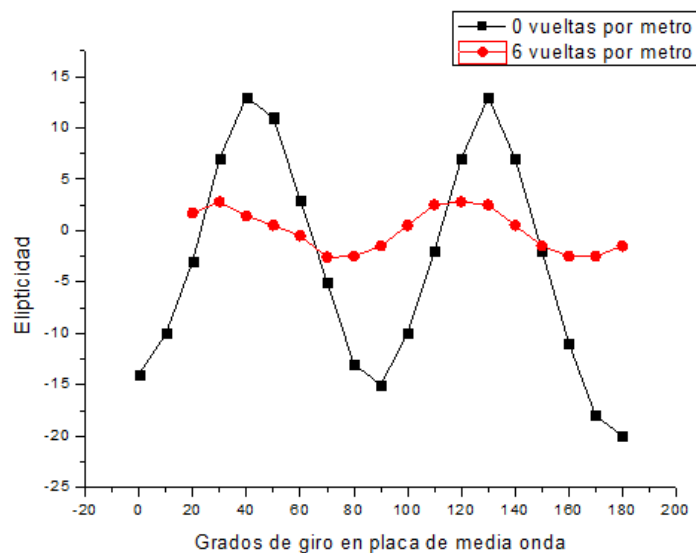


Fig.5.2 Arreglo experimental para la caracterización de la elipticidad en función de la torsión de los carretes de las fibras de prueba.

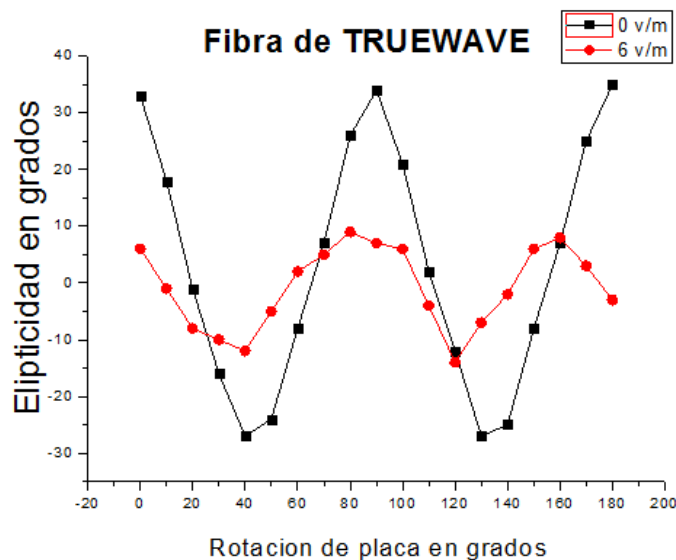
En base a los resultados experimentales de la fibra SMF-28 de un metro se decidió hacer un carrete de 30 cm de diámetro de 10 metros de largo, primero sin torcer la fibra óptica, posteriormente hacer una torsión de 6 vueltas por metro y comparar la polarización a la salida de estos carretes.



Graf.5.8. Resultados experimentales de la fluctuación de la elipticidad de un carrete de fibra SMF-28 de 30 cm de diámetro a 0 y 6 vueltas por metro a una polarización lineal de entrada.

Es posible ver en la Graf (5.8) que para fines prácticos con 6 vueltas por metro nuestra fibra casi mantiene la polarización lineal de inicio con un rango de elipticidad $\pm 3^\circ$, cuando esta sin torcer se encontraba alrededor de los $\pm 15^\circ$, al parecer para una fibra estándar basta ese número de vueltas para eliminar la birrefringencia propia de la fibra y los efectos de curvatura.

Es interesante comparar la birrefringencia propia de la fibra con birrefringencia producida por curvatura. Para 0 vueltas se estimó una birrefringencia lineal entonces es posible comparar birrefringencia propia de la fibra con la birrefringencia por curvatura calculada y birrefringencia medida de Graf. (5.5)



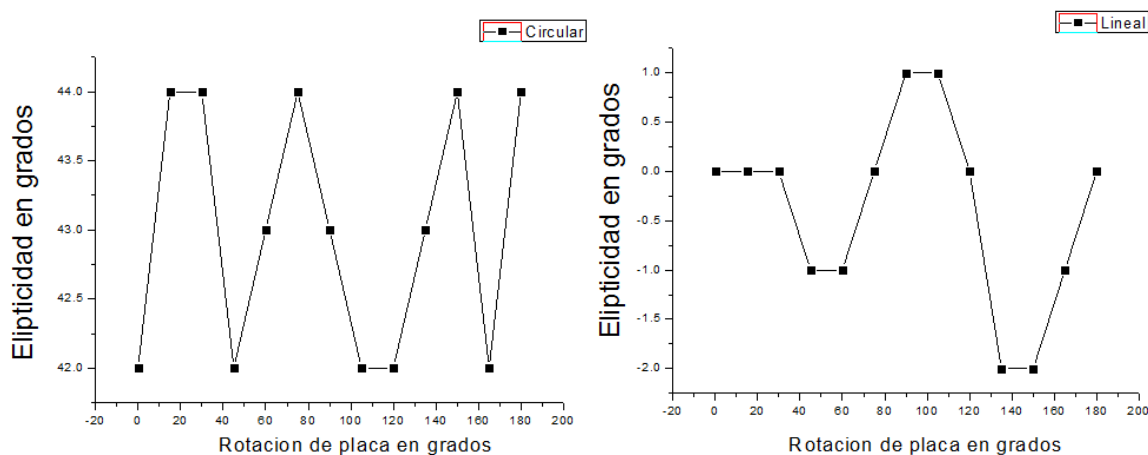
Graf.5.9. Resultados experimentales de la fluctuación de la elipticidad de un carrete de fibra Truewave de 30 cm de diámetro a 0 y 6 vueltas por metro a una polarización lineal de entrada.

La Graf (5.9) muestra los resultados de torcer la fibra en 6 vueltas por metro en contraste de un carrete en el cual la fibra óptica no presenta torsión para un carrete de 30 cm con una longitud de 10 m de fibra Truewave. Esta fibra presenta nuevamente una fluctuación de elipticidad grande en comparación de la fibra estándar, al no torcer la fibra mencionada esta cambia su elipticidad en un rango de $\pm 30^\circ$ la cual fue capaz de disminuir hasta los $\pm 10^\circ$ al ejercer la torsión de 6 vueltas por metro.

La birrefringencia producida por curvaturas en un carrete de 30 cm es de 0.98, haciendo una comparación que justifique variaciones en elipticidad para Graf. (5.5) y (5.6) la birrefringencia producida por curvaturas es la misma, sin embargo Truewave muestra mayor fluctuación. Esto sugiere que tal vez para la fibra Truewave la birrefringencia propia

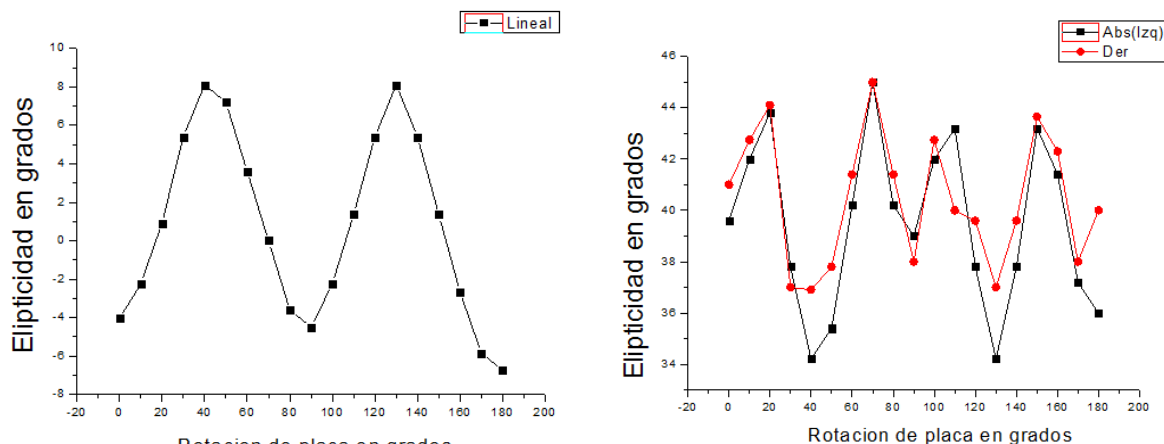
es más importante. De aquí se observa que la birrefringencia propia de la fibra Truewave es de 0.89 más del doble en comparación de la fibra SMF-28.

En base a estos resultados experimentales se tomó la decisión de enrollar carretes de fibra óptica de longitudes más largas con un diámetro superior de 43 cm las longitudes fueron de 120 m para fibra SMF-28 y 75 m para la fibra Truewave.



Graf.5.10. Resultados experimentales de la fluctuación de la elipticidad de un carrete de fibra SMF-28 de 43cm de diámetro a 6 vueltas por metro a una polarización circular de entrada (Izq.) y a lineal de entrada (Der.).

Como se ve de la Graf. (5.10) se ha creado un carrete de 120m de largo que mantiene la polarización teniendo una fluctuación de 3° al introducir una polarización circular, los resultados muestran que con la polarización circular de entrada existe una ligera fluctuación, lo cual no concuerda con la teoría, esto solo muestra que polarización no es exactamente circular en la entrada de la fibra. Por otro lado se tiene una fluctuación en la elipticidad de $\pm 2^\circ$ alrededor del eje cuando se inserta una polarización lineal.



Graf.5.11. Resultados experimentales de la fluctuación de la elipticidad de un carrete de fibra Truewave de 43cm de diámetro a 10 vueltas por metro a una polarización circular de entrada (Der.) y a lineal de entrada (Izq.).

Lo relevante de la Graf (5.11) es que aunque las vueltas por metro son superiores a la SMF-28 cuyos resultados fueron mostrados en la Graf (5.10), la fluctuación de la elipticidad es superior estando alrededor de $\pm 7^\circ$ del eje cuando se introduce una polarización lineal, y alrededor de los 10° alejado de los ejes que establecen una polarización circular.

5.3 Retardador de fase por presión.

Para experimentos cuales estamos planteando en el futuro necesitaremos una placa retardadora variable hecha de fibra capaz de cambiar la polarización con alta precisión.

Proponemos una forma de crear estos retardos de fase y por ende de polarización introduciendo un estrés en la fibra óptica a base de una presión aplicada a la fibra desnuda, esto sin necesidad de cortar la fibra, dándonos la ventaja de evitar las perdidas por acoplamiento y por desacoplamiento de la luz en con la fibra.

La siguiente figura muestra la configuración empleada para determinar el cambio de elipticidad en función de la presión.

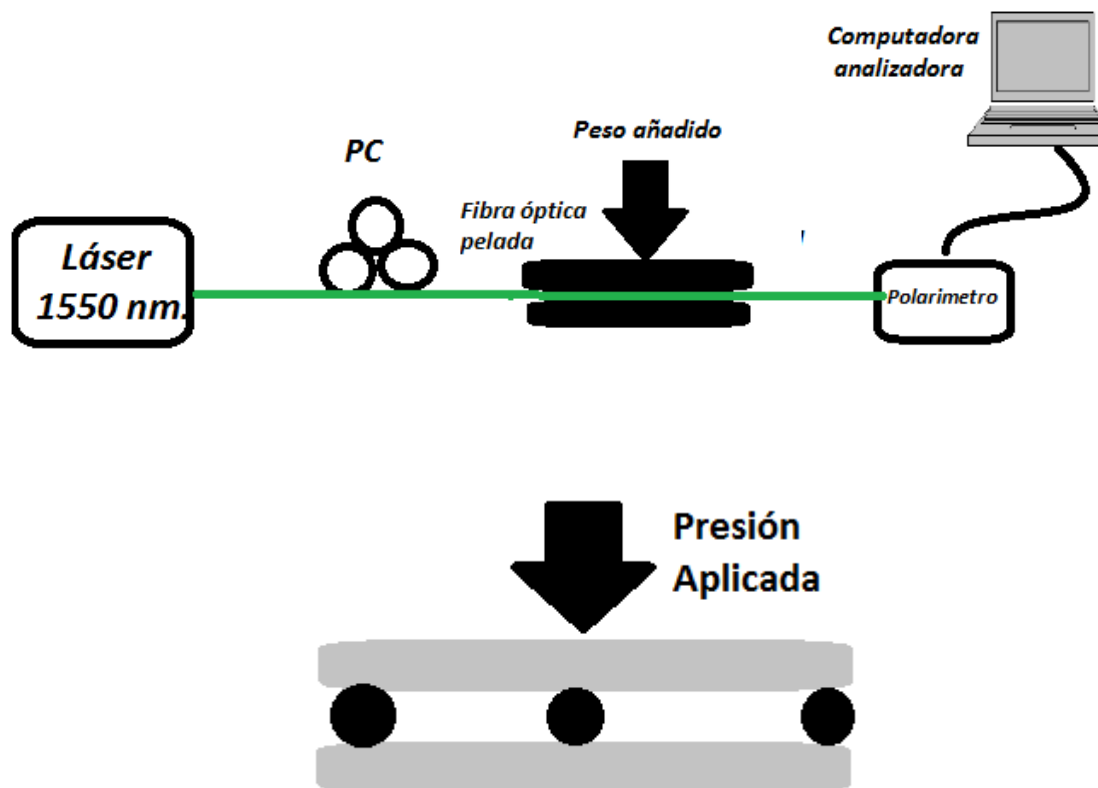
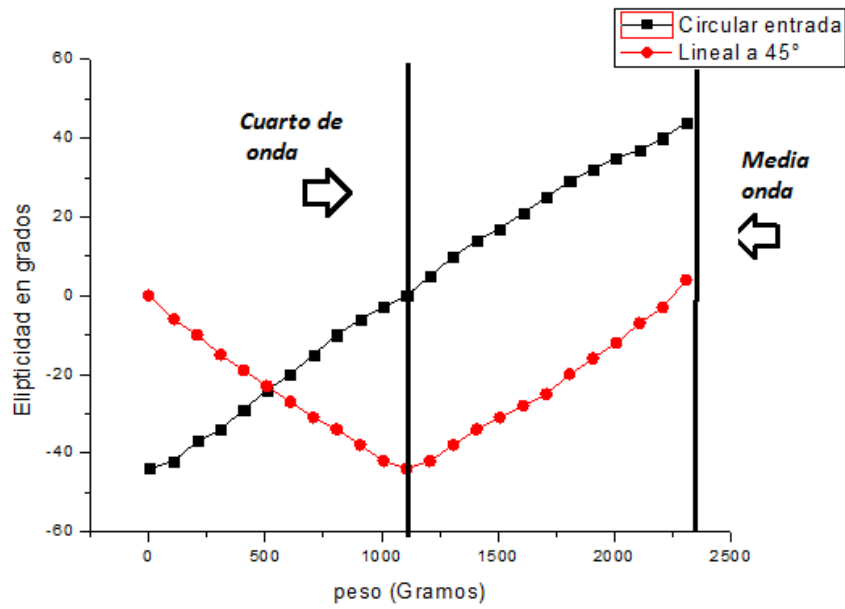


Fig.5.3. Arreglo experimental para determinar el cambio de elipticidad en función del peso.

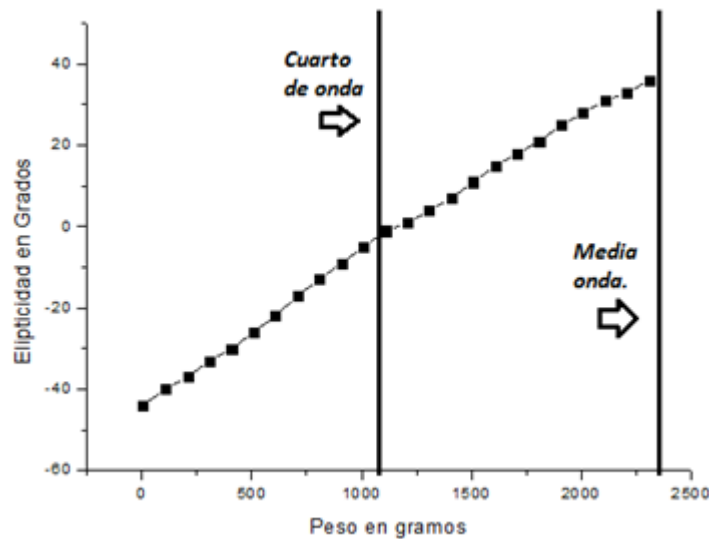
Entonces nos es posible introducir una polarización conocida y ver cómo va cambiando según el peso añadido.

Se hizo la prueba con una fibra estándar SMF-28 introduciendo polarización circular y lineal a 45° para poder determinar cuándo se tiene una placa de media onda y de un cuarto de onda.



Graf 5.12. Resultados experimentales de como varía la elipticidad
en función del peso para una fibra estándar SMF-28.

Para hacer una comparación entre las dos fibras se realizó una medición, solo que esta vez se introdujo solo polarización circular y se puso bajo prueba una fibra Truewave, los resultados son mostrados en la Graf (5.13).



Graf.5.10. Resultados experimentales de como varía la elipticidad
en función del peso para una fibra Truewave.

Las variaciones en los resultados experimentales son asociadas a errores de medición, la no fluctuación se debe a que los núcleos de las fibras son casi idénticos.

De las gráficas Graf (5.12) y Graf (5.13) es posible ver que con una presión uniforme aplicada por un peso de 1.1 Kg es posible generar una placa de un cuarto de onda y con 2.35 Kg es posible hacer una placa de media onda.

Capítulo 6: Conclusiones:

El objetivo fundamental de este trabajo era la aportación de soluciones a ciertos problemas para mantener la polarización en fibras ópticas los cuales con llevan a la atenuación de la señal.

Los análisis teóricos efectuados dentro de este trabajo pueden ser considerados como una contribución al estudio de la propagación del estado de polarización de la luz en las fibras ópticas, por lo cual su utilidad no se limita a la aplicación aquí desarrollada sino que podrían utilizarse en otros ámbitos como pudieran ser los sensores de fibra óptica o cualquier tipo de dispositivos tratados en el capítulo introductorio, todos estos realizados sobre fibra óptica.

Si bien las aportaciones principales son básicamente experimentales, no ha tenido menor peso en el trabajo el estudio de las diferentes herramientas teóricas, y el análisis de las distintas situaciones que luego se han llevado a la práctica. Cabría pues extraer de esta parte analítica un primer bloque de conclusiones, que se resumen a continuación.

El tratamiento de la polarización de la luz en este trabajo serán aplicadas posteriormente a las distintas situaciones de interés. Así, se han obtenido los siguientes resultados puntuales, bien mediante simulaciones.

1. Valores reales aproximados de los parámetros relacionados con la polarización en fibras ópticas estándar que más tarde han podido ser corroborados de forma empírica, mostrando resultados favorables para la implementación de fibras torcidas para la preservación de la polarización dentro de estas fibras antes mencionadas.
2. La preservación de la polarización en fibras es posible teóricamente con una torsión de dos vueltas por metro con una fibra cuya longitud de batido es de 15 m. Esta fluctuaciones posible asociarla a una elipticidad de salida de 4 grados.
3. Para la relación entre la torsión y la birrefringencia lineal. Se encontró un resultado importante por cuanto se ha encontrado una expresión cerrada de la máxima curvatura permitida en una fibra torcida para que pueda desprejarse su birrefringencia lineal.

Dentro del área práctica, se han encontrado que para cada fibra óptica dependiendo de sus características, la birrefringencia propia de cada una varía considerablemente, haciendo que la elipticidad varie de manera brusca en algunos casos. Además de la construcción y caracterización de los dispositivos rotadores, que ya ha supuesto resultados importantes favorecedores para la implementación en arreglos todo fibra.

La birrefringencia propia de la fibra es crucial pues después de cierto diámetro esta curvatura provoca una birrefringencia baja, dejando como parámetro de consideración simplemente la birrefringencia propia de la fibra.

Experimentalmente se encontró que las birrefringencias propias de la fibra son:

1. SMF-28 tiene una birrefringencia propia de 0.41
2. La fibra de dispersión desplazada tiene una birrefringencia propia de .33
3. La fibra true wave tiene una birrefringencia propia de 0.98

Referencias:

- [1] R. Ulrich, S. C. Rashleigh,* and W. Eickhoff, June, 1980, *Bending-induced birefringence in single-mode fibers*, *OPTICS LETTERS*, Vol. 5, No. 6, 273-275., 1980
- [2] J.S. Schuman, C.A. Puliafito, J.G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography of Ocular Diseases", 2nd ed., Slack Inc., Thorofare, NJ, 2004
- [3] S. W. Huang et al., "Swept source optical coherence microscopy using Fourier domain mode-locked laser" *Opt. Exp.* Vol. 15(10), pp 6210-6217, 2007.
- [4] Hecht Eugene. *Optics*. Reading, Massachusetts: Pearson Education, 2002 P 386,387.
- [5] Agrawal, G. P. . "Nonlinear Fiber Optics", 2nd edition. Academic Press, New York., 2006.
- [6] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Nueva York: John Wiley and Sons, Inc., 2010.
- [7] H. K. Aben, "Optical phenomena in photoelastic models by the rotation of principal axes", *Exp. Mech.*, 6, p.p.13–22.,2006
- [8] Arfken, G. *Mathematical Methods for Physicists*, 3rd ed. Orlando, FL: Academic Press, 1985.
- [9] A. Gerald and J.M. Burch, *Introduction to Matrix Methods in Optics*, 1st ed., John Wiley & Sons, 1975.
- [10] R. Ulrich, A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Opt.* 18, 2241-225.1, 1979
- [11] M. Monerie and P. Lamouler, "Birefringence measurement in twisted single-mode fibres", *Electron. Lett.*, 17 252-253, 1981.
- [12] O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. T. Camas-Anzueto, and F. Gutiérrez-Zainos, *Easily tunable nonlinear optical loop mirror based on polarization asymmetry.*, *Optics Express* Vol. 12, p.p. 3878-3887. 2004.