

Salamanca Gto., a 27 de Octubre del 20 16

M. EN I. J. ANTONIO ALVAREZ JAIME
COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES
P R E S E N T E.-

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno (a) Francisco Javier Valle Atilano del Programa de Licenciatura en Ing. en comunicaciones y electrónica cuyo número de NUA es: 143866 del cual soy director. El título de la tesis es: Investigación de la polarización de una fuente de supercontinuo en fibras de cristal fotónico.

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

ATENTAMENTE


Dr. Julián M. Estudillo Aguilar

NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS
SECRETARIO


José David Filoteo R.
Ing. José David Filoteo Razo

NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS


ROBERTO ROJAS LAGUNA

NOMBRE Y FIRMA
PRESIDENTE

Dr. Edgar Alvarado Méndez


NOMBRE Y FIRMA
VOCAL



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

CAMPUS IRAPUATO - SALAMANCA
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

Investigación de la polarización de una fuente
de luz supercontinua en fibras de cristal
fotónico

TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el título de:
Ingeniero en Comunicaciones y Electrónica

PRESENTA:

Francisco Javier Valle Atilano

DIRECTOR:

Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala

CO-DIRECTOR:

Ing. José David Filoteo Razo

SALAMANCA, GTO

NOVIEMBRE 2016

Dedicatoria

A mi madre, a la memoria de mi padre y a todas las personas que creyeron en mi.

Agradecimientos

Primeramente agradezco a mis padres por apoyarme en todas mis decisiones y poder estudiar lo que decidí para así poder llegar hasta este momento, por educarme de la mejor manera que ellos pudieron y por quererme tanto. También a mis hermanas Areli y Edi por estar conmigo y por su cariño.

Gracias a mis abuelos por darme un buen ejemplo de vida, a mis tíos y primos por estar siempre que los necesito. A mi tío Alberto Carrillo Cazares por apoyarme en mis estudios.

Al Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala por permitirme adentrarme en la óptica haciendo mi servicio social y posteriormente realizar mi tesis sobre esto, por su disposición y paciencia al enseñarme.

A Filo por ayudarme en la realización de esta tesis tanto en lo experimental como en la redacción.

A los miembros del cuerpo académico de opto-electrónica por su disposición hacia mí en cualquier duda que tuviera.

A mis compañeros y amigos del laboratorio de óptica por hacer un agradable ambiente de trabajo.

A todos mis amigos, compañeros y profesores de la universidad que me han ayu-

dado de diferentes maneras por lo cual pude concluir mis estudios.

A la **División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca** de la **Universidad de Guanajuato**, que puso a mi disposición todos los recursos y medios necesarios para desarrollar este trabajo de tesis.



Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología CONACYT por la beca otorgada del proyecto No. **166361**, *Estudio de las no linealidades en fibras de cristal fotónico para la obtención de fuentes de luz de amplio espectro y propagación de pulsos de alta energía.*



A la Dirección de Apoyo a la Investigación y al Posgrado por su apoyo mediante el proyecto DAIP-UG CIFOREA 010/2015 denominado: **“FORTALECIMIENTO Y CONSOLIDACIÓN DE NUEVAS ÁREAS DE INVESTIGACIÓN DENTRO DEL LABORATORIO DE OPTOELECTRÓNICA DE LA DIVISIÓN DE INGENIERAS DEL CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA”**.

A SEP RED TEMÁTICA por su apoyo mediante el proyecto: “Sensado Óptico y Aplicaciones UGTO-CA-20- OPTOELECTRÓNICA”.

A Dios sobre todas las cosas por permitirme vivir todo lo que me ha pasado y poner en mi camino a todas estas personas.

Resumen

En esta tesis se estudió el estado de polarización de diferentes fuentes de luz supercontinua. Se utilizaron dos fuentes de bombeo pulsadas, una correspondiente a una longitud de onda de 532 nm y otra de 1064 nm. Estos pulsos se propagaron en diferentes fibras de cristal fotónico de núcleo sólido, para así generar un espectro ancho supercontinuo.

A las fibras de cristal fotónico estudiadas, se les aplicó torsión para inducir birrefringencia y así observar los cambios que se provocaran en el estado de polarización. Se estudió el estado de polarización para las longitudes de onda en el espectro visible de: 450 nm, 500 nm, 550 nm, 600 nm, 650 nm y 700 nm. En el espectro infrarrojo se estudiaron las longitudes de onda de: 1300 nm, 1350 nm, 1400 nm, 1450 nm, 1500 nm, 1550 nm, 1600 nm y 1650 nm. Se hizo uso de filtros pasa-bandas con los que cuenta el laboratorio, para analizar estas longitudes de onda de los cuales se encontraron resultados interesantes.

En esta tesis se presentan los conceptos sobre: onda electromagnética; las ecuaciones de Maxwell, las cuales rigen el comportamiento de estas ondas; fibras ópticas convencionales y fibras de cristal fotónico, así como su funcionamiento; modos; estados de polarización y sus tipos; la esfera de Poincaré; ley de Malus; birrefringencia; retardadores; vectores de Stokes y supercontinuo.

Contenido

Dedicatoria	I
Agradecimientos	II
Resumen	V
Contenido	VI
Lista de Figuras	VIII
Lista de Tablas	X
1. Introducción	1
1.1. Antecedentes del trabajo	1
1.2. Justificación	3
1.3. Objetivo	3
1.3.1. Objetivos específicos	3
1.4. Descripción de la tesis	4
2. Conceptos Básicos	5
2.1. Introducción	5
2.2. Onda Electromagnética	5
2.3. Ecuaciones de Maxwell	7
2.3.1. Primera Ecuación de Maxwell	8
2.3.2. Segunda Ecuación de Maxwell	8
2.3.3. Tercera Ecuación de Maxwell	9
2.3.4. Cuarta Ecuación de Maxwell	9
2.3.5. Ecuación de onda electromagnética	9
2.3.6. Propiedades de la luz	10
2.4. Fibras Ópticas	11
2.4.1. Índice de Refracción	14
2.4.2. Reflexión total interna	14
2.4.3. Ángulo de Aceptancia	15
2.5. Fibras de Cristal Fotónico PCF	16
2.6. Modos	17
2.7. Estados de polarización	19

2.7.1. Polarización Lineal	19
2.7.2. Polarización Circular	21
2.7.3. Polarización Elíptica	23
2.8. Esfera de Poincaré	24
2.9. Ley de Malus	27
2.10. Birrefringencia	28
2.10.1. Birrefringencia en fibras	28
2.11. Retardadores	29
2.12. Elipticidad	30
2.12.1. Superposición de dos polarizaciones ortogonales	30
2.13. Vectores de Stokes	34
2.14. Supercontinuo	35
3. Esquema experimental	41
3.1. Introducción	41
3.2. Descripción de arreglos experimentales	41
3.2.1. Caracterización de las PCF's utilizadas	49
4. Resultados	52
4.1. Introducción	52
4.2. Resultados experimentales	52
4.3. Vectores de Jones	64
5. Conclusiones	66
Referencias	68

Lista de Figuras

2.1. Onda electromagnética	6
2.2. Estructura de una fibra óptica convencional.	12
2.3. Reflexión total interna en una fibra óptica.	15
2.4. Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Lineal	20
2.5. Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Circular	22
2.6. Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Elíptica	24
2.7. Esfera de Poincaré	25
2.8. Estados de polarización en la esfera de Poincaré	26
2.9. Cambios de polarización que provoca un retardador dependiendo del cambio de fase δ	30
2.10. Representación de los ángulos α , θ y χ	33
2.11. Ejemplo del espectro de una fuente de supercontinuo generada en una PCF [28].	40
3.1. Arreglo experimental para observar cambios de elipticidad de diferentes longitudes de onda de fuente SC usando fuente de bombeo de 532 nm.	42
3.2. Arreglo experimental para observar el espectro SC con fuente de bom- beo 532 nm, girando la entrada de la PCF.	43
3.3. Arreglo experimental para observar el comportamiento de los pulsos láser de 532 nm al pasar por una placa de $\lambda/4$ y girándola.	44
3.4. Arreglo experimental para observar los pulsos del láser de 532 nm después de propagarse por la PCF y girando placa de $\lambda/4$ en la entrada de esta fibra.	44
3.5. Arreglo experimental para conocer el SOP de diferentes longitudes de onda del SC con fuente de bombeo de 1064 nm girando la entrada de la PCF.	45
3.6. Muestra del software TXP Polarimeter.	46
3.7. Arreglo experimental para conocer los cambios del SOP de diferentes longitudes de onda en fuente de SC con bombeo de 1064 nm aplicando torsión a la PCF.	47

3.8. Arreglo experimental para conocer los cambios del SOP en una PCF sin fenómenos no lineales.	47
3.9. Espectro de la fuente de luz que se utilizó.	48
3.10. Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 1.	50
3.11. Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 2.	50
3.12. Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 3.	51
3.13. Arreglo experimental para conocer el espectro generado por el láser de 1064 nm después de propagarse por cada una de las PCF's	51
4.1. Gráfica de elipticidad en diferentes longitudes de onda de fuente SC usando láser de bombeo de 532 nm girando la entrada de la PCF. . .	54
4.2. Resultados de la entrada de la PCF a 0°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	55
4.3. Resultados girando la entrada de la PCF 30°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	55
4.4. Resultados girando la entrada de la PCF 60°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	56
4.5. Resultados girando la entrada de la PCF 90°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	56
4.6. Resultados girando la entrada de la PCF 120°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	57
4.7. Resultados girando la entrada de la PCF 150°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.	57
4.8. Comparación en el comportamiento de los pulsos del laser de 532 nm al pasar por la placa de $\lambda/4$ y girarla.	58
4.9. Comportamiento de los pulsos después de propagarse en la PCF y girando la placa retardadora de $\frac{\lambda}{4}$ en la entrada de la fibra.	59
4.10. Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1300 nm, 1350 nm, 1400 nm y 1450 nm girando la entrada de la PCF.	60
4.11. Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1500 nm, 1550 nm, 1600 nm y 1650 nm girando la entrada de la PCF.	61
4.12. Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1300 nm, 1350 nm, 1400 nm y 1450 nm girando en medio de la PCF.	62
4.13. Grados de elipticidad en las longitudes de onda de 1500 nm, 1550 nm, 1600 nm y 1650 nm girando en medio la PCF.	62
4.14. Elipticidad en 1550nm de la fuente de ASE al propagarse por la PCF.	63

Lista de Tablas

2.1. Valores de polarización	26
3.1. Características de las PFC's utilizadas.	49

Capítulo 1

Introducción

En esta sección se presenta una introducción del trabajo de tesis, el cual consistió en el estudio de los estados de polarización de una fuente de luz supercontinua. Se presentan antecedentes de trabajos relacionados con fibras ópticas y polarización. Además se muestran los objetivos, justificación y una descripción general de este trabajo.

1.1. Antecedentes del trabajo

Una aplicación de las fibras ópticas son las comunicaciones. Los sistemas de comunicación por fibra óptica han tenido un incremento en su implementación y velocidad, las longitudes de onda que se utilizan para la transmisión de información van de 800 nm a $1,550 \text{ nm}$. La velocidad máxima actual de transmisión de datos a través de fibra óptica está en $1.05 \frac{\text{Petabits}}{\text{s}}$ utilizando técnicas de multiplexación [1]. Estos sistemas de comunicación presentan problema en la señal óptica, algunos de estos problemas son: las pérdidas dependientes de la polarización (PDL, *Polarization Dependent Loss*), la atenuación, dispersión cromática, dispersión modal y pérdidas por acoplamiento, entre otras. Por lo que son importantes conocer para tener una mejor transmisión de información. En el año 2013 se realizó un trabajo de

tesis que consistió en una caracterización polarimétrica de fibras ópticas monomodo utilizadas en TELMEX para conocer la polarización en la transmisión de información [2]. En otro trabajo de tesis realizado en el año 2014 se caracterizó el estado de polarización en fibras ópticas, bajo diversos efectos físicos (doblado y exposición a un campo magnético externo) [3]. Además, se han realizado trabajos sobre el estado de polarización de la luz torciendo fibras estándar (Corning SMF-28 y SMF-28e) [4–6].

En la década de 1920 fueron fabricadas fibras de vidrio sin recubrimiento, el campo de las fibras ópticas no nació hasta la década de 1950, cuando se utilizó una capa de recubrimiento llevando a considerar mejoras a las características de las fibras [7]. La invención del láser en 1960 trajo un desarrollo notable en las fibras ópticas, ya que la luz láser por sus características, puede ser acoplada más fácilmente en una fibra y propagarse en distancias mayores que utilizando otras fuentes de luz [8]. Las fibras de cristal fotónico (PCF, *Photonic Crystal Fiber*) o también llamadas microestructuradas, son una nueva clase de fibras ópticas basadas en las propiedades del cristal fotónico. La idea de estas fibras fue presentada por primera vez en el año de 1978, en 1996 fue reportada la primer PCF y en el año 2000 se generó supercontinuo en una PFC [9]. Una de las principales características de este tipo de fibras ópticas es que presentan una mayor no linealidad que las fibras ópticas estándar utilizadas en comunicaciones. Además presentan alta birrefringencia, corta longitud de acoplamiento, bajas pérdidas de acoplamiento, y una dispersión aplanada, entre otras características; todo esto comparándolas con las fibras convencionales [10]. También se han presentado investigaciones al utilizar las PCF's, para caracterizar la dispersión de modos de polarización (PMD, *Polarization Mode Dispersion*) así como también se han presentado trabajos de generación de supercontinuo (SG, *Supercontinuum Generation*) en PCF debido a las propiedades no lineales presentes en el medio de propagación [11] y [12].

1.2. Justificación

Conocer el estado de polarización en una fuente de luz supercontinua debido que se compone de diferentes longitudes de onda y es importante para diferentes aplicaciones como en comunicaciones y en el área de sensores, entre otras. En aplicaciones de espectroscopía se requiere una polarización aleatoria en la luz que entra a la fibra y una baja birrefringencia en la misma fibra. En otro tipo de aplicaciones se requiere una fuente de supercontinuo que mantenga un estado de polarización constante con la longitud de onda [13]. En el área biomédica existen técnicas de diagnóstico basadas en detección de luz polarizada; estas técnicas son empleadas en la detección de diferentes afecciones como cataratas, etapas tempranas de cáncer y predicción de enfermedades de la piel. La información sobre la estructura del tejido se puede extraer a partir del grado de despolarización de la luz inicialmente polarizada, la transformación del estado de polarización, o la aparición de una componente polarizada en la luz dispersada [14]. Actualmente existen diversas investigaciones en fibras de cristal fotónico para aplicaciones en comunicaciones y dispositivos fotónicos [15–17].

1.3. Objetivo

Estudiar los cambios de polarización en las diferentes longitudes de onda en un espectro de luz supercontinua bombeando pulsos del orden de picosegundos en una fibra de cristal fotónico, en el espectro visible e infrarrojo (IR).

1.3.1. Objetivos específicos

- Generación de supercontinuo en fibras de cristal fotónico.
- Observación del espectro generado a partir de diferentes fibras de cristal fotónico, al propagar pulsos cortos láser.

- Estudio de la polarización en fuentes de supercontinuo utilizando PCF.
- Dar a conocer este trabajo en congreso.

1.4. Descripción de la tesis

Capítulo 2, presenta los conceptos básicos de la luz, su representación en las ecuaciones de Maxwell y sus estados de polarización. Además, se presentan las características y funcionamiento de una fibra óptica y una fibra de cristal fotónico. Y por último se presenta una descripción del fenómeno de supercontinuo.

Capítulo 3, en este capítulo se muestra el desarrollo experimental de los esquemas que se realizaron para el estudio de la polarización en fuentes de SC en el espectro visible e IR para PCF. En la primera sección, se presenta una descripción de los esquemas experimentales y de los elementos ópticos empleados para este trabajo de tesis. Al final, se presenta las características de las PCF y los espectros generados por la fuente de SC en IR al utilizar estas PCF's.

Capítulo 4, en este capítulo se presentan los resultados que se obtuvieron en la realización de esta tesis. En las cuales se observan diferentes espectros de supercontinuo dependiendo de la fibra que se utilizó así como también diferentes cambios en el estado de polarización dependiendo de la torsión aplicada y de las longitudes de onda.

Capítulo 5, muestra las conclusiones obtenidas en base al trabajo desarrollado y los resultados obtenidos.

Capítulo 2

Conceptos Básicos

2.1. Introducción

Este capítulo presenta los conceptos básicos de la luz, su representación en las ecuaciones de Maxwell y sus estados de polarización. Además, se presentan las características y funcionamiento de una fibra óptica y una fibra de cristal fotónico. Y por último se presenta el fenómeno de supercontinuo.

2.2. Onda Electromagnética

La luz es una onda electromagnética. Una onda electromagnética es una onda transversal, por lo que, su campo eléctrico y magnético oscilan perpendicularmente a la dirección de propagación, como se muestra en la Figura 2.1. Se considera a una onda como la propagación de un estado o una excitación en una sustancia, sin que ello implique la necesidad de transportar la propia masa o materia de esa sustancia. En el caso de la onda luminosa, el estado es el campo electromagnético que se propaga en una sustancia transparente, el medio óptico.

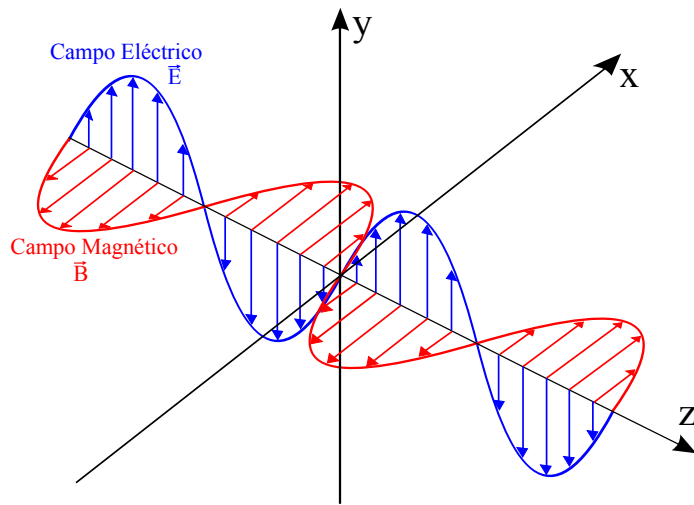


Figura 2.1: Onda electromagnética

La forma más simple de describir la variación de esta onda en el tiempo y el espacio es por medio de una función senoidal. Así, para el valor instantáneo a de una onda plana que se propaga en el eje z se puede representar por la ecuación 2.1:

$$a = A \operatorname{sen}(\omega t - kz) = A \operatorname{sen} 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right), \quad (2.1)$$

donde:

a es el valor instantáneo de la onda plana (por ejemplo intensidad del campo magnético o eléctrico).

A es la amplitud.

ω es la velocidad angular, en (s^{-1}) .

t es tiempo, en (s) .

k es el índice de longitud de onda.

z es la distancia sobre el eje z , en (m) .

T es el período, en (s) .

λ es la longitud de onda, en (μm) .

Los vectores de campo eléctrico y magnético de una onda plana electromagnética

(EM) se encuentran en el plano transversal a la dirección de propagación. Si el campo eléctrico varía aleatoriamente con el tiempo, entonces se dice que la onda es no polarizada. La variación natural del campo eléctrico con el tiempo define el estado de polarización (SOP, *State Of Polarization*) de la onda EM. Por ejemplo, la variación puede ser tal que el vector del campo eléctrico puede moverse sobre una línea, sobre un círculo, o generalmente, sobre una elipse. Por consiguiente, el SOP de la onda se dice que es lineal, circular o elíptico [18]. Más adelante se tomará este tema con más detalle.

2.3. Ecuaciones de Maxwell

La óptica es la rama de la física encargada de estudiar el comportamiento de la luz, sus características y aplicaciones. Desde el punto de vista de la física la luz es una radiación electromagnética que se propaga en forma de ondas que abarcan todo espectro electromagnético, no solo el rango visible. La base de la teoría electromagnética son las ecuaciones de Maxwell. Dichas leyes se explicarán a detalle a continuación debido a que con ellas es posible derivar las propiedades de la luz.

Para definir las ecuaciones de Maxwell, es importante recordar que las cargas sufren una interacción mutua debido a ciertas líneas de fuerza, que influyen desde una carga positiva hasta una negativa y que conforman lo que se conoce como campo eléctrico. En consecuencia, si una carga puntual q experimenta una fuerza \vec{F} , el campo eléctrico \vec{E} en la posición de la carga está definido por $\vec{F} = q\vec{E}$. Como resultado, el campo eléctrico \vec{E} presenta la misma dirección que la fuerza \vec{F} . Dicha fuerza entre cargas puede calcularse mediante la ley de Coulomb, la cual establece que la fuerza \vec{F} entre dos cargas puntuales q_1 y q_2 es:

- De dirección igual a la de la línea que las une.
- Directamente proporcional al producto q_1, q_2 de las cargas.

- Inversamente proporcional al cuadrado de las distancias R entre ellas.

La expresión matemática de la ley de Coulomb se muestra en la ecuación 2.2, donde k es la constante de proporcionalidad y se define como $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$. La constante ϵ_0 se conoce como permitividad eléctrica del vacío y es una constante física que describe como un campo eléctrico afecta y es afectado por un medio, en este caso el vacío.

$$F = k \frac{q_1 q_2}{R^2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 R^2},$$

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3}. \quad (2.2)$$

2.3.1. Primera Ecuación de Maxwell

La primera ecuación de Maxwell o Ley de Gauss es una generalización de la ley de Coulomb y establece que el flujo eléctrico total a través de cualquier superficie cerrada es igual a la carga total encerrada por esa superficie, esta ley se presenta matemáticamente en la ecuación 2.3 donde ρ es la densidad de carga y $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ es el desplazamiento eléctrico:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho,$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.3)$$

2.3.2. Segunda Ecuación de Maxwell

La segunda ecuación de Maxwell o ley de Gauss magnética describe que el flujo del campo magnético a través de una superficie es cero y la presentamos en la ecuación 2.4. Esto implica que, a diferencia del campo eléctrico, el campo magnético \vec{B} no diverge o converge hacia alguna clase de carga magnética, y en su lugar, solo puede ser descrito por medio de una distribución de corrientes o cargas en movimiento. En otras palabras, esta situación sucede debido a la ausencia de monopolos magnéticos.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.4)$$

2.3.3. Tercera Ecuación de Maxwell

Las primeras dos ecuaciones de Maxwell (2.3 y 2.4) están asociadas a campos magnéticos y eléctricos constantes en el tiempo. La tercera y cuarta ecuación de Maxwell define el comportamiento de dichos campos en un tiempo variable. Así, la tercera ley de Maxwell o ley de Faraday (2.5), nos habla sobre la inducción electromagnética, la que origina una fuerza electromotriz en un campo magnético. En otras palabras, la existencia de un campo eléctrico circule a lo largo de líneas cerradas. En presencia de cargas libres, como los electrones, el campo \vec{E} puede desplazar las cargas y producir una corriente eléctrica. De modo que esta ecuación proporciona una relación entre los campos eléctrico y magnético.

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

2.3.4. Cuarta Ecuación de Maxwell

La cuarta ecuación es la Ley de Ampere-Maxwell (ecuación 2.6) y describe de manera similar que dicha ecuación es una relación entre ambos campos, introduciendo el concepto de corriente de desplazamiento \vec{J} y la permeabilidad magnética μ_0 . Básicamente esta ecuación indica que los campos magnéticos son producidos por corrientes eléctricas y por campos eléctricos variables.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (2.6)$$

2.3.5. Ecuación de onda electromagnética

Observando las ecuaciones 2.5 y 2.6 tanto \vec{B} como \vec{E} serán siempre dependientes y perpendiculares entre ellos. Como resultado los campos \vec{E} y \vec{B} pueden considerarse como dos aspectos de un solo fenómeno físico, el campo electromagnético, cuya fuente es una carga en movimiento. Ahora si empleamos la ecuación 2.6, y decimos que se encuentra en un medio libre de cargas y se le aplica el rotacional podemos deducir la

ecuación de onda como se muestra a continuación, ecuación 2.7, donde $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$ es la velocidad de la onda electromagnética:

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) &= \mu_0\epsilon_0 \vec{\nabla} \times \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \\
 \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) &= -\mu_0\epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \\
 \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} &= -\mu_0\epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \\
 \vec{\nabla}^2 \vec{E} &= \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \\
 \vec{\nabla}^2 \vec{E} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

De igual modo la ecuación de onda 2.7 puede ser deducida empleando la ecuación 2.5.

2.3.6. Propiedades de la luz

Usando las ecuaciones de Maxwell es posible verificar el carácter transversal de la luz. Partiremos del caso simple de una onda plana que se propaga en dirección positiva de x y definiremos el campo eléctrico como una función tal que: $\vec{E} = \vec{E}(x, t)$, ahora usando la ecuación 2.3 para el vacío ($\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$) obtenemos la ecuación 2.8:

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial x} = 0, \tag{2.8}$$

De la ecuación 2.8 se deduce que la onda electromagnética no tiene ninguna componente de campo eléctrico en la dirección de propagación, es decir es transversal. Ahora haciendo uso nuevamente de la ecuación 2.5 obtenemos la ecuación 2.9:

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\
 \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial y} &= -\frac{\partial \vec{B}_z}{\partial t}, \\
 \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial y} &= -\frac{\partial \vec{B}_z}{\partial t},
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Por consiguiente, la ecuación 2.9 demuestra que el campo \vec{B} dependiente del tiempo es también transversal al movimiento y a su vez perpendicular y de sentido contrario al campo eléctrico. Debido a ello, para definir totalmente la onda, basta con determinar la dirección del campo eléctrico \vec{E} momento a momento, dicha descripción corresponde a la polarización de la luz. Cabe mencionar que la luz natural por lo general se dice que no está polarizada, ya que genera una vibración electromagnética en todas direcciones. Por lo tanto, la luz en la forma de una onda plana en el espacio, se dice que está linealmente polarizada. Si la luz está compuesta por dos ondas planas de igual amplitud pero con una diferencia de fase de 90° , entonces se dice que la luz está polarizada circularmente y si las dos ondas planas tienen diferente amplitud y están desfasadas, se dice que la luz está polarizada elípticamente. Para modificar el estado de polarización de un haz de luz se utiliza un elemento óptico conocido como placas o láminas retardadoras de longitud de onda, que son elementos ópticos que producen un desfase entre las dos componentes perpendiculares del campo eléctrico de la onda electromagnética [19].

2.4. Fibras Ópticas

En la transmisión de información son muy utilizadas las ondas electromagnéticas, debido a que para propagarse no requieren necesariamente un medio físico.

Una fibra óptica es un filamento fabricado de sílice o de plástico, cubierto por una capa de plástico, las cuales funcionan como guía de onda, como se muestra en la figura 2.2. En las telecomunicaciones por fibra óptica se utilizan las longitudes de onda del infrarrojo cercano o sea 800 a 1600 nm, siendo los valores preferidos los de 850, 1300 y 1550 nm.

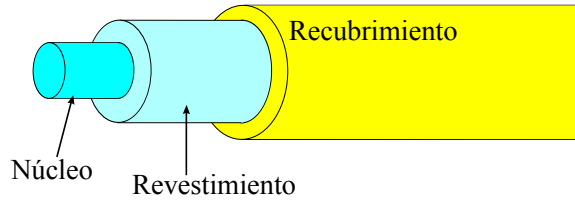


Figura 2.2: Estructura de una fibra óptica convencional.

En el vacío las ondas electromagnéticas se propagan con la velocidad de la luz 2.10:

$$c_0 = 299\,792.456 \frac{km}{s}. \quad (2.10)$$

En la década de 1920 fueron fabricadas fibras de vidrio sin recubrimiento, el campo de las fibras ópticas no nació hasta la década de 1950, cuando se utilizó una capa de recubrimiento llevando a considerar mejoras a las características de las fibras. La idea de que las fibras ópticas serían beneficiadas de un recubrimiento dieléctrico no fue obvio y tuvo una historia notable.

El campo de las fibras ópticas desarrollado rápidamente durante la década de 1960, principalmente por el propósito de transmisión de imágenes a través de un conjunto de fibras de vidrio. Estas primeras fibras tenían pérdidas extremadamente grandes (pérdidas $> 1000 \frac{dB}{km}$) comparando con los estándares actuales. Sin embargo, la situación cambió drásticamente en 1970, cuando siguiendo las sugerencias anteriores, las pérdidas de fibras de silicio se redujeron a $20 \frac{dB}{km}$. El progreso en la tecnología de la fabricación resultó en 1979 en pérdidas de $0.2 \frac{dB}{km}$ en la región de longitud de onda de $1.55 \mu m$, un nivel de pérdida principalmente por el proceso fundamental de dispersión Rayleigh. La disponibilidad de las pérdidas en las fibras de silicio no solo revolucionó el campo de las comunicaciones en fibras ópticas, también en el avance del nuevo campo de fibras ópticas no-lineales.

Las fibras ópticas trabajan sobre el principio similar a otras guías de onda, con

la importante inclusión de un eje de simetría cilíndrico. Para algunas aplicaciones específicas, la fibra puede desviarse ligeramente de esta simetría; sin embargo es fundamental para el diseño de la fibra y la fabricación [7].

La diferencia de índices de refracción requiere que la luz desde el interior de la fibra sea incidente a un ángulo más grande que el ángulo crítico, ecuación 2.11.

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_1}{n_0}\right). \quad (2.11)$$

Ser totalmente reflejado internamente en la interface. Una simple imagen de la estructura aparece permitiendo un rango continuo de rayos reflejados dentro de la estructura; de hecho, la luz (siendo una onda) debe satisfacer una condición de auto-interferencia en orden de ser atrapada en la guía de onda. Solo un número finito de caminos que satisface esta condición; esto es análogo a la propagación de modos electromagnéticos de la estructura. Fibras que pueden soportar un gran número de modos (existen fibras con un núcleo grande y apertura numérica grande) puede ser adecuado analizar por las herramientas de la óptica geométrica; fibras que soportan un pequeño número de modos debe ser caracterizado resolviendo las ecuaciones de Maxwell con las apropiadas condiciones de frontera de la estructura.

En una simple forma, una fibra óptica consiste en un núcleo central rodeado por una capa de recubrimiento cuyo índice de refracción es n_2 es levemente menor que el índice del núcleo n_1 . Tales fibras son generalmente referenciadas como fibras de índice escalonado para distinguirlas de fibras de índice gradual en cuyo índice de refracción del núcleo decrece gradualmente desde el centro al exterior del núcleo. Dos parámetros que caracteriza una fibra óptica son la diferencia relativa de índices de núcleo-revestimiento, ecuación 2.12.

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (2.12)$$

Y el llamado parámetro V definido como la ecuación 2.13:

$$V = k_0 a \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}, \quad (2.13)$$

donde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, a es el radio del núcleo, y λ es la longitud de onda de la luz. V es el parámetro que determina el número de modos soportado por la fibra [7].

2.4.1. Índice de Refracción

El índice de refracción de un material es la razón de la velocidad de la luz en el vacío entre la velocidad de la luz en el material y está dada por la ecuación 2.14. En otras palabras, el índice de refracción es una medida de cuanto baja la velocidad de luz después de entrar en el material. La luz tiene su velocidad más alta en el vacío y baja cuando entra en cualquier medio (agua, plástico, vidrio, cristal, aceite, etc.), el índice de refracción en todos los medios es más grande que 1. Por ejemplo, el índice de refracción en el vacío es 1, en fibras de vidrio o plástico es aproximadamente 1.5, y en agua tiene un índice de refracción aproximado de 1.3.

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.14)$$

Cuando la luz va de un material a otro de un índice de refracción diferente, el camino tendrá una curva, causando una ilusión similar cuando se introduce un palo a un vaso de agua. Este fenómeno es usado para reflejar la luz en el límite núcleo-revestimiento de la fibra y atraparla en el núcleo. Eligiendo la diferencia en el material entre el núcleo y el revestimiento, uno puede seleccionar el ángulo de la luz en el cual la luz es atrapada, llamada reflexión total interna. Este ángulo definido primeramente en las especificaciones de la fibra, apertura numérica [29].

2.4.2. Reflexión total interna

Cuando un rayo luminoso incide con un ángulo α cada vez mayor desde una sustancia ópticamente más densa con un índice de refracción n_1 sobre la superficie de

separación con una sustancia ópticamente menos densa con índice de refracción n_2 , el ángulo de refracción β_0 al llegar a determinado ángulo de incidencia α_0 puede llegar a ser igual a 90° .

En este caso el rayo luminoso se propaga paralelamente a la superficie de separación de ambas sustancias y el ángulo de incidencia α_0 se denomina ángulo límite de las dos sustancias, como se muestra en la figura 2.3.

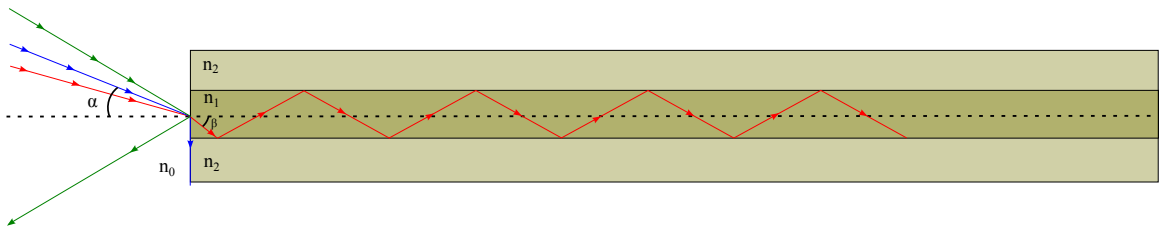


Figura 2.3: Reflexión total interna en una fibra óptica.

2.4.3. Ángulo de Aceptancia

Se define como el ángulo máximo que pueden formar los rayos luminosos externos al llegar a la interfaz aire-fibra para poder propagarse por la fibra, ecuación 2.15. El ángulo de aceptación de una fibra está expresada en términos de apertura numérica.

$$\theta_{acep} = \text{sen}^{-1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.15)$$

La apertura numérica (AN) se refiere a la capacidad de reunir la luz que tiene una fibra óptica, está definida como el seno de la mitad del ángulo de aceptación de la fibra, ecuación 2.16. Valores típicos de AN están de 0.1 a 0.4 los cuales corresponden a ángulos de aceptación de 11° a 46° . Las fibras ópticas solo transmitirán luz que entre en un ángulo igual o menor que el ángulo de aceptación para una fibra en particular.

$$AN = \text{sen} \theta_{acep}, \quad (2.16)$$

donde AN = apertura numérica (adimensional) [26].

2.5. Fibras de Cristal Fotónico PCF

En 1996 salieron un nuevo tipo de fibras ópticas conocidas bajo los nombres de fibras de cristal fotónico (PCF, *Photonic Crystal Fibers*), fibras huecas o fibras micro-estructuradas (microstructure fibers). Estas fibras presentan una estructura periódica de huecos de aire a lo largo de toda su longitud. En el año 2000 se reportó la generación de supercontinuo en una PCF [28]. El cambio estructural en dichas fibras afectaron su dispersión así como también las propiedades no lineales. El diseño de una PCF es muy flexible, por lo que se pueden modificar diferentes parámetros para obtener fibras mono-modo para un amplio rango de longitudes de onda, una dispersión baja, anómala o tener cero dispersión en la región visible; además se puede aplanar la dispersión en un rango largo de longitudes de onda. Se puede tener fibras fotónicas con núcleo hueco o sólido. Al mismo tiempo, los efectos no lineales se incrementaron considerablemente debido al relativo pequeño núcleo que presentan. Con estos desarrollos, el campo de las fibras ópticas no-lineales, ha crecido considerablemente y se espera que continúe haciéndolo en el futuro cercano.

Típicamente una fibra de guiado por índice cuenta con un núcleo sólido de sílice y el revestimiento que presenta una distribución periódica de huecos de aire en su sección transversal que se extiende a lo largo del eje de la fibra. Los parámetros fundamentales de la estructura de estas fibras son: el tamaño de los huecos considerando el diámetro promedio para el ancho y alto, el pitch (Λ) el cual es la distancia entre huecos adyacentes, el diámetro del núcleo y diámetro de la fibra.

A diferencia de las fibras convencionales, las PCFs se pueden hacer de un único material, típicamente de sílice sin dopar, aunque también, se han fabricado en polímero y vidrio calcogenuro. Las PCF's guían la luz en el núcleo sólido debido a la diferencia de índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento. El índice de

refracción del núcleo es comúnmente el del sílice, mientras que, el del revestimiento es un índice de refracción efectivo pequeño producido por la presencia de los huecos de aire. El principio de guiado se denomina de reflexión total interna modificado. Se dice “modificado” porque el índice de refracción del revestimiento no es un valor constante, como en las fibras ópticas estándar, sino, éste cambia significativamente con la longitud de onda [30] y [9].

2.6. Modos

Un modo es el camino que toma un haz de luz en una guía de onda. A cualquier frecuencia ω , las fibras ópticas pueden soportar un número finito de modos guiados cuya distribución espacial $E(r, \omega)$ es una solución de la ecuación de onda 2.17 y satisfacen todas las condiciones apropiadas de frontera. Adicionalmente, la fibra puede soportar una continua radiación de modos no guiados. A pesar de que la inclusión de modos de radiación, estos no juegan un rol importante en la discusión de efectos no-lineales.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0. \quad (2.17)$$

La ecuación 2.17 puede escribirse en coordenadas cilíndricas ρ, φ y z , para describir la propagación de la luz en una fibra óptica, ecuación 2.18 [27]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} E_z = 0. \quad (2.18)$$

Una fibra de índice escalonado soporta un solo modo si $V < 2.405$. Las fibras ópticas diseñadas para satisfacer estas condiciones son consideradas fibras mono-modo. La principal diferencia entre fibras mono-modo y multimodo es el tamaño del núcleo. El radio del núcleo a es típicamente $25 \mu m$ para fibras multimodo. Sin embargo, las fibras monomodo con $\Delta \approx 0.003$ requieren un núcleo $< 10 \mu m$ para fibras multimodo. Un valor estándar del radio externo, es decir el radio del núcleo y el revestimiento,

de $b = 62.5 \mu m$ es comúnmente usado para ambos monomodo y multimodo.

En una fibra estándar de índice escalonado, la luz es guiada por el fenómeno de reflexión total interna, quien trabaja solo en el núcleo el cual tiene un índice de refracción mayor que el revestimiento. Los rayos de luz en el núcleo chocan en la interfaz con el revestimiento, los cuales se reflejan hacia el núcleo de nuevo, de esta forma la luz se va transmitiendo a lo largo de toda la fibra óptica. La onda de luz solo puede ser confinada dentro de la fibra si entra en cierto ángulo llamado “ángulo crítico”.

En 1991 surgió la idea de que la luz podría ser atrapada dentro de una fibra con núcleo hueco, hecha por una rejilla periódica a escala de la longitud de onda con huecos microscópicos en el revestimiento de vidrio [25]. Se llama modo transversal electromagnético al perfil de radiación que se produce al transportar una onda electromagnética a través de una guía de onda y están clasificados de la siguiente manera:

- Modos TE (*Transverse Electric*) no existe ninguna componente del campo eléctrico en la dirección de propagación.
- Modos TM (*Transverse Magnetic*) no existe ninguna componente del campo magnético en la dirección de propagación.
- Modos TEM (*Transverse ElectroMagnetic*) no existe ninguna componente del campo eléctrico ni magnético en la dirección de propagación.
- Modos Híbridos son aquellos donde hay componentes del campo eléctrico y magnético en la dirección de propagación.

Los modos que se propagan en las guías comunes son principalmente del tipo híbrido. Los modos de una fibra son usualmente referidos como modos LP (*Linear Polarization*), que se refiere a una aproximación escalar para el campo, suponiendo que el campo

solo tiene una componente transversal.

Básicamente la manera de definir las propiedades de los modos electromagnéticos se basa en representarlos a través de sus siglas junto a dos subíndices; como por ejemplo TE_{mn} . Como se puede notar TE denota el tipo de modo transversal mientras que los subíndices m y n , son números enteros que indican los órdenes radial y angular del polinomio de Laguerre para cada modo, por ejemplo el TEM_{00} o modo fundamental. Los modos con m y n mayores que cero, exhiben $(m+1)(n+1)$ lóbulos distribuidos en las direcciones vertical y horizontal. Los modos de mayor orden tienen una extensión espacial mayor que la del modo fundamental.

2.7. Estados de polarización

2.7.1. Polarización Lineal

Si el campo eléctrico o el campo magnético oscilan en un plano, el extremo del vector de intensidad de campo eléctrico o magnético describe una línea recta, como lo muestra la figura 2.4. Una onda de este tipo se dice que está “polarizada linealmente”. Si la punta del vector del campo eléctrico se mueve en paralelo al eje x , entonces el campo eléctrico puede ser descrito por la ecuación 2.19:

$$\vec{E} = \hat{x}a \cos(\omega t - kz + \delta_0), \quad (2.19)$$

donde: $k = (\frac{2\pi}{\lambda_0})n$. Con n siendo el índice de refracción del medio, λ_0 la longitud de onda en el espacio libre, z la dirección de propagación, a y δ_0 la amplitud y la fase inicial, respectivamente, \hat{x} el vector unitario a lo largo del eje x . Tal onda es también conocida como plano polarizada porque el campo eléctrico de tal onda está siempre en un plano longitudinal (el plano $x - z$ en este caso). Sin ninguna pérdida

de generalidad, asumimos que $a > 0$ y $-\pi \leq \delta_0 \leq \pi$. Entonces, es posible escribir las ecuaciones 2.20 y 2.21:

$$\vec{E} = -\hat{x}a \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{3}) = \hat{x}a \cos(\omega t - kz + \frac{2\pi}{3}), \quad (2.20)$$

$$\vec{E} = -\hat{x}a \cos(\omega t - kz + \frac{\pi}{6}) = \hat{x}a \cos(\omega t - kz - \frac{5\pi}{6}). \quad (2.21)$$

En la ecuación precedente, a es siempre positiva. En el caso más general de una onda linealmente polarizada, el vector del campo eléctrico puede hacer un ángulo θ con el eje x . Tal onda puede ser descrita como la superposición de dos componentes ortogonal y lineal a lo largo de los ejes x y y , con amplitud apropiada y fase inicial, dado por las ecuaciones 2.22 y 2.23:

$$E_x = a \cos(\theta) \cos(\omega t - kz + \delta_0), \quad (2.22)$$

$$E_y = a \sin(\theta) \cos(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.23)$$

Las componentes anteriores tendrán la misma fase inicial si $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ y serán diferentes en fase por π si $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$.

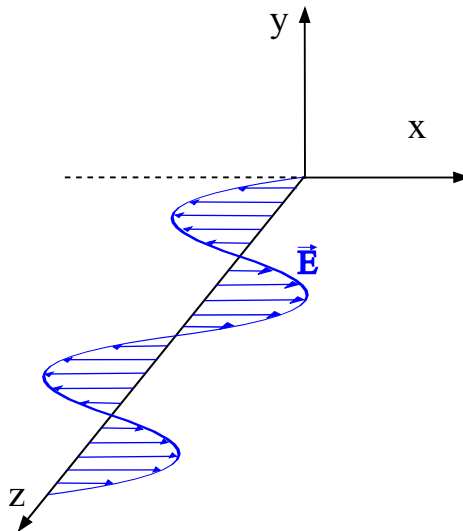


Figura 2.4: Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Lineal

2.7.2. Polarización Circular

El SOP de una onda plana es conocido por ser circular si en un momento dado en el espacio, la punta del vector del campo eléctrico se mueve en un círculo cuando aumenta el tiempo, como se muestra en la figura 2.5. Dicha onda puede ser expresada como una superposición de dos componentes ortogonal y linealmente polarizada (por ejemplo, a lo largo de los ejes x y y con iguales amplitudes pero teniendo diferencia de fase de $\frac{\pi}{2}$, como está dada por las ecuaciones 2.24 y 2.25:

$$E_x = a \cos(\omega t - kz + \delta_0), \quad (2.24)$$

$$E_y = a \cos(\omega t - kz + \delta_0 \mp \frac{\pi}{2}) = \pm a \operatorname{sen}(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.25)$$

Esto puede ser fácilmente demostrado que la amplitud del campo eléctrico resultante, ecuación 2.26:

$$\vec{E} = \hat{x} a \cos(\omega t - kz + \delta_0) \pm \hat{y} a \operatorname{sen}(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.26)$$

Es $a = (\sqrt{E_x^2 + E_y^2})$, quienes no cambian con el tiempo. Sin embargo, la dirección del campo eléctrico se mantiene cambiando tal que la punta del vector \vec{E} rota en un círculo de radio a , descrito por la ecuación 2.27:

$$E_x^2 + E_y^2 = a^2. \quad (2.27)$$

Se debe notar que los signos positivo (+) y negativo (-) en la ecuación 2.26 corresponden a diferentes estados de polarización, como se discutirá en la siguiente sección.

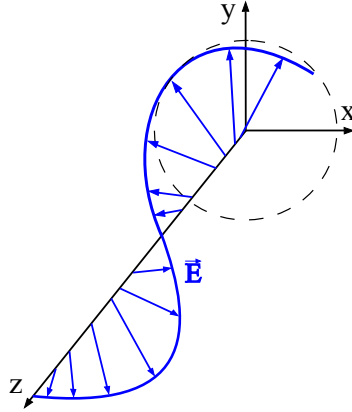


Figura 2.5: Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Circular

Polarización Circular a la izquierda (LCP *Left – Circular Polarization*)

Si la componente y está retrasada en fase de la componente x , entonces el vector del campo eléctrico resultante rota en sentido anti horario cuando incrementa el tiempo. El estado de polarización circular izquierda está dado por las ecuaciones 2.28 y 2.29:

$$E_x = a \cos(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.28)$$

$$E_y = a \cos(\omega t - kz + \delta_0 - \frac{\pi}{2}) = a \text{sen}(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.29)$$

Polarización Circular a la derecha (RCP *Right – Circular Polarization*)

Si la componente y dirige a la componente x , entonces el vector del campo eléctrico rota en el sentido horario con el tiempo. Tanto la SOP dice que la circular derecha está dada por la ecuación 2.30 y 2.31:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.30)$$

$$E_y = a \cos(\omega t - kz + \delta_0 - \frac{\pi}{2}) = -a \text{sen}(\omega t - kz + \delta_0). \quad (2.31)$$

La rotación es tomada en sentido horario y anti horario con respecto a un observador mirando hacia la fuente de luz, opuesto a la dirección de propagación. La fase

inicial δ_0 en el caso de una onda polarizada circularmente representa el ángulo hecho por el vector del campo eléctrico con el eje x en $z = 0$ y $t = 0$, $+\delta_0$ corresponde a rotación a la izquierda y $-\delta_0$ a rotación a la derecha.

2.7.3. Polarización Elíptica

El SOP dado de una onda plana es conocido por ser elíptico si en un punto en el espacio (para el caso, $z = 0$), la punta del vector del campo eléctrico se mueve sobre una elipse, se conoce como polarización elíptica, como muestra la figura 2.6. La descripción de dicho SOP es similar a la de un SOP circular, si está descrito por dos componentes lineales polarizadas a lo largo de los ejes de las elipses (por ejemplo ζ y η). Asumiremos que el eje mayor está a lo largo del eje ζ . Además, si la longitud de los ejes mayor y menor de la elipse de polarización son $2a$ y $2b$, respectivamente, un SOP puede ser descrito en términos de las componentes lineales E_ζ y E_η , como ecuaciones 2.32 y 2.33

$$E_\zeta = a \cos(\omega t + \delta_0). \quad (2.32)$$

$$E_\eta = \pm b \sin(\omega t + \delta_0). \quad (2.33)$$

Donde los signos positivo (+) y negativo (-) corresponden al sentido de izquierda o derecha del sentido de rotación (asumiendo a y b son positivos), y δ_0 es de nuevo la fase inicial [24].

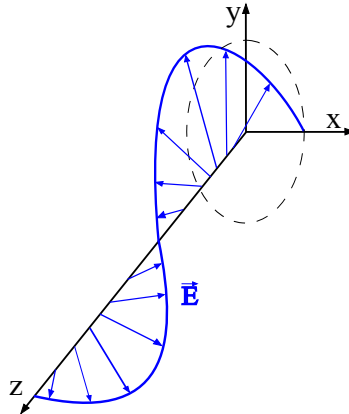


Figura 2.6: Comportamiento del campo eléctrico \vec{E} en Polarización Elíptica

Existen cuatro mecanismos físicos que producen la polarización: dicroísmo o absorción selectiva, reflexión, esparcimiento y birrefringencia o doble refracción. La propiedad fundamental que siempre existe es que: tiene que haber alguna forma de asimetría asociada con el proceso. El polarizador, de alguna manera, debe seleccionar un estado de polarización particular, descartando todos los demás. En verdad, la asimetría puede ser sutil y estar relacionada con el ángulo de visión o de incidencia pero más comúnmente con una anisotropía en el material del polarizador mismo [31].

2.8. Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es un lugar geométrico en 3D, donde todos los estados de polarización pueden ser representados en ella, figura 2.11. En la figura 2.8 se muestra la esfera y los diferentes ángulos que describen la posición de un estado de polarización cualquiera y la tabla 2.1 muestra el significado de las anotaciones de la esfera.

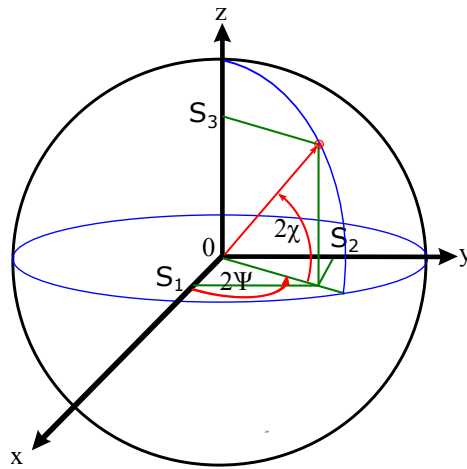


Figura 2.7: Esfera de Poincaré

Los 6 estados básicos de polarización anteriormente expuestos, se pueden representar en ciertas posiciones sobre la superficie de la Esfera de Poincaré. De manera general se pueden identificar familias completas de estados de polarización que comparten características comunes, como las siguientes:

- Para $\chi > 0$. Estados de polarización elíptica dextrógira ($0 < 2\chi \leq \frac{\pi}{2}$).
- Para $\chi < 0$. Estados de polarización elíptica levógira. ($-\frac{\pi}{2} \leq 2\chi \leq 0$).
- Puntos sobre el ecuador ($0 \leq 2\Psi \leq 2\pi$) y $\chi = 0$. Estos son estados de polarización lineal. En la parte positiva del eje Y , la polarización lineal a $+45^\circ$ y en la parte negativa el eje Y , polarización lineal a -45° .
- Cuando $\chi = \frac{\pi}{4}$, los puntos se ubican sobre los polos de la esfera, el superior representa polarización circular derecha o dextrógira y el inferior polarización circular izquierda o levógira.
- Puntos en el mismo meridiano $\Psi = cte$, representan estados de polarización tales que sus elipses de polarización tienen la misma orientación. Mientras que puntos en el mismo paralelo $\chi = cte$, representan estados de polarización tales que sus elipses de polarización tienen la misma elipticidad.

- Los puntos que se encuentran sobre la superficie de la esfera, representan estados totalmente polarizados, mientras que los que se ubican dentro de la esfera, son estados parcialmente polarizados. En el centro de la esfera se representa la luz no polarizada. Los puntos fuera de la superficie, carecen de sentido físico.

Estados de polarización: Lineal

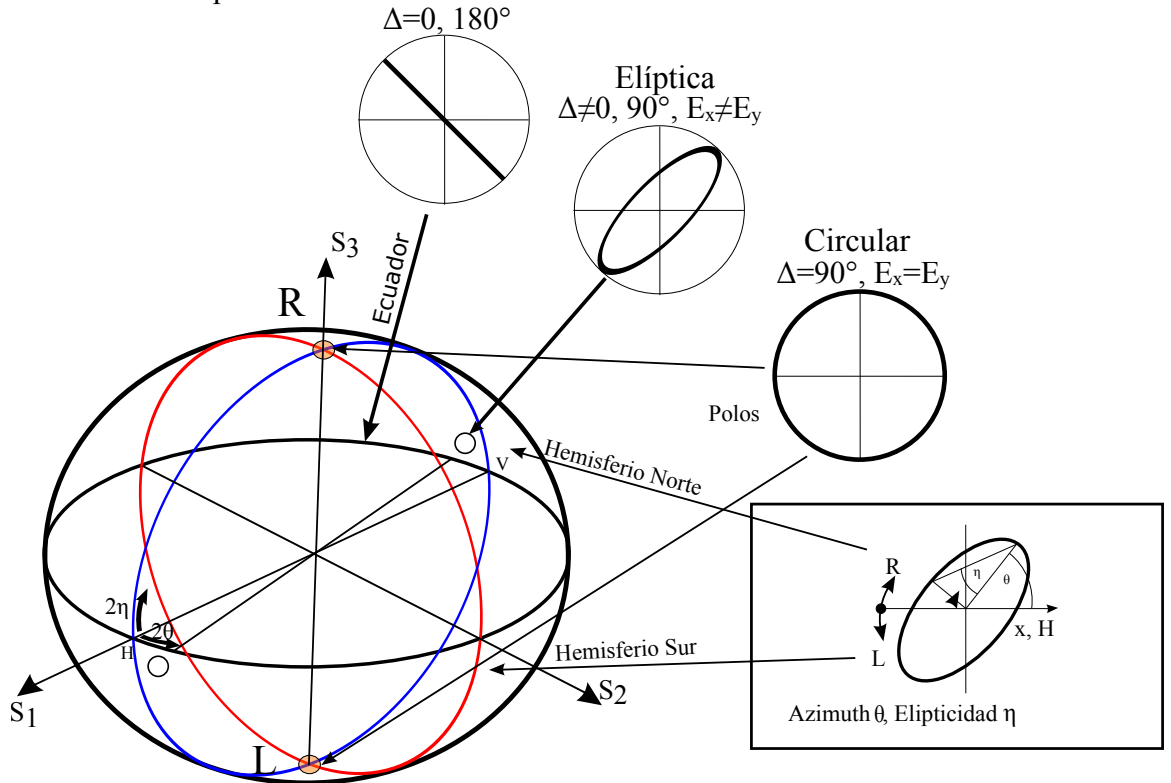


Figura 2.8: Estados de polarización en la esfera de Poincaré

Abreviatura	Polarización	θ	η
H	lineal, horizontal	0°	0°
+	lineal $+45^\circ$	45°	0°
V	lineal, vertical	$\pm 90^\circ$	0°
-	lineal -45°	-45°	0°
R	circular derecha	-	$+45^\circ$
L	circular izquierda	-	-45°

Tabla 2.1: Valores de polarización

2.9. Ley de Malus

Si la luz natural incide en un polarizador lineal ideal, se transmitirá solamente la luz en un SOP que tendrá una orientación paralela a una dirección específica que llamaremos el eje de transmisión de polarizador. Sólo la componente del campo óptico paralela al eje de transmisión pasará a través del sistema sin quedar afectada. Si el polarizador se gira alrededor del eje z , la lectura en un detector permanecerá sin cambios debido a la simetría completa de la luz no polarizada. Recordemos que estamos tratando con ondas pero debido a la frecuencia tan elevada de la luz, nuestro detector medirá sólo la irradiancia incidente. Ya que ésta es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico 2.34, solo nos interesa la amplitud.

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2. \quad (2.34)$$

Ahora supongamos que introducimos un segundo polarizador ideal idéntico, o analizador, cuyo eje de transmisión es vertical. Si la amplitud del campo eléctrico transmitido por el polarizador es E_0 solamente su componente $E_0 \cos \theta$, paralela al eje de transmisión del analizador, pasará (suponiendo que no haya absorción). De acuerdo con la ecuación 2.34 la irradiancia que llega al detector está dada entonces por la ecuación 2.35:

$$I(\theta) = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \cos^2(\theta). \quad (2.35)$$

La irradiancia máxima, $I(0) = \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2}$, ocurre cuando el ángulo θ entre los ejes de transmisión del analizador y el polarizador es cero. Por lo tanto, la ecuación 2.35 se puede volver a escribir como 2.36:

$$I(\theta) = I(0) \cos^2(\theta). \quad (2.36)$$

Esto se conoce como ley de Malus que se publicó por primera vez en 1809 por Étienne Malus, un ingeniero militar y capitán en el ejército de Napoleón.

2.10. Birrefringencia

Muchas sustancias cristalinas (es decir, sólidos cuyos átomos están dispuestos según alguna clase de serie repetitiva regular) son ópticamente anisótropas. Sus propiedades ópticas no son las mismas en todas las direcciones dentro de una muestra dada.

La luz se propaga a través de una sustancia transparente por excitación de los átomos dentro del medio. Los electrones son impulsados por el campo E y re-irradian; estas ondas secundarias se recombinan y la onda refractada resultante avanza. La velocidad de la onda y, por consiguiente, el índice de refracción están determinados por la diferencia entre la frecuencia del campo E y la frecuencia natural o característica de los átomos. Una anisotropía en la fuerza de enlace se manifestará por lo tanto, en una anisotropía en el índice de refracción. Un material que presenta dos índices de refracción es birrefringente [31].

2.10.1. Birrefringencia en fibras

Las fibras monomodo, soportan dos modos simultáneamente, que están polarizadas ortogonalmente. En una fibra de núcleo circular ideal, estos dos modos se propagarán con la misma velocidad de fase, sin embargo, las fibras en la realidad no son perfectamente circulares. Como resultado, la propagación de los dos modos tienen una ligera diferencia en la velocidad de fase y de grupo. Además, factores ambientales como curvatura, torcedura y estrés anisotrópico también produce birrefringencia en la fibra, la dirección y magnitud de estas, van cambiando con el tiempo debido a cambios en las condiciones ambientales tales como la temperatura.

La magnitud de la birrefringencia mencionada mantiene cambios aleatoriamente con el tiempo debido a fluctuaciones en las condiciones del ambiente, el SOP de la

salida también mantiene fluctuaciones con el tiempo. El cambio a la salida del SOP es una pequeña consecuencia en aplicaciones donde la luz detectada no es sensible al estado de polarización. Sin embargo, en muchas aplicaciones tales como sensores interferométricos de fibra óptica, empalmes entre fibras ópticas y dispositivos de óptica integrada, sistemas de comunicaciones y muchos otros, la salida del SOP debe mantenerse estable. Desde la propagación de cada modo de propagación con diferente velocidad de grupo, la PMD puede limitar el ancho de banda de un sistema de comunicación monomodo.

2.11. Retardadores

Un retardador es un componente óptico que separa el SOP que entra en dos componentes ortogonales polarizadas e introduce una diferencia de fase (retardo) entre estos, debido al fenómeno de birrefringencia. Dentro de un retardador, una de las componentes ortogonales viaja con un índice de refracción bajo y es conocido como componente rápida, mientras que la otra componente viajando con un índice de refracción alto es conocido como componente lenta. El medio de los retardadores es conocido como birrefringencia lineal, circular o elíptica si las dos componentes ortogonales son polarizadas linealmente, circularmente o elípticamente. De acuerdo con esto un retardador es conocido por ser un retardador lineal, circular o elíptico. Un retardador lineal introduce una diferencia de fase de $\frac{\pi}{2}$ o π , nombrados como placa de cuarto de onda (QWP, *Quarter – Wave Plate*) o placa de media onda (HWP, *Half – Wave Plate*), respectivamente, la figura 2.9 muestra los cambios que ocurren con la polarización [24].

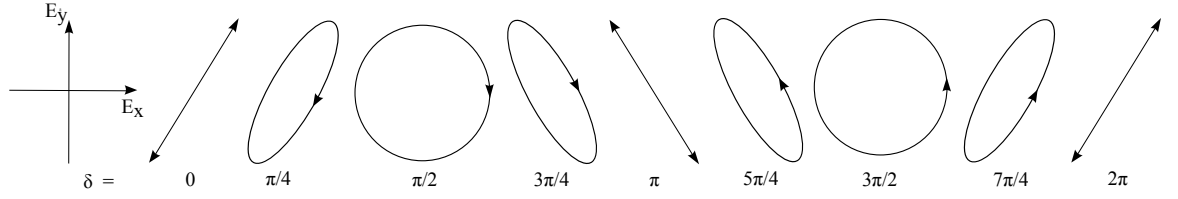


Figura 2.9: Cambios de polarización que provoca un retardador dependiendo del cambio de fase δ .

2.12. Elipticidad

2.12.1. Superposición de dos polarizaciones ortogonales

Las componentes x y y del campo eléctrico en $z = 0$ esta dadas por las ecuaciones 2.37 y 2.38:

$$E_x = a_x \cos(\omega t + \delta_x), \quad (2.37)$$

$$E_y = a_y \cos(\omega t + \delta_y). \quad (2.38)$$

En las ecuaciones anteriores, asumimos que ambos a_x y a_y son positivos. En orden de obtener la ecuación de la elipse de polarización, eliminamos (ωt) la dependencia de las ecuaciones precedentes y escribimos la ecuación 2.38 como la ecuación 2.39:

$$\frac{E_y}{a_y} = \cos(\omega t + \delta_x + \delta) = \cos(\omega t + \delta_x) \cos \delta - \text{sen}(\omega t + \delta_x) \text{sen} \delta, \quad (2.39)$$

donde $\delta = (\delta_y - \delta_x)$ representa la diferencia de fase entre las componentes x y y . Usando la ec. 2.37 en la ecuación anterior, esta puede ser fácilmente mostrada que E_x y E_y satisface la siguiente ecuación 2.40:

$$\frac{E_y}{a_y} = \frac{E_x}{a_x} \cos \delta - \left[1 - \left(\frac{E_x}{a_x} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \text{sen} \delta. \quad (2.40)$$

Esta ecuación puede escribirse de la forma, ecuación 2.41:

$$\left(\frac{E_x}{a_x} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y} \right)^2 - \frac{2E_x E_y}{a_x a_y} \cos \delta = \text{sen}^2 \delta. \quad (2.41)$$

Puede ser mostrado que la ecuación 2.41 representa una elipse cuya orientación y elipticidad puede ser obtenida: dejando las longitudes de los ejes mayor y menor de la elipse de polarización son $2a$ y $2b$, respectivamente, y (ξ, η) son los ejes paralelos a los ejes mayores y menores de la elipse. Como discutimos previamente en las ecuaciones 2.32 y 2.33, el SOP dado puede también ser representado en términos de componentes lineales a lo largo de los ejes ξ y η como ecuaciones 2.42 y 2.43:

$$E_{\xi} = a \cos(\omega t + \delta_0). \quad (2.42)$$

$$E_{\eta} = \pm b \sin(\omega t + \delta_0). \quad (2.43)$$

El signo positivo-negativo representa el sentido de la rotación izquierda-derecha del vector del campo eléctrico, respectivamente. Asumiendo que el eje ξ hace un ángulo θ con el eje x , las componentes del campo E_{ξ} y E_{η} pueden ser obtenidas desde E_x y E_y por rotación del sistema coordinado (ξ, η) en sentido antihorario por un ángulo θ como 2.44 y 2.45:

$$E_{\xi} = E_x \cos\theta + E_y \sin\theta. \quad (2.44)$$

$$E_{\eta} = -E_x \sin\theta + E_y \cos\theta. \quad (2.45)$$

Substituyendo E_x y E_y de las ecuaciones 2.37 y 2.38 y E_{ξ} y E_{η} de las ecuaciones 2.42 y 2.43 en las ecuaciones anteriores, obtenemos las ecuaciones 2.46 y 2.47:

$$a \cos(\omega t + \delta_0) = a_x \cos(\omega t + \delta_x) \cos\theta + a_y \cos(\omega t + \delta_y) \sin\theta, \quad (2.46)$$

$$\pm b \sin(\omega t + \delta_0) = -a_x \cos(\omega t + \delta_x) \sin\theta + a_y \cos(\omega t + \delta_y) \cos\theta. \quad (2.47)$$

Comparando los coeficientes de $\cos(\omega t)$ y $\sin(\omega t)$ en la ecuación 2.46, obtenemos las ecuaciones 2.48 y 2.49:

$$a \cos \delta_0 = a_x \cos \delta_x \cos \theta + a_y \cos \delta_y \sin \theta, \quad (2.48)$$

$$a \sin \delta_0 = a_x \sin \delta_x \cos \theta + a_y \sin \delta_y \sin \theta. \quad (2.49)$$

Similarmente, por la comparación de coeficientes de $\text{sen}(\omega t)$ y $\text{cos}(\omega t)$ en la ec. 2.47, obtenemos las ecuaciones 2.50 y 2.51:

$$\pm b \cos \delta_0 = a_x \text{sen} \delta_x \text{sen} \theta - a_y \text{sen} \delta_y \cos \theta, \quad (2.50)$$

$$\pm b \text{sen} \delta_0 = -a_x \cos \delta_x \text{sen} \theta + a_y \cos \delta_y \cos \theta. \quad (2.51)$$

Añadiendo los cuadrados de las ecuaciones 2.48 y 2.51 y luego de 2.50 y 2.51, obtenemos las ecuaciones 2.52 y 2.53:

$$a^2 = a_x^2 \cos^2 \theta + a_y^2 \text{sen}^2 \theta + a_x a_y \text{sen} 2\theta \cos \delta, \quad (2.52)$$

$$b^2 = a_x^2 \text{sen}^2 \theta + a_y^2 \cos^2 \theta - a_x a_y \text{sen} 2\theta \cos \delta. \quad (2.53)$$

Sumando los procedimientos de las ecuaciones, obtenemos la ecuación 2.54:

$$a^2 + b^2 = a_x^2 + a_y^2, \quad (2.54)$$

Es de esperarse, ambas partes de la ecuación anterior representa la intensidad de la onda. Además, dividiendo la ecuación 2.50 entre la ecuación 2.48, y la ecuación 2.51 entre 2.49, obtenemos la ecuación 2.55:

$$\pm \frac{b}{a} = \frac{a_x \text{sen} \delta_x \text{sen} \theta - a_y \text{sen} \delta_y \cos \theta}{a_x \cos \delta_x \cos \theta + a_y \cos \delta_y \text{sen} \theta} = \frac{-a_x \cos \delta_x \text{sen} \theta + a_y \cos \delta_y \cos \theta}{a_x \text{sen} \delta_x \cos \theta + a_y \text{sen} \delta_y \text{sen} \theta}. \quad (2.55)$$

La ecuación anterior puede ser fácilmente simplificada para mostrar que la orientación de la elipse está dada por la ecuación 2.56:

$$\tan 2\theta = \frac{2a_x a_y}{(a_x^2 - a_y^2)} \cos \delta. \quad (2.56)$$

Definiendo un ángulo auxiliar α como la ecuación 2.57:

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{a_y}{a_x}, \quad (2.57)$$

La ecuación 2.56 puede ser puesta por la ecuación 2.58 de la forma:

$$\tan 2\theta = \tan 2\alpha \cos \delta, \quad (2.58)$$

Donde $\alpha (0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2})$ representa el ángulo entre el eje x y la diagonal del rectángulo (con ejes paralelos a los ejes x e y) envolviendo la elipse, figura 2.10.

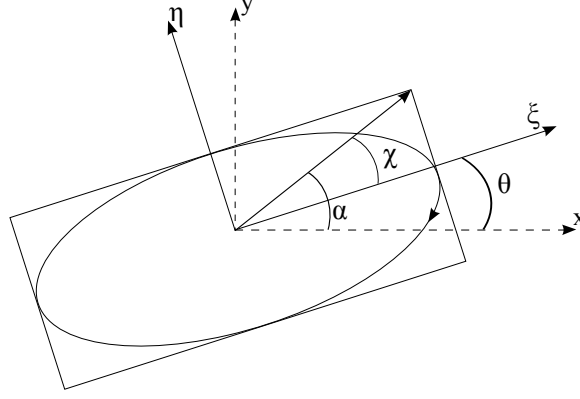


Figura 2.10: Representación de los ángulos α , θ y χ .

Ahora podemos multiplicar la ecuación 2.48 por la ecuación 2.50 y la ecuación 2.49 por la ecuación 2.51, y sumando nos da la ecuación 2.59

$$\pm ab = -a_x a_y \text{sen} \delta. \quad (2.59)$$

Usando la ecuación 2.54, la ecuación anterior puede ser escrita por la siguiente ecuación 2.60:

$$\mp \frac{2ab}{a^2 + b^2} = \frac{2a_x a_y}{(a_x^2 + a_y^2)} \text{sen} \delta. \quad (2.60)$$

Definiendo otro ángulo auxiliar χ como la ecuación 2.61:

$$\tan \chi = \mp \frac{b}{a}, \quad (2.61)$$

La ecuación 2.60 puede ser escrita como la ecuación 2.62:

$$\text{sen} 2\chi = \text{sen} 2\alpha \text{sen} \delta. \quad (2.62)$$

El ángulo $\chi (\frac{-\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4})$, es conocido como el ángulo de elipticidad, es una medida de tanto elipticidad, así como el sentido de rotación del SOP resultante. Un valor positivo de χ corresponde a un signo negativo en 2.43 y por lo tanto representa

un sentido de rotación a la derecha. Además, $\chi = 0$ significa que $\frac{b}{a} = 0$; por lo tanto, el estado de polarización representado por las ecuaciones 2.42 y 2.43 es una onda linealmente polarizada. Geométricamente, χ es el ángulo entre el eje mayor de la elipse y la diagonal del rectángulo teniendo lados paralelos a los ejes mayor y menor y envuelta por la elipse [24].

2.13. Vectores de Stokes

Los vectores de Stokes, es un conjunto de 4 elementos S_1, S_2, S_3, S_4 , los cuales son valores reales y son llamados parámetros de Stokes, acorde a la ecuación 2.63. Los vectores representan cualquier estado de polarización posible (totalmente polarizado, parcialmente polarizado o no-polarizado):

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

Otra forma de representar los vectores de Stokes, es un función de las amplitudes ortogonales del campo eléctrico E_p, E_s definidos por la ecuación 2.64:

$$S = \begin{pmatrix} \langle E_p E_p^* \rangle + \langle E_s E_s^* \rangle \\ \langle E_p E_p^* \rangle - \langle E_s E_s^* \rangle \\ \langle E_p E_s^* \rangle + \langle E_s E_p^* \rangle \\ j(\langle E_p E_s^* \rangle - \langle E_s E_p^* \rangle) \end{pmatrix}. \quad (2.64)$$

Los vectores de Stokes usualmente se normalizan respecto a la unidad, para facilitar su identificación, esto se logra dividiendo todos los parámetros por S_0 . Los parámetros de Stokes pueden obtenerse mediante el acimut y la elipticidad, como se muestran en las ecuaciones 2.65-2.67:

$$S_1 = S_0(DoP) \cos(2\chi) \cos(2\Psi). \quad (2.65)$$

$$S_2 = S_0(DoP) \cos(2\chi) \sin(2\Psi). \quad (2.66)$$

$$S_3 = S_0(DoP) \sin(2\chi). \quad (2.67)$$

Donde DoP representa el grado de polarización (*Degree of Polarization*). Cuando $DoP = 1$ significa que el haz de luz está completamente polarizado; en el caso opuesto, cuando $DoP = 0$, significa que el haz es no polarizado. En valores intermedios entre 0 y 1, se dice que corresponde a un haz de luz parcialmente polarizado [2].

2.14. Supercontinuo

La generación de supercontinuo (SC, *Supercontinuum*) fue reportada por primera vez por Alfano y Shapiro en 1970, utilizando una muestra de silicato de boro [20]. La generación de supercontinuo es el resultado de la interacción de múltiples efectos lineales y no-lineales tales como la dispersión estimulada Raman (SRS, *Stimulated Raman Scattering*), mezcla de cuatro ondas (FWM, *Four Wave Mixing*), auto-modulación y modulación cruzada de fase (SPM y XPM, *Self-Phase y Cross-Phase Modulation*), formación de solitones de alto orden, inestabilidad modulacional (MI, *Modulation Instability*) y mezcla paramétrica [23].

En una alta intensidad óptica (que corresponde a un alto campo eléctrico), todos los medios se comportan en un modo no lineal. La polarización eléctrica generada en el medio está dada por la siguiente ecuación 2.68:

$$P = \epsilon_0 (\chi\varepsilon + \chi^{(2)}\varepsilon^2 + \chi^{(3)}\varepsilon^3 + \dots), \quad (2.68)$$

donde χ representa la susceptibilidad lineal del medio, $\varepsilon^{(2)}$, $\varepsilon^{(3)}$..., son las susceptibilidades de alto orden dando surgimiento a los términos no lineales y ε representa el

campo eléctrico total de la onda de luz propagándose. El segundo término corresponde a la generación de segundo armónico (SHG, *Second Harmonic Generation*), suma y diferencia de generación de frecuencias, interacción paramétrica, etcétera; mientras que el tercer término es responsable de generación de tercer armónico, índice de refracción dependiente de intensidad, auto-modulación de fase, modulación cruzada de fase, mezcla de cuatro ondas, etcétera. Estos fenómenos de tercer orden pertenecen al efecto Kerr, también denominado efecto electro-óptico cuadrático. Este fenómeno ocurre en cristales que poseen un centro de simetría [21] y [31].

Algunas aplicaciones de SC abarcan campos en las comunicaciones ópticas, metrología, sensores y en tomografía óptica coherente (OCT, *Optical Coherence Tomography*). El renovado interés en la generación de SC fue gracias al progreso y desarrollo tecnológico en la fabricación de fibras ópticas especiales que tienen una alta no-linealidad. Este es el caso de las fibras estrechadas del núcleo y fibras de cristal fotónico (PCF, *Photonics Cristal Fibers*), con las que se han generado espectros continuos de luz de mas de 700 nm de ancho. Para generar estos espectros anchos, se han utilizado fuentes de bombeo con pulsos del orden de femtosegundos y picosegundos. Sin embargo, es posible observar SC empleando fuentes de luz con pulsos de algunos nanosegundos.

Los factores determinantes para la generación de SC en fibras ópticas son: el ancho del pulso del haz de luz, la potencia pico de bombeo y el parámetro de dispersión de la velocidad de grupo β_2 (GVD parameter, *Group Velocity Dispersion*), y es el que gobierna la dispersión, también conocida como dispersión de velocidad de grupo. La GVD puede ser dispersión normal ($\beta_2 > 0$) o anómala ($\beta_2 < 0$) la cual depende directamente de la longitud de onda del haz de bombeo. La GV está relacionada con el parámetro de dispersión D por medio de la ecuación 2.69 [22]

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2 D}{2\pi c}, \quad (2.69)$$

donde λ es la longitud de onda de bombeo y c es la velocidad de la luz.

Cuando se utilizan pulsos del orden de picosegundos, nanosegundos e incluso onda continua en el régimen de dispersión anómala, el mecanismo que inicia el ensanchamiento espectral del pulso es la MI.

En las fibras ópticas los efectos no lineales se generan con mayor facilidad debido a que el haz es confinado en un área pequeña y se propaga largas distancias. La reducción del diámetro del núcleo incrementa los efectos no lineales, dada por la relación 2.70:

$$\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}}, \quad (2.70)$$

donde γ es el coeficiente no lineal, n_2 es el índice de refracción no lineal, ω es la frecuencia, c es la velocidad de la luz y A_{eff} es el área efectiva.

Esta alta no linealidad efectiva de las fibras ópticas resulta en una reducción de la potencia de bombeo requerida, comparada con las utilizadas en las muestras de vidrio. La estimación de la longitud de la fibra es importante ya que influye a los efectos no linealidades [11].

El supercontinuo puede ser generado usando pulsos ultra-rápidos propagándose en sólidos, líquidos, gases y varios diseños de fibras ópticas (mono-modo, multi-modo, micro-estructuradas, etc.). La fuente de luz SC se ha convertido en grandiosa fuente de luz blanca, difundida en todo el mundo, y ha contribuido al avance de la espectroscopia láser, materia condensada, biología, física y química. Aplicaciones específicas incluyen frecuencia óptica de alta precisión y metrología en tiempo (desarrollo de extrema precisión de relojes y síntesis de frecuencia), alta capacidad de codificación y decodificación de información en comunicaciones en $\frac{\text{terabits}}{\text{sec}}$ (multiplexión por división de longitud de onda), imágenes (tomografía coherente óptica), compresión de

pulsos de luz, generación de pulsos ultra-rápidos (pulsos de attosegundos) y extrema precisión de desarrollo de relojes. Esto también ha sido la tecnología que permite la investigación que condujo a dos premios Nobel.

La generación de SC comienza con un efecto físico conocido como auto-modulación de fase (self-phase modulation SPM). SPM es un efecto óptico no lineal donde el láser modula su propia fase como la luz se propaga a través del material. Después, un número de otros efectos no lineales y lineales ensanchan aún más el espectro de frecuencia se extiende sobre cientos de nanómetros. Las fuentes de luz SC son fácilmente disponibles y han sido comercializadas por las principales compañías de óptica.

Supercontinuo ha acelerado el estudio de otros efectos ópticos no-lineales tales como generación de segundo armónico (SHG, *Second Harmonic Generation*) y absorción de dos fotones (*Two – Photon Absortion*) para uso de un número diverso de aplicaciones. El campo de supercontinuo está más activo que nunca en 46 años y está encontrando hoy nuevos y novedosos usos.

Con el avance de las fibras micro-estructuradas, ha habido un renacer del campo de supercontinuo en el tipo de aplicaciones donde puede jugar un papel decisivo. Estas aplicaciones incluyen relojes de frecuencia, estabilización y control de fase, temporizadores, OCT, compresión de pulsos ultra-cortos, comunicaciones ópticas, espectro ancho LIDAR, ciencia atmosférica, generación de pulsos en UV, control de iluminación, generación de pulsos de attosegundos (10^{-18} s) y control coherente. El más reciente SC fue usado en microscopia de super-resolución y ha entrado en el campo de la óptica biomédica. Más recientemente, el supercontinuo fue acoplado como fuente de luz en microscopios.

En los años recientes, la generación de SC en fibras fotónicas micro-estructuradas

de propagación de pulsos ultracortos se ha convertido en un gran tema de interés mundial. Las principales razones son bajo requerimiento de energía para generarlo; coherencia y alta brillantez lo hacen una fuente ideal de luz blanca para diversas aplicaciones; y el efecto de cero dispersión y regiones de dispersión anómala resultando en generación de soluciones de alto orden, compresión de pulsos, y un continuo de ultra banda-ancha excediendo 1,000 nm.

En fibras micro-estructuradas, cuando la longitud de onda de bombeo se posiciona en una región de dispersión anómala, estos son los solitones que inician la formación del continuo. En una región de dispersión normal, la auto-modulación de fase es el proceso que inicia la generación. La combinación de los procesos de mezcla de cuatro ondas y Raman extiende el ancho del espectro del continuo. En el sentido, de la duración de los pulsos de un láser ultra-rápido determina los mecanismos de operación para láseres de pulsos de 10 fs a 1,000 fs, auto-modulación de fase (SPM) y dominio de generación de solitones; y para pulsos > 30 ps, estimulación Raman y mezcla de cuatro ondas juegan un mayor rol en la extensión del espectro. Por supuesto, la ubicación de la longitud de onda de bombeo relativo a la longitud de onda de cero dispersión y región de dispersión anómala juegan un rol en el mecanismo activo y la región de coherencia del supercontinuo. Un mayor avance en la generación de pulsos SC ocurre en fibras con dispersión total normal vía SPM. El espectro supercontinuo puede abarcar mas de dos octavas ópticas de ancho de banda extendiéndose de 380 nm a 1,600 nm usando pulsos de 200 fs con energía de decenas de nanojoules.

La creciente demanda mundial de gran capacidad en sistemas de comunicación óptica necesitan ambos la longitud de onda y el tiempo. El ancho de banda ultra-ancha y pulsos ultra-cortos del supercontinuo pueden ser la tecnología que produzca un rentable super-densa multiplexación por división de longitud de onda (> 1,000 λ) y tiempo de multiplexación para el futuro de $\frac{\text{terabits}}{s}$ a $\frac{\text{pentabits}}{s}$ en sistema de comu-

nicaciones y redes. El SC es una manera efectiva de obtener numerosos canales de longitudes de onda debido a la fácil generación de mas de 1,000 modos longitudinales ópticos mientras mantienen su coherencia. El siguiente avance del SC es en super resolución en microscopia [32].

La siguiente imagen muestra la comparación de los espectros de un láser de 100 *fs* y el espectro SC generado debido a la propagación de este láser por 75 *cm* de fibra de cristal fotónico.

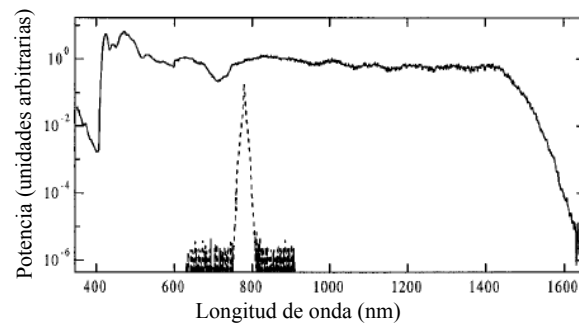


Figura 2.11: Ejemplo del espectro de una fuente de supercontinuo generada en una PCF [28].

Capítulo 3

Esquema experimental

3.1. Introducción

En este capítulo se muestra el desarrollo experimental de los esquemas que se implementaron para el estudio de la polarización en fuentes de SC en el espectro visible e IR para PCF. En la primera sección, se presenta una descripción de los esquemas experimentales y de los elementos ópticos empleados para este trabajo de tesis. Al final, se presentan las características de las PCF's y los espectros generados por la fuente de SC en IR al utilizar estas PCF's.

3.2. Descripción de arreglos experimentales

Para el primer arreglo experimental mostrado en la figura 3.1 utilizamos un láser pulsado SNG-03E-100 Teem Photonics de 650 ps con una longitud de onda de 532 nm ; rango de repetición de $> 5\text{ kHz}$; potencia promedio $> 15\text{ mW}$; potencia pico $> 4\text{ kW}$; perfil del haz gaussiano TEM_{00} y polarización lineal a la salida [34]. A la salida del láser colocamos una placa retardadora de $\frac{\lambda}{4}$ Thorlabs para la longitud de onda de 532 nm ; la cual está montada en un marco circular graduado con grados para ser girada y tenerla en un ángulo específico. Con el propósito de cambiar el estado de po-

larización a circular del haz láser, se giró la placa retardadora a cierto ángulo conocido.

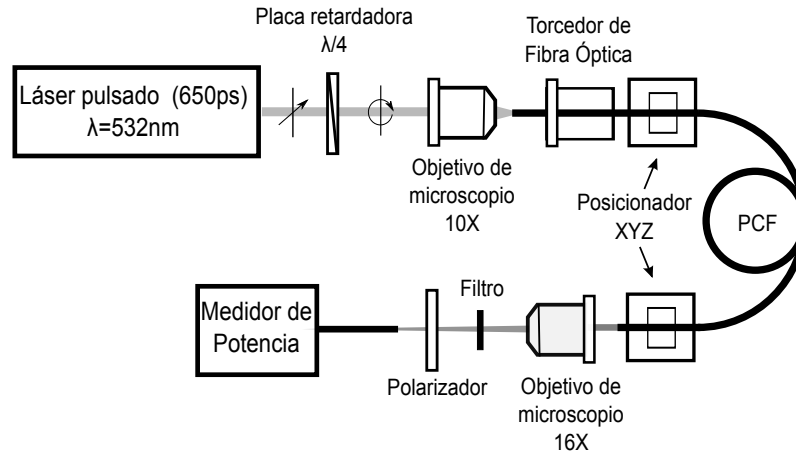


Figura 3.1: Arreglo experimental para observar cambios de elipticidad de diferentes longitudes de onda de fuente SC usando fuente de bombeo de 532 nm.

Posteriormente colocamos un objetivo de microscopio de 10X para enfocar el haz láser en la PCF la cual se colocó en un posicionador XYZ para poder alinearlos. En el otro extremo de la PCF colocamos un objetivo de microscopio de 16X para colimar la luz. Después de este, colocamos diferentes filtros pasa-bandas en el espectro visible marca Edmund Optics, los cuales corresponden a las longitudes de onda de: 450 nm, 500 nm, 500 nm, 550 nm, 600 nm, 650 nm y 700 nm. Estos filtros tienen un diámetro de 12.5 mm y un ancho espectral de 10 nm [36]. Para conocer el estado de polarización colocamos un polarizador y un medidor de potencia Newport Model 1815-C. Este medidor puede detectar potencias entre 20 nW a 2 kW; tiene un error máximo de 1.7% cuando se trabaja de 20 nW hasta 2 W y un error de 1.9% cuando se trabaja de 2 W hasta 2 kW [38]. A este medidor de potencia le conectamos el sensor 818 Calibrated Photodiode Sensors de Newport, trabaja de 400 nm a 1100 nm; la máxima potencia que mide es de 2 W y el tamaño del sensor es de 11.3 mm de diámetro [39]. Con este último medimos la potencia máxima y mínima al girar un polarizador para posteriormente calcular la elipticidad, la cual graficamos posterior-

mente. Se utilizó la PCF de la figura 3.12.

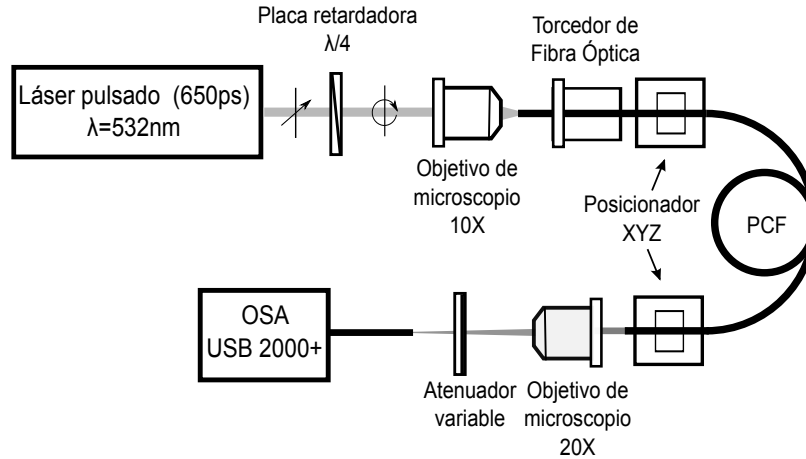


Figura 3.2: Arreglo experimental para observar el espectro SC con fuente de bombeo 532 nm, girando la entrada de la PCF.

Para observar el supercontinuo en el espectro visible se armó el arreglo experimental mostrado en la figura 3.2. Se utilizó un analizador de espectro óptico Ocean Optics USB2000+. Este analizador se conecta vía USB a una computadora la cual muestra el espectro con el software *Ocean Optics Spectra Suite*; este software muestra valores de 389.3 nm a 1084.72 nm. La potencia que muestra son valores arbitrarios llamados *cuentas* que van de 0 a 65535; tiene una resolución de ~ 0.1 nm. Los espectros pueden ser guardados en un archivo CVS para luego ser graficados en otro software [40]. Se utilizó un atenuador variable de Edmund Optic, ya que la potencia era tan alta para el analizador que se saturaba. La PCF que se utilizó fue la misma del arreglo anterior, figura 3.12.

El arreglo de la figura 3.3 se armó con el propósito de observar el comportamiento de los pulsos del láser al pasar por una placa retardadora de $\lambda/4$; además se fue girando para observar los cambios que ocurrieran. Para esto se empleó un osciloscopio Tektronix TDS3032 de 300 MHz; el cual tiene un tiempo de muestreo de 2.5 GS/s.

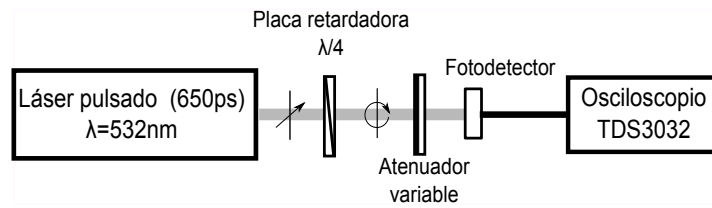


Figura 3.3: Arreglo experimental para observar el comportamiento de los pulsos láser de 532 nm al pasar por una placa de $\lambda/4$ y girándola.

Para poder observar la señal óptica en el osciloscopio se utilizó un sensor 818 Calibrated Photodiode Sensors de Newport; el cual se conectó directamente al osciloscopio.

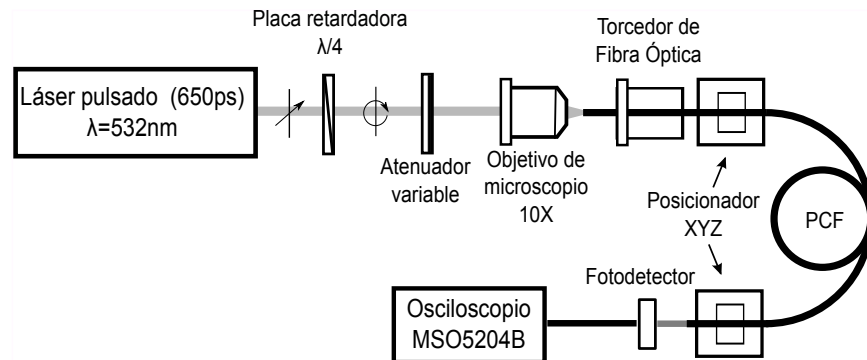


Figura 3.4: Arreglo experimental para observar los pulsos del láser de 532 nm después de propagarse por la PCF y girando placa de $\lambda/4$ en la entrada de esta fibra.

Posteriormente se observaron los pulsos a la salida de la PCF por lo que se realizó el esquema de la figura 3.4; la PCF fue la misma utilizada anteriormente. Se utilizó un osciloscopio Tektronix MSO5204B, el cual tiene un ancho de banda de 2 GHz ; frecuencia de muestreo de 10 GS/s ; sensibilidad de 1 mV/div a 10 V/div [41]. En este caso se utilizó el mismo sensor que en el esquema anterior.

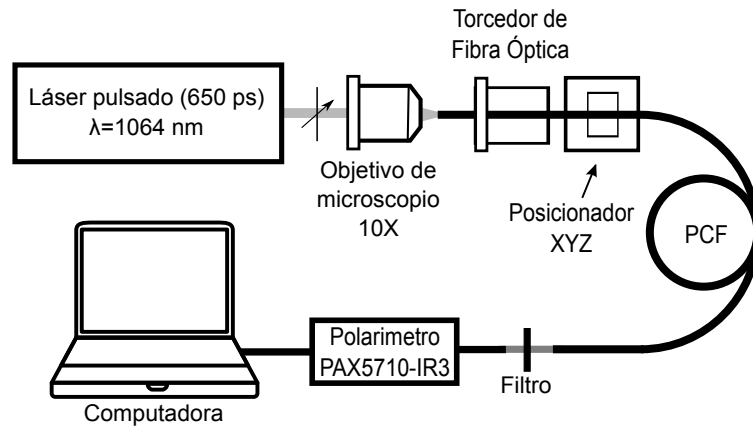


Figura 3.5: Arreglo experimental para conocer el SOP de diferentes longitudes de onda del SC con fuente de bombeo de 1064 nm girando la entrada de la PCF.

Para el arreglo de la figura 3.5 se utilizó un microchip láser infrarrojo pulsado Teem Photonics MNP-08e-100 con longitud de onda de 1064 nm ; rango de repetición $> 5 kHz$; un ancho de pulso $< 1 ns$, potencia de salida $> 40 mW$; potencia pico $> 8 kW$; energía de salida de $> 8 \mu J$; el haz tiene un perfil gaussiano TEM_{00} y tiene polarización lineal [35]. En este experimento giramos el extremo de la PCF donde entra el haz del microchip láser antes mencionado, con el propósito de que el haz incidente incida de diferente manera al arreglo de huecos de la fibra y observar si esto afecta en el estado de polarización a la salida de la PCF. El estado de polarización lo observamos para diferentes longitudes de onda utilizando filtros pasa-bandas correspondientes a: 1300 nm , 1350 nm , 1400 nm , 1450 nm , 1500 nm , 1550 nm , 1600 nm y 1650 nm ; al igual que los filtros utilizados anteriormente son Edmund Optics, tienen un diámetro de 12.5 mm y un ancho espectral de 10 nm [37]. El polarímetro que se utilizó es un PAX5710-IR3 Thorlabs el cual abarca de 1300 nm a 1700 nm , tiene un rango dinámico de $-60 dBm$ a $+10 dBm$; tienen una exactitud de la elipticidad de $\pm 0.25^\circ$; una resolución de los parámetros de Stokes (S_1, S_2, S_3) de 0.0001; tiene una apertura de 3 mm de diámetro por donde entra la luz a analizar [42]. El software que se utiliza se llama TXP Polarimeter, en este se puede seleccionar la longitud de

onda que se desea analizar con una resolución de 0.001 nm ; muestra el estado de polarización en la esfera de Poincaré; despliega las muestras por segundo con las que está midiendo; muestra los valores de azimutal, elipticidad, DOP y potencia de la señal. Además se puede hacer mediciones en un tiempo continuo especificado por el usuario, el programa puede desplegar gráficas de los parámetros de Stokes o mostrar los cambios de polarización en la esfera de Poincaré. La figura 3.6 muestra como luce el software en la pantalla. En este experimento se utilizó la misma PCF de los arreglos anteriores.

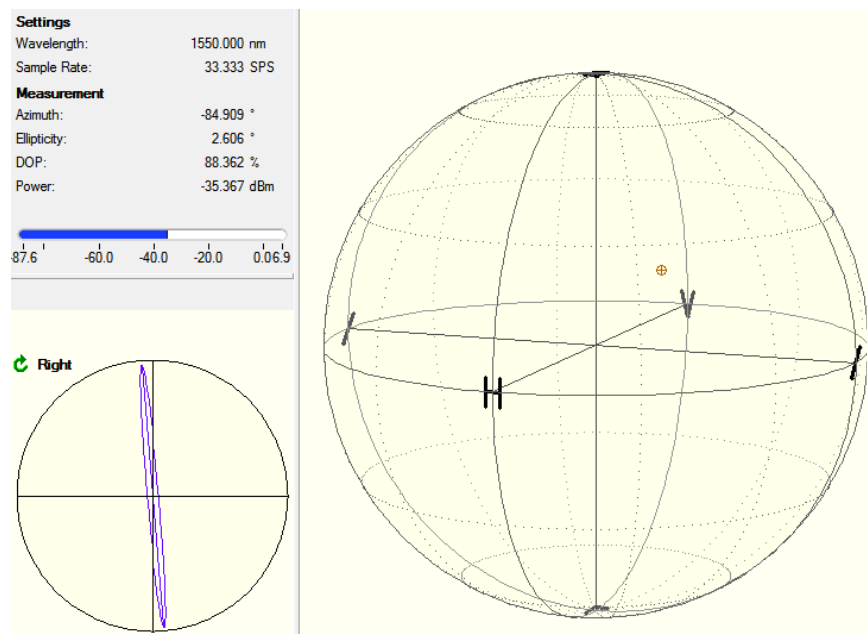


Figura 3.6: Muestra del software TXP Polarimeter.

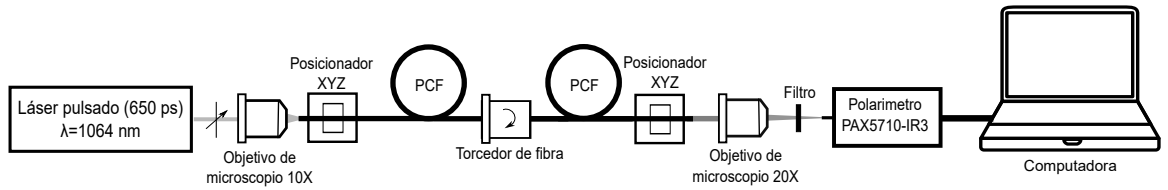


Figura 3.7: Arreglo experimental para conocer los cambios del SOP de diferentes longitudes de onda en fuente de SC con bombeo de 1064 nm aplicando torsión a la PCF.

El propósito del arreglo experimental de la figura 3.7, fue de tomar el estado de polarización para las distintas longitudes de onda, utilizando los filtros anteriormente mencionados; aplicando torsión en una porción intermedia de 0.5 m de la longitud de la fibra. Esto para inducir birrefringencia esperando observar cambios del SOP, utilizando la misma PCF de los arreglos anteriores.

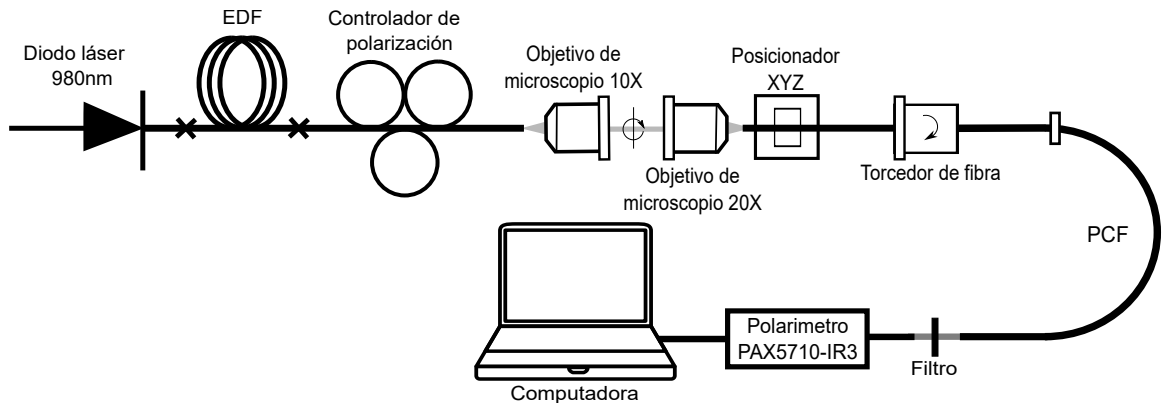


Figura 3.8: Arreglo experimental para conocer los cambios del SOP en una PCF sin fenómenos no lineales.

Con la finalidad de observar el estado de polarización en la PCF sin generación de supercontinuo, utilizamos baja potencia de bombeo. Para esto se realizó el arreglo experimental de la figura 3.8. Dicho arreglo consistió en un diodo láser de 980 nm que trabaja en el régimen continuo. Este diodo se utilizó para bombear una fibra dopada con erbio (EDF, *Erbium Doped Fiber*) ya que tiene la característica de absorber la

longitud de onda del dicho diodo y emitir fluorescencia con un espectro ancho. Después de esta fibra se empalmó un tramo de fibra SMF-28 y se colocó un controlador de polarización FPC032 Thorlabs, para obtener una polarización circular y tener una certeza del estado de polarización que entra a la PCF. A la salida de esta fibra se colocó un objetivo de microscopio de 10X para colimar el haz de luz, posteriormente tenemos otro objetivo de microscopio para enfocar la luz a la PCF. Se torció la PCF dando vueltas a la derecha para observar el SOP a la salida, colocando un filtro pasa-banda de 1550 nm utilizado anteriormente. La figura 3.9 muestra el espectro de la fuente de ruido ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) que se generó con la EDF.

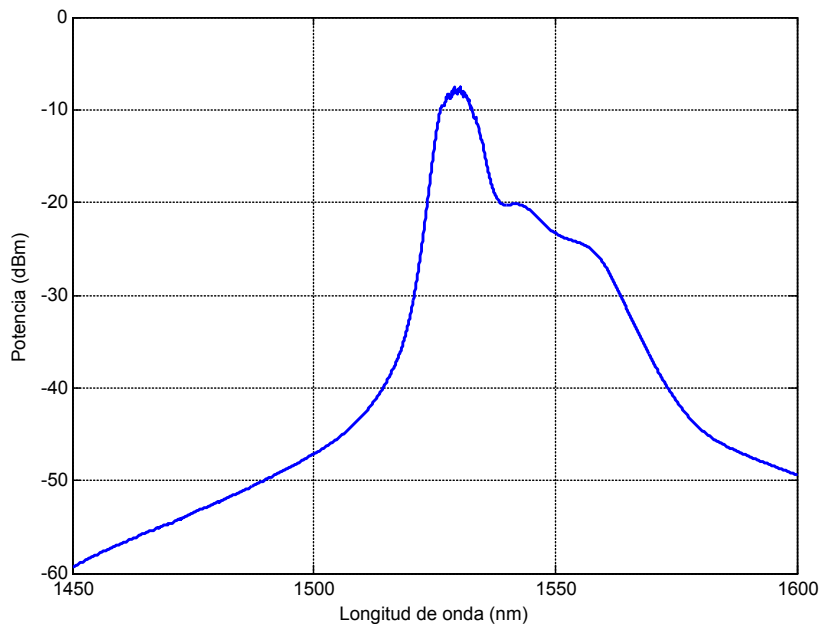


Figura 3.9: Espectro de la fuente de luz que se utilizó.

Para poder observar los espectros en infrarrojo se utilizó un Analizador de Espectro Óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*) Yokogawa AQ6370, el cual trabaja en las longitudes de onda de 600 nm a 1700 nm. Tiene diferentes resoluciones las cuales son 0.2, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1 y 2 nm. En este OSA se pueden guardar las mediciones en una memoria USB en un archivo CVS para poderlos graficar posteriormente [43].

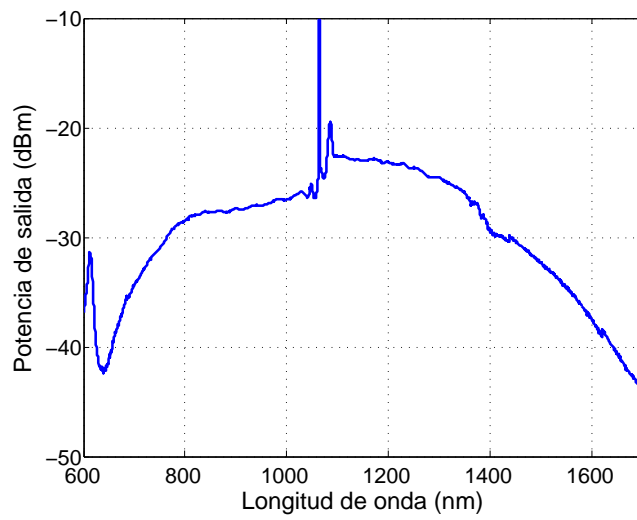
3.2.1. Caracterización de las PCF's utilizadas

Los valores de los parámetros de fabricación obtenidos de las características físicas de las PCF son listadas en la tabla 3.1, estas se obtuvieron con base a las imágenes mostradas. Las PCF utilizadas en este trabajo se desarrollaron en Rochester, Inglaterra (en específico en la Universidad de Bath). Estas fibras cuentan con tres distintas estructuras geométricas, lo que hace que la evolución del espectro a través de cada una de ellas tenga un comportamiento distinto.

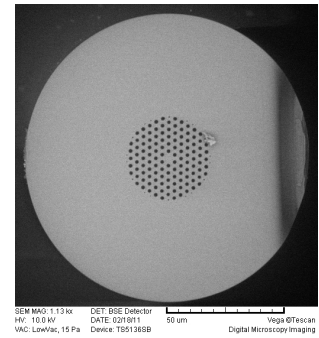
Parámetros de las PCF	PCF1	PCF2	PCF3
Diámetro del núcleo	4.51 μm	4.10 μm	5.00 μm
Pitch	2.87 μm	5.91 μm	6.22 μm
Diámetro de los huecos	1.23 μm (mayor) 0.4395 μm (menor)	7.28 μm (mayor) 2.16 μm (medio) 0.23 μm (menor)	6.50 μm
Diámetro de la fibra	118.13 μm	116.21 μm	114.44 μm
Longitud aproximada de la fibra	9 m	5.97 m	4.5 m

Tabla 3.1: Características de las PFC's utilizadas.

A continuación se muestran los espectros de supercontinuo generados así como el arreglo experimental figura 3.13 con el que se llevó a cabo. A la derecha de cada espectro se muestra la PCF correspondiente con la que se generó dicho espectro 3.10, 3.11 y 3.12.

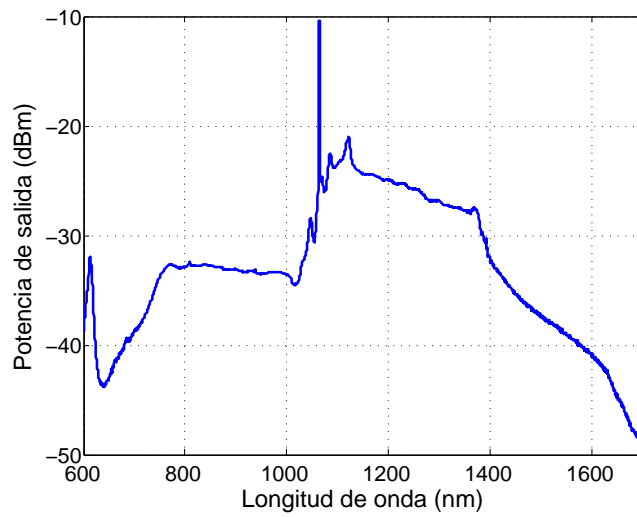


(a) Espectro SC

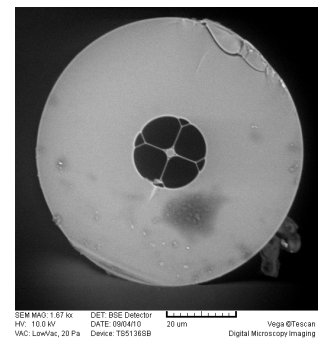


(b) PCF 1

Figura 3.10: Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 1.



(a) Espectro SC



(b) PCF 2

Figura 3.11: Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 2.

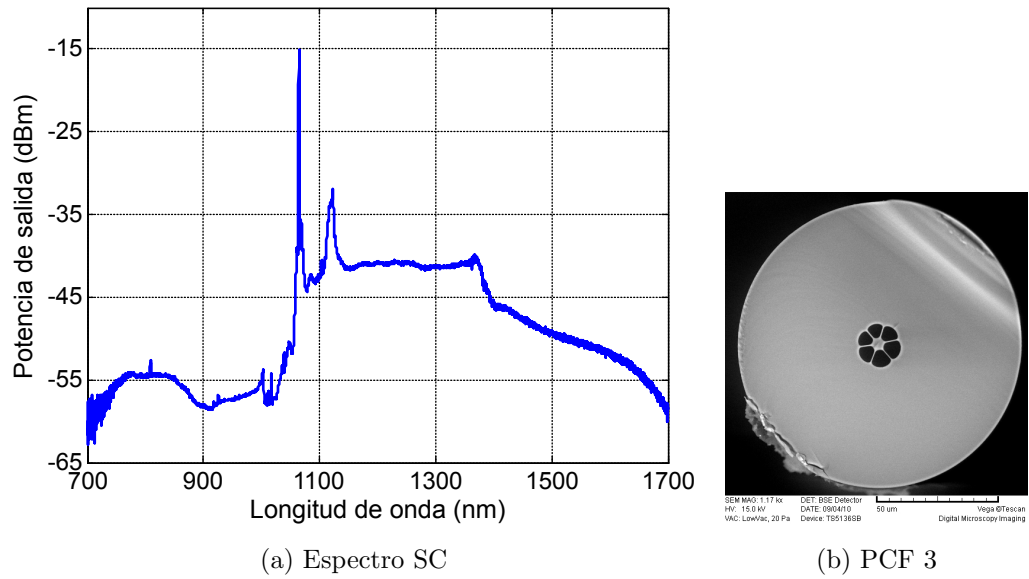


Figura 3.12: Generación del espectro supercontinuo, utilizando la PCF 3.

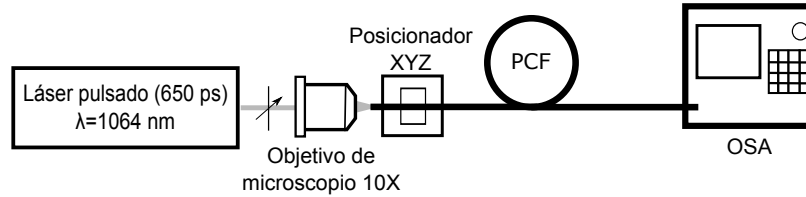


Figura 3.13: Arreglo experimental para conocer el espectro generado por el láser de 1064 nm después de propagarse por cada una de las PCF's

Capítulo 4

Resultados

4.1. Introducción

En este capítulo se presentan los resultados que se obtuvieron en la realización de esta tesis; mostrando las gráficas que se generaron, a partir de los arreglos experimentales del capítulo anterior. En las cuales se observan diferentes espectros de supercontinuo dependiendo de la fibra que se utilizó así como también diferentes cambios en el estado de polarización dependiendo de la torsión aplicada y de la longitud de onda.

4.2. Resultados experimentales

Los resultados del arreglo experimental de la figura 3.1 se muestran en la figura 4.1, donde se giró la entrada de la PCF y se calculó la elipticidad de diferentes longitudes de onda del SC con fuente de bombeo de 532 nm , utilizando filtros pasa-bandas a la salida de la fibra. Se colocó un polarizador y se fue girando para así, con un medidor de potencia tomar la potencia mínima y máxima para poder calcular la elipticidad.

Suponiendo que a la salida de la PCF la luz tiene un cierto estado de polarización,

el polarizador actúa como analizador. De acuerdo a la ley de Malus cuando el ángulo de transmisión del analizador y de la luz polarizada que sale de la fibra, es cero tenemos una irradiancia máxima, en SOP lineal. Cuando el SOP es lineal a la salida de la PCF, al girar el analizador 90° en teoría tendremos una irradiancia de cero. Cuando el SOP es circular a la salida de la PCF, al girar el analizador, la irradiancia no cambia y al tener un SOP elíptico las variaciones describen una onda senoidal sin llegar al máximo y mínimo de polarización lineal. Al medir la irradiancia que nos muestra el detector de potencia, dividimos la potencia mínima entre la potencia máxima para obtener un valor de elipticidad, entre 0 y 1. Cuando el valor de la elipticidad es 1 se refiere a que el estado de polarización es circular, en el caso de tener 0 corresponde a polarización lineal y en el caso de tener otro valor entre 0 y 1 corresponde a tener polarización elíptica.

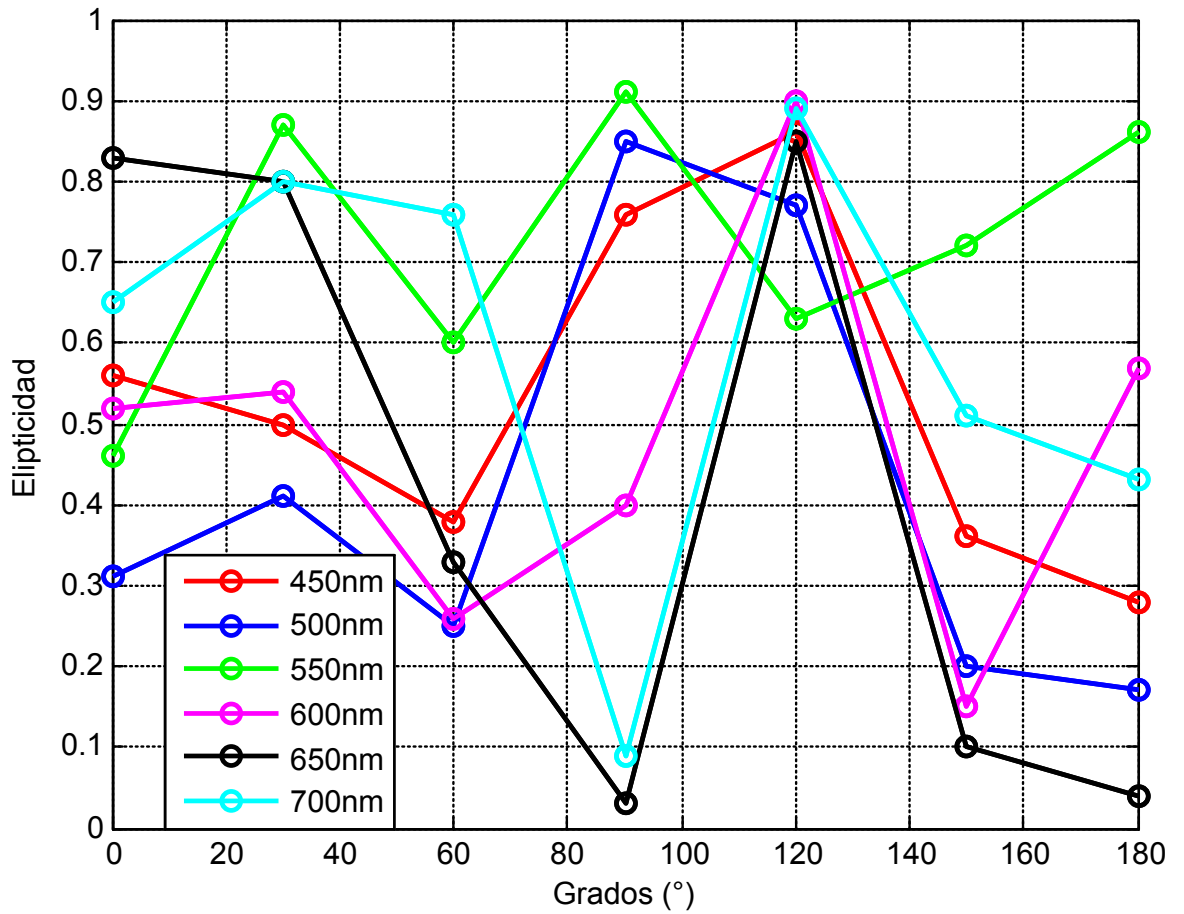


Figura 4.1: Gráfica de elipticidad en diferentes longitudes de onda de fuente SC usando láser de bombeo de 532 nm girando la entrada de la PCF.

En la figura 4.1 podemos observar que el estado de polarización para las longitudes de onda observadas cambia en cada grado de giro; sólo en 120° se tiene una tendencia a tener polarización elíptica en todas las longitudes de onda.

Posteriormente se tomó el espectro con el analizador de espectro Ocean Optics USB2000+ torciendo la fibra óptica hacia la derecha en sentido horario viendo directamente hacia el láser; cada 30° , empezando en 0° y terminando en 150° , como se muestra en la figura 3.2. Con la ayuda de Matlab se graficaron los resultados obtenidos del analizador, normalizando las potencias; posteriormente se calculó la

transformada de Fourier. Estos resultados corresponden a las figuras 4.2-4.7. Debido a que el analizador de espectro se saturaba por el haz de luz, se atenuó para poder ser apreciado.

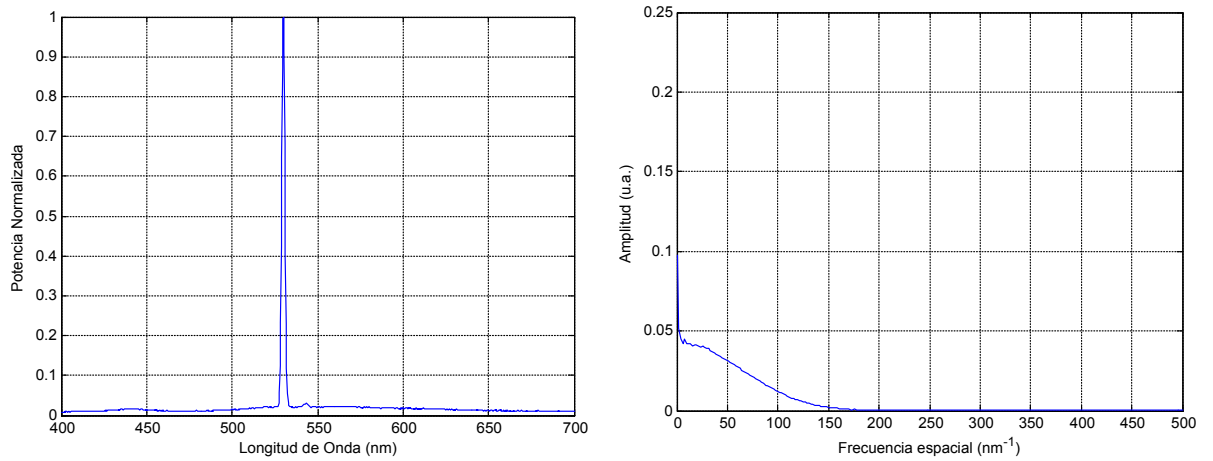


Figura 4.2: Resultados de la entrada de la PCF a 0°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

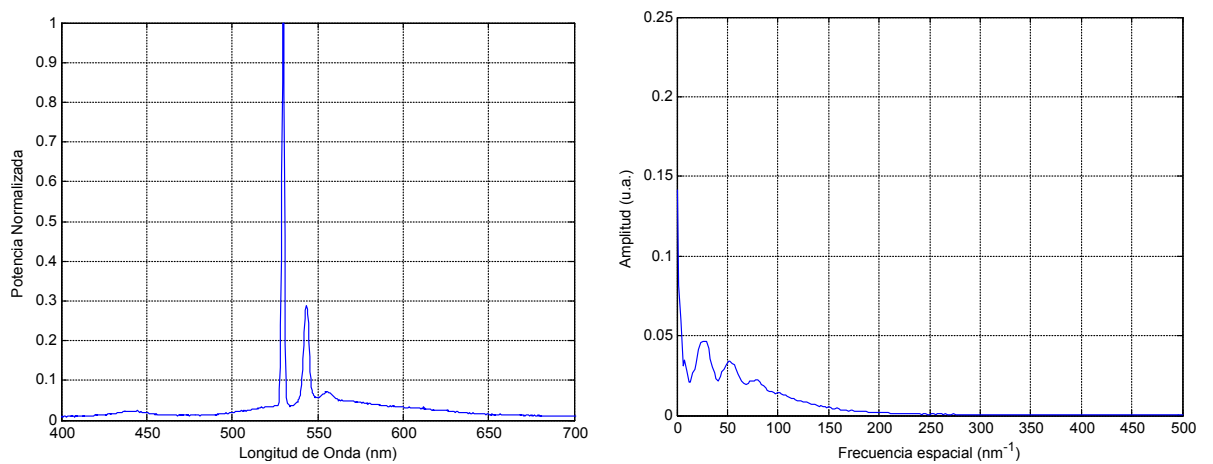


Figura 4.3: Resultados girando la entrada de la PCF 30°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

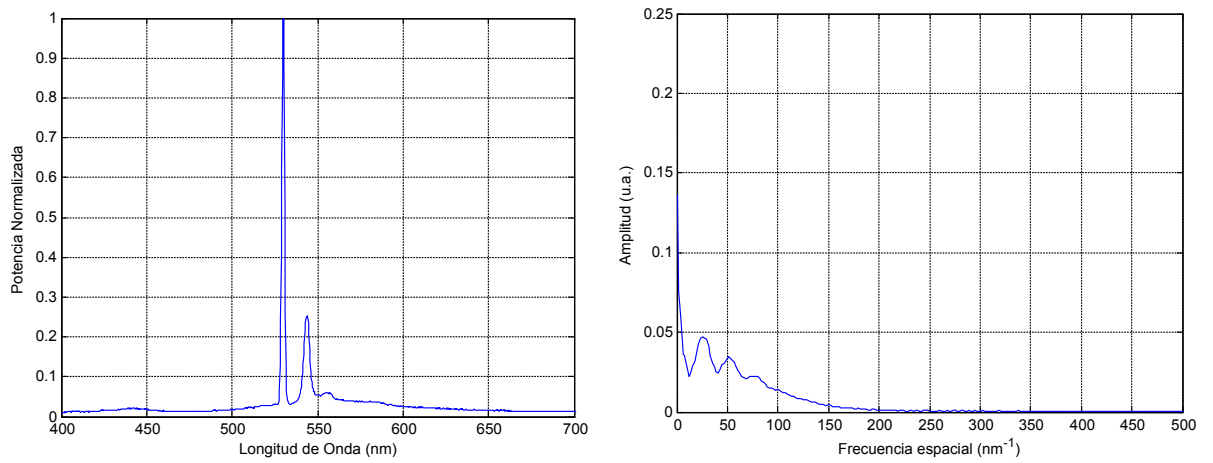


Figura 4.4: Resultados girando la entrada de la PCF 60°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

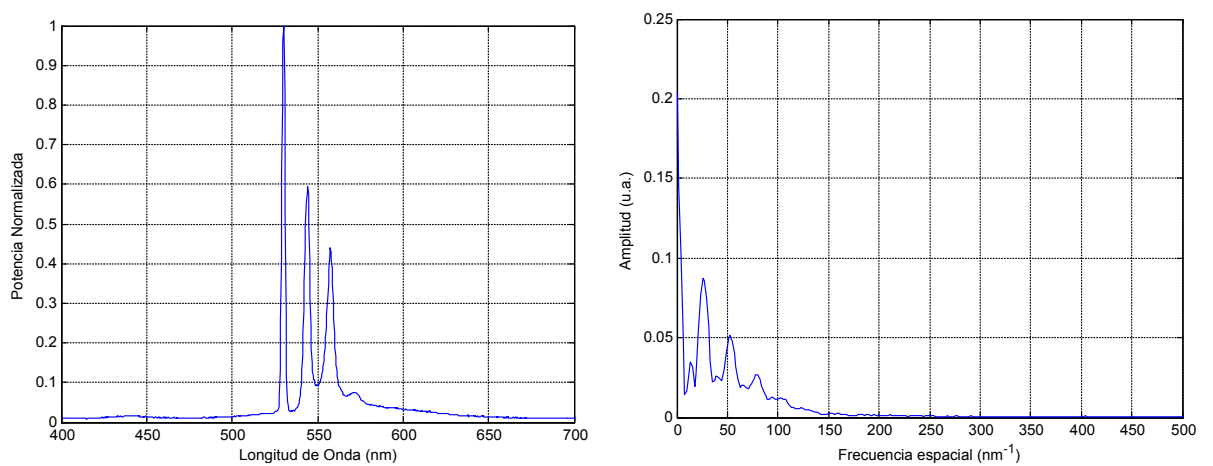


Figura 4.5: Resultados girando la entrada de la PCF 90°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

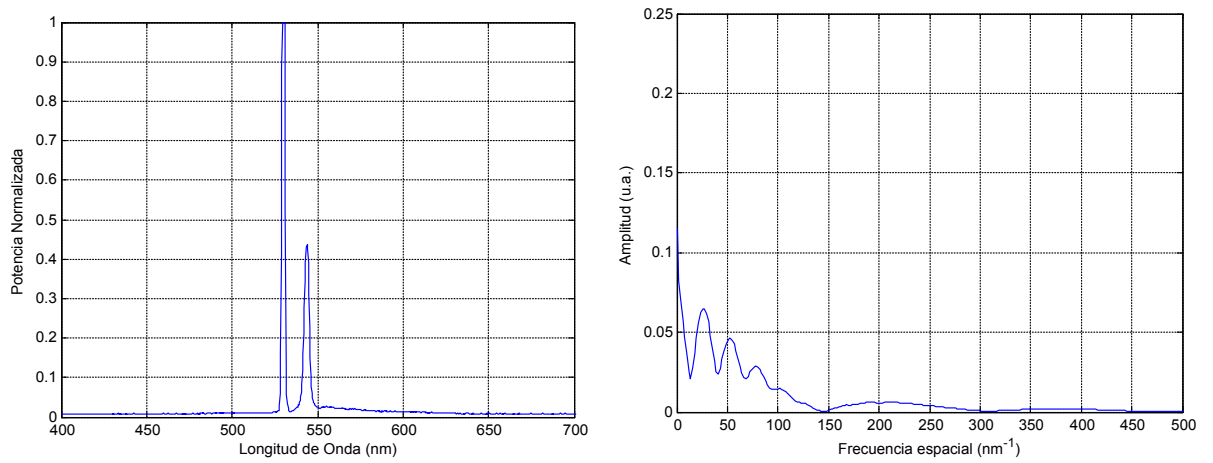


Figura 4.6: Resultados girando la entrada de la PCF 120°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

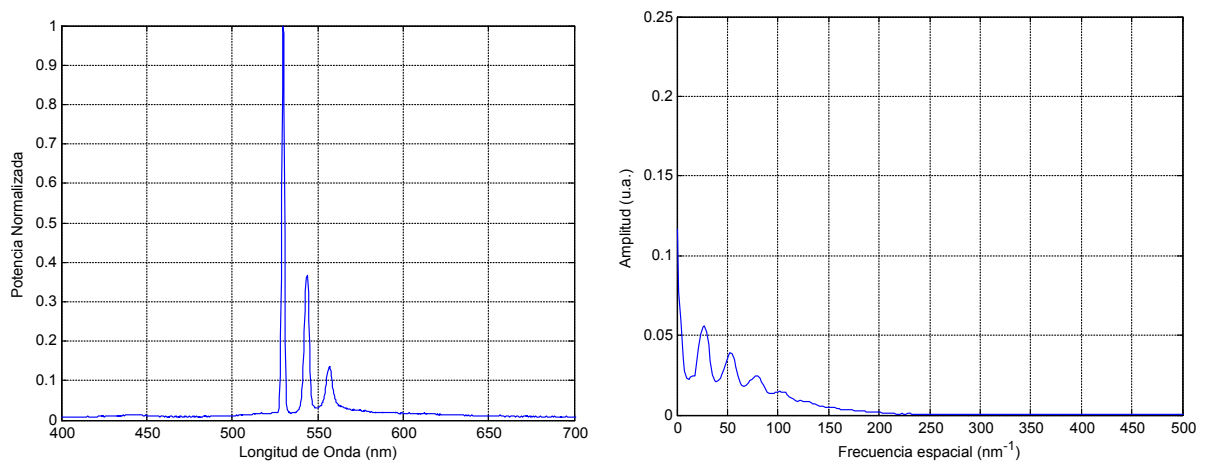


Figura 4.7: Resultados girando la entrada de la PCF 150°; a la izquierda espectro y a la derecha transformada de Fourier correspondiente.

Observando las figuras 4.2-4.7; podemos decir que a diferentes grados de torsión en la fibra, se excitan diferentes modos ya que se aprecian diferentes picos en la correspondiente transformada de Fourier. Solo a 30° y 60° se aprecian cambios muy pequeños. Debido a que el software que muestra el espectro utiliza una medida llamada cuentas, la cual no es una medida estándar para la amplitud, se optó por normalizarla.

Los resultados de la figura 4.8 corresponden al arreglo experimental de la figura 3.3. Donde se observan con un osciloscopio los pulsos que genera el láser de 532 nm girando la placa retardadora de $\lambda/4$ antes de pasar por la PCF. Esta figura muestra la comparación de estos pulsos en una sola gráfica.

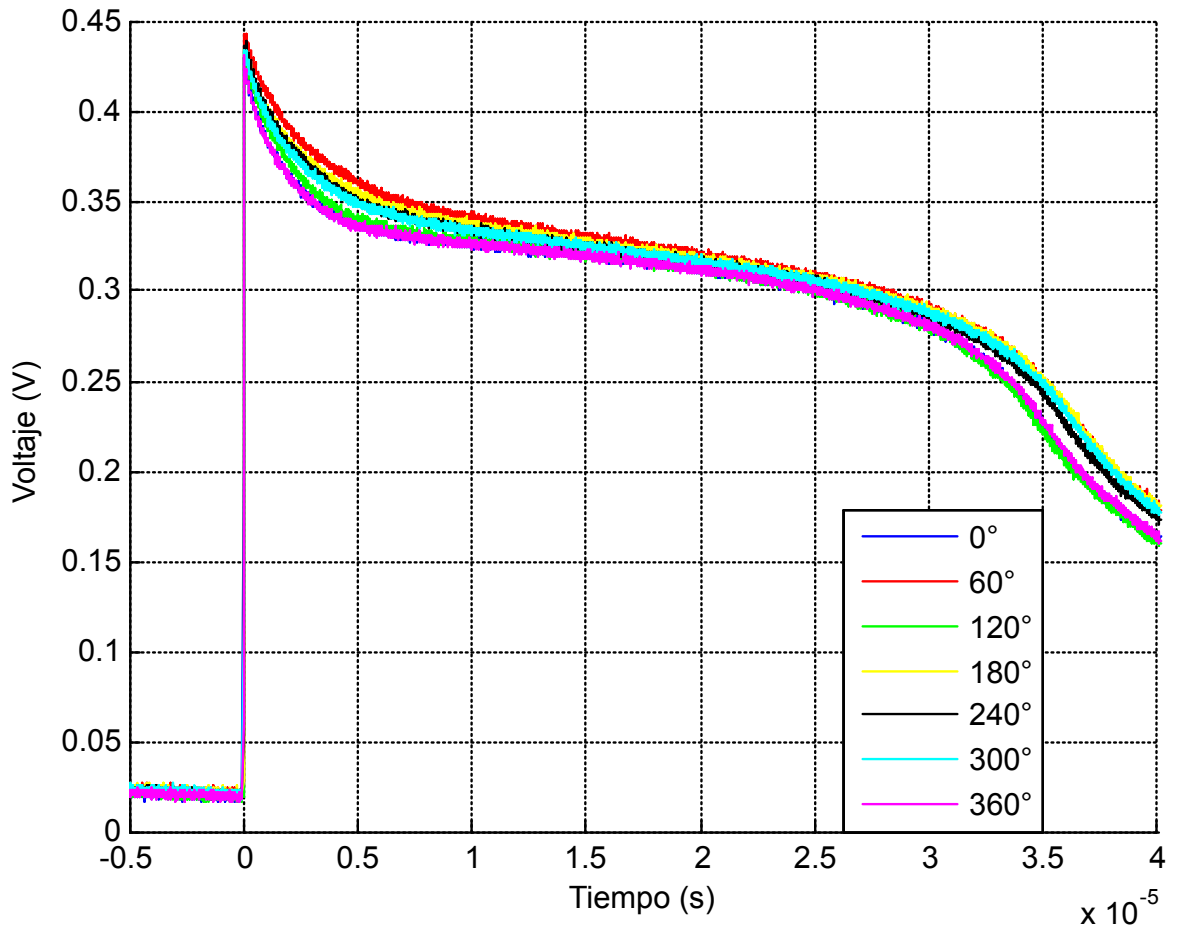


Figura 4.8: Comparación en el comportamiento de los pulsos del laser de 532 nm al pasar por la placa de $\lambda/4$ y girarla.

Los cambios observados en la figura 4.8 se pueden deber a que por cambio de polarización inducido por la placa retardadora, la amplitud del pulso cambie también. El pulso a 0° tiene la misma amplitud que el pulso a 360° , por lo que no se alcanza a apreciar.

Las imágenes correspondientes a la figura 4.9 son los resultados generados en el arreglo experimental de la figura 3.4. El cual tiene el propósito de poder observar los pulsos de salida de nuestra fuente de supercontinuo con fuente de bombeo de 532 nm , girando la placa de $\lambda/4$ a la entrada de la PCF. A continuación sólo mostramos los cambios más significativos obtenidos.

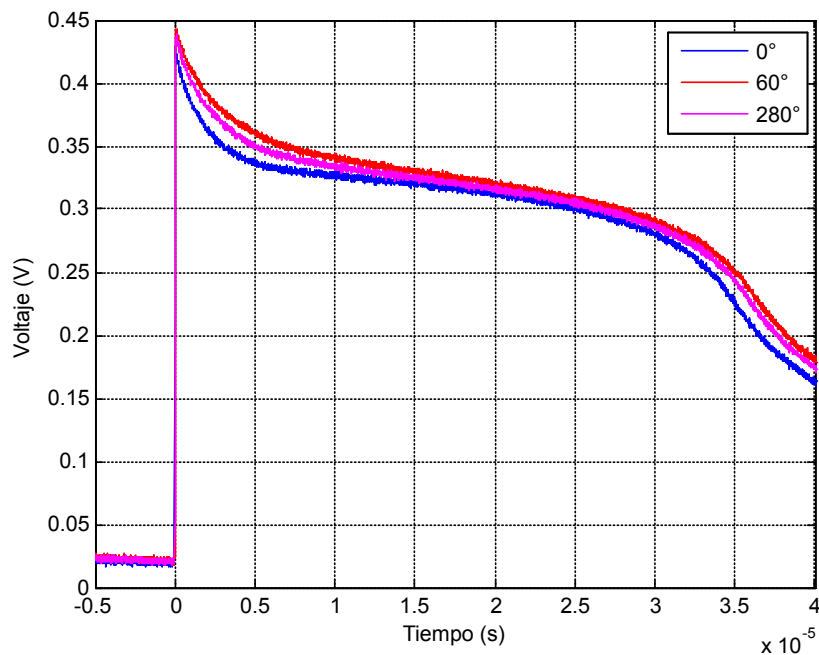


Figura 4.9: Comportamiento de los pulsos después de propagarse en la PCF y girando la placa retardadora de $\frac{\lambda}{4}$ en la entrada de la fibra.

Al igual que en la figura 4.8 los cambios de amplitud de los pulsos en la figura 4.9 pueden deberse a cambios en el SOP que atenúan el pulso.

Las figuras 4.10 y 4.11 corresponden a los resultados de la figura 3.5, donde giramos el extremo de la PCF donde incide el haz del microchip láser de 1064 nm . Dicho giro fue en sentido horario viendo hacia la fuente de luz. A la salida de la PCF colocamos filtros pasa-bandas para analizar la polarización en cada una de estas

longitudes de onda, con el polarímetro antes descrito. Del polarímetro tomamos el ángulo de elipticidad χ , el cual fue definido en el Capítulo 2. Cuando se tiene un valor de elipticidad de 45° corresponde a polarización circular a la derecha, cuando se tiene -45° corresponde a polarización circular a la izquierda, cuando se tiene 0° corresponde a polarización lineal, valores entre 0 y 45° corresponde a polarización elíptica a la derecha y cuando se tienen algún valor entre 0° y -45° corresponde a polarización elíptica a la izquierda. Estos valores se pueden mostrar en la esfera de Poincaré.

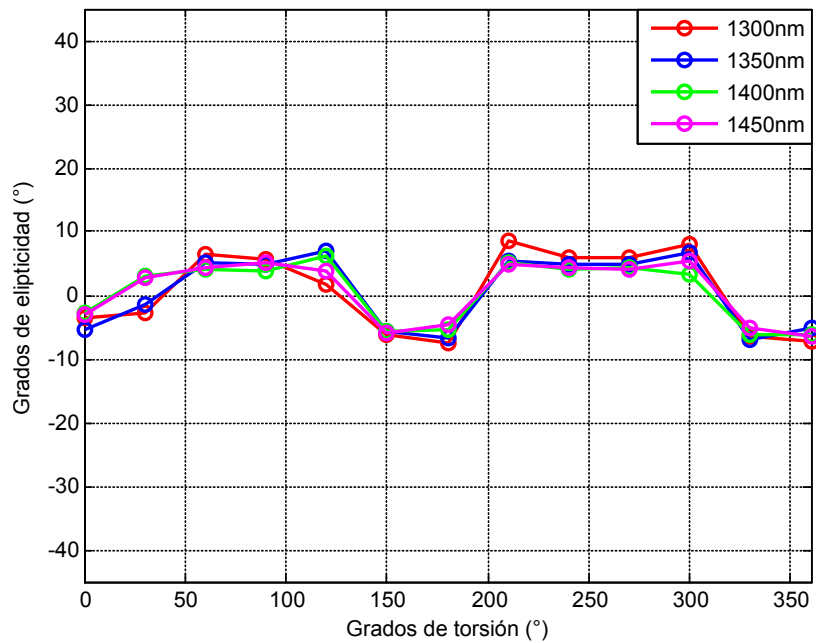


Figura 4.10: Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1300 nm, 1350 nm, 1400 nm y 1450 nm girando la entrada de la PCF.

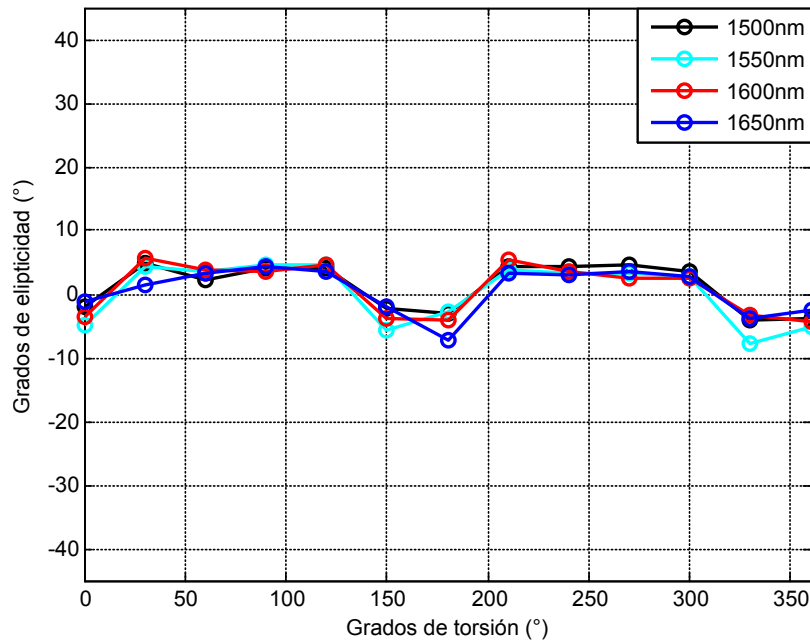


Figura 4.11: Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1500 nm , 1550 nm , 1600 nm y 1650 nm girando la entrada de la PCF.

En los resultados de las figuras 4.10 y 4.11 se puede observar que el SOP de las longitudes de onda observadas comienzan muy cerca de polarización lineal. Posteriormente tienden hacia polarización elíptica a la derecha, después de 120° tienden hacia polarización elíptica a la izquierda, vuelven al comportamiento anterior a partir de 200° hasta regresar a una polarización muy cercana a la inicial

Las siguientes dos gráficas, figuras 4.12 y 4.13, son los resultados correspondientes a la figura 3.7; donde se torció una sección intermedia de 0.5 m de la fibra y se tomó los grados de elipticidad en diferentes grados de dicha torsión para diferentes longitudes de onda que van de: 1300 nm a 1650 nm ; colocando filtros pasa-bandas. Los grados positivos corresponden al giro horario y los grados negativos corresponden al giro anti-horario viendo directamente hacia la fuente de luz. Utilizando como fuente de bombeo el láser de 1064 nm .

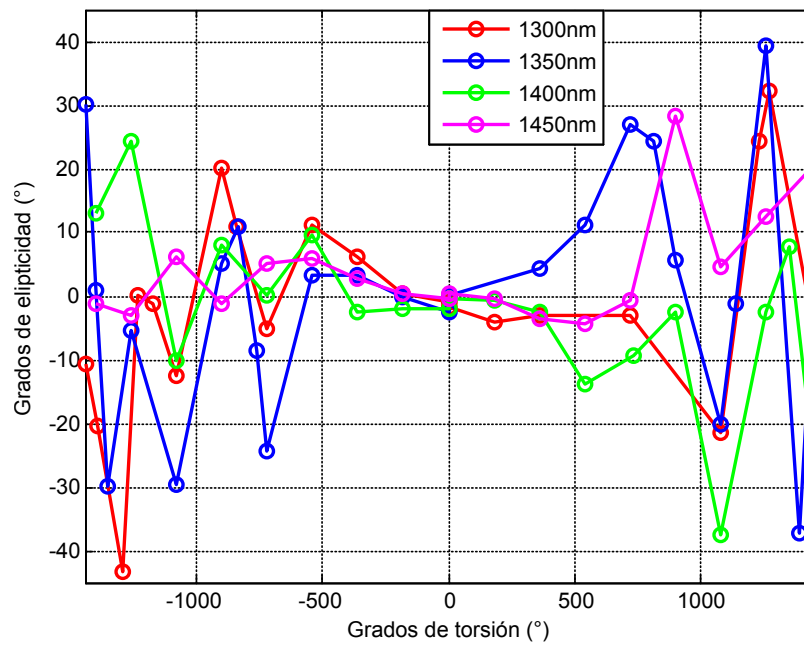


Figura 4.12: Grados de elipticidad en las longitudes de onda de: 1300 nm, 1350 nm, 1400 nm y 1450 nm girando en medio de la PCF.

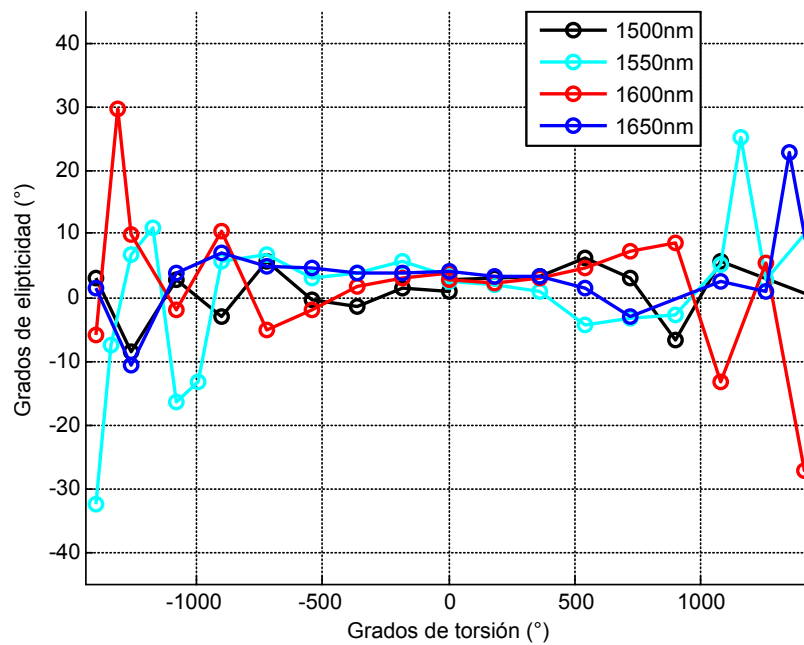


Figura 4.13: Grados de elipticidad en las longitudes de onda de 1500 nm, 1550 nm, 1600 nm y 1650 nm girando en medio la PCF.

En las figuras 4.12 y 4.13 podemos observar que al inicio antes de torcer la fibra tenemos un SOP lineal o casi lineal en todas las longitudes de onda que observamos. Al ir torciendo cada vez más, tenemos más variaciones en el SOP. Sólo algunas longitudes de onda se acercan a polarización circular después de varias vueltas de torsión de la fibra.

La figura 4.14 muestra los grados de elipticidad que se obtuvieron a diferentes grados de torsión realizando el arreglo experimental de la figura 3.8. Utilizando la misma PCF pero como fuente de bombeo se empleó una fuente de ruido ASE. Utilizamos esta fuente de bombeo con amplio espectro que no produce fenómenos no lineales (debido a su baja potencia), y posteriormente observar el SOP. Además de que para 1550 nm es el valor más utilizado en comunicaciones.

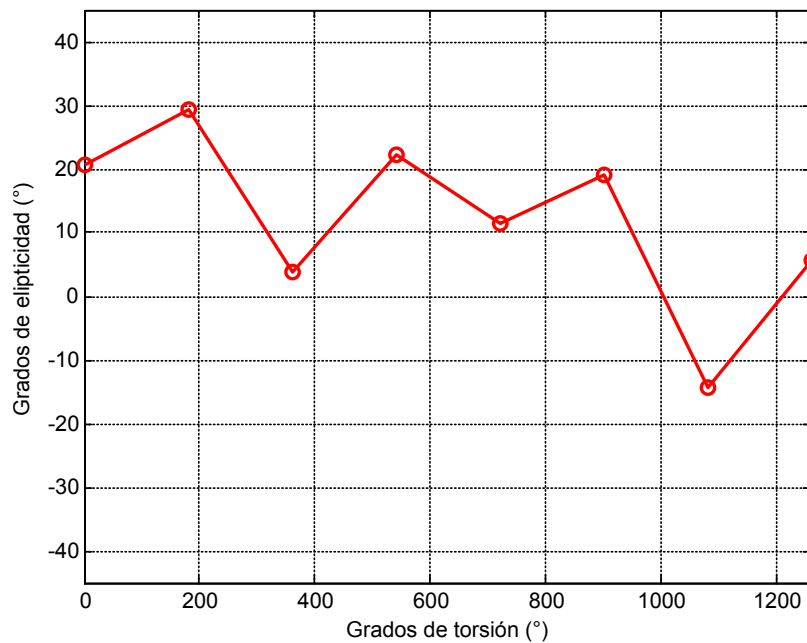


Figura 4.14: Elipticidad en 1550nm de la fuente de ASE al propagarse por la PCF.

En la figura 4.14 podemos observar que el SOP varía generalmente en valores de polarización elíptica a la derecha. Para esta medición la potencia de la señal óptica disminuía considerablemente si aplicábamos más torsión.

4.3. Vectores de Jones

Para facilitar un análisis numérico sobre la polarización en fibras se pueden utilizar las matrices de Jones las cuales se muestran a continuación [44].

La matriz 4.1 representa polarización lineal:

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_y \end{bmatrix} = |\vec{E}| \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sen \theta \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

La matriz 4.2 representa polarización circular:

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_y \end{bmatrix} = |\vec{E}| \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\pi/2} \end{bmatrix} = |\vec{E}| \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Donde a es la amplitud, y la fase y θ el ángulo que forman a_x y $|\vec{E}|$.

La matriz 4.3 representa un retardador de cuarto de onda (QWP, *Quarter Wave Plate*)

$$QWR = \begin{bmatrix} e^{j\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{-j\pi/4} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

La matriz 4.4 representa un retardador de media onda (HWP, *Half Wave Plate*)

$$HWP = \begin{bmatrix} e^{j\pi/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\pi/2} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Capítulo 5

Conclusiones

Como conclusión de este trabajo de tesis fue estudiar que es lo que ocurre con el estado de polarización de diferentes longitudes de onda en una fuente de luz supercontinua, usando dos diferentes fuentes de bombeo para la generación de ésta. Una fuente de bombeo en el espectro visible y otra fuente en el espectro infrarrojo. Para analizar el comportamiento del SOP en diferentes componentes de longitudes de onda del ancho espectro obtenido, se utilizaron filtros pasa-bandas. Por lo cual se logró.

Se apreciaron diferentes cambios del SOP en las diferentes longitudes de onda observadas, girando la PCF en diferentes secciones de su longitud.

Se comprobó la generación de supercontinuo propagando pulsos cortos láser de dos diferentes longitudes de onda, en diferentes fibras de cristal fotónico. Este tipo de fuentes de luz tienen ventajas en comparación a otras fuentes no coherentes de ancho espectro, como lo es su nivel de referencia de potencia y las fuentes de luz supercontinuas son cuasi-coherentes. Para tener un espectro supercontinuo ancho, es importante utilizar potencias pico elevadas y trabajar en el valor de cero dispersión de la fibra utilizada o cerca de este punto.

Según observaciones en trabajos de simulaciones numéricas sobre polarización de supercontinuo, las fluctuaciones en la polarización pueden ser reducidas acortando los pulsos de entrada. Además de que el ruido causa fluctuaciones no solo en el dominio temporal sino también en el dominio espectral. Altas potencias de bombeo ayudan al ensanchamiento del supercontinuo pero incrementando esta potencia puede provocar variaciones en la polarización [13].

Dependiendo de la aplicación que se desee utilizar una fuente de luz supercontinua, es deseable tener a la salida un estado de polarización determinado.

Es importante el conocimiento del SOP de un haz láser después de propagarse dentro de una fibra óptica ya que dependiendo del SOP el haz puede cambiar de potencia. Esto es importante tener en cuenta en el ámbito de las comunicaciones ópticas ya que se desea que la información contenida en un pulso se pueda propagar la mayor distancia posible sin tener variaciones en la potencia.

Como un trabajo futuro se puede sustituir la fuente de bombeo por otra con pulsos de duración más corta y estudiar los cambios en el SOP, para así, comparar los resultados con este trabajo. Además con este estudio se puede dar paso a otras investigaciones de diferentes temas como buscar transmisión de información más eficiente usando fuentes de supercontinuo, implementar esto en algún sensor o en la tomografía coherente óptica.

Referencias

- [1] Rafael Jiménez Camacho, “*Análisis del mercado de productos de comunicaciones. IFCT0410.*”, IC Editorial, 1ra edición, (2014).
- [2] Servando Barroso Rivas, “*Caracterización polarimétrica de fibras ópticas mono-modo*”, Maestría en Optomecatrónica, CIO, León Gto., Octubre 2013.
- [3] Eduardo Issac Estrada Barrios, “*Caracterización experimental de la polarización de la luz en fibras ópticas.*”, Ingeniero en telecomunicaciones, UNAM, México, D.F., Septiembre 2014.
- [4] D. Tentori and A. Garcia-Weidner, “*Right- and left-handed twist in optical fibers*”, Revista Mexicana de Física, 60 69-74, (2014).
- [5] Saba N. Khan, Sudip K. Chatterjee and Partha Roy Chaudhuri, “*Single all-optical platform for measurement of twist and transverse stress using polarization modulation in distinct dual-mode fiber placed in a Sagnac loop*”, Journal of the Optical Society of America, Vol. 33 No. 1, (2016).
- [6] Diana Tentori, A. Garcia-Weidner, M. Farfan-Sanchez, “*Birrefringencia de Jones en fibras ópticas torcidas*”, XXV Reunión Anual de Óptica, Morelia, Michoacán, (2012).
- [7] Govind P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, Academic Press, Cuarta edición, Ch. 1, (2007).

-
- [8] Robert Resnick, David Halliday, Kenneth S. Krane, “*Física Volumen 2.*”, Grupo Editorial Patria, Quinta edición, Ch. 1, (2009).
- [9] R. Buczynski, “*Photonic Crystal Fibers*”, ACTA PHYSICA POLONICA A, Vol. 106, No.2, (2004).
- [10] Arun Joy Skaria and Revathi S., “*A review on highly birefringent dispersion compensation photonic crystal fiber*”, ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, Vol. 11, NO. 13, Julio 2016.
- [11] John M. Dudley, Laurent Provino, Nicolas Grossard, Hervé Maillotte, Robert S. Windeler, Benjamin J. Eggleton and Stéphane Coen, “*Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping.*”, J. Opt. Soc. Am., Vol.19 No. 4, (2002).
- [12] J. Zhou, K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, T. Matsui, C. Fukai and I. Sankawa, “*PMD characteristics of twisted photonics*”, ELECTRONICS LETTERS Vol. 41 No. 7, (2005)
- [13] Zhaoming Zhu and Thomas G. Brown, “*Polarization properties of supercontinuum spectra generated in birefringent photonic crystal fibers*”, J. Opt. Soc. Am., Vol. 21, No. 2, February, (2004).
- [14] Valery V. Tuchin, “*Polarized light interaction with tissues*”, Journal of Biomedical Optics, Vol. 21, No. 7, (2016).
- [15] Marcelo Vaca Pereira Ghirghi, “*Fabricación e investigación de fibras de cristal fotónico (microestructuradas) con núcleo de gran área.*”, Maestría en ciencias (óptica), CIO, León Gto., Agosto 2012.
- [16] M.D. Nielsen, C. Jacobsen, N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg y H.R. Simonsen, “*Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties.*”, Optics Express, Vol. 12, 7, (2004).

- [17] Feroza Begum and Yoshinori Namihira, “*Design of supercontinuum generating photonic crystal fiber at 1.06, 1.31 and 1.55 μm wavelengths for medical imaging and optical transmission systems*”, Natural Science, Vol.3 No.5, 401-407, (2011).
- [18] Günther Mahlke y Peter Gössing, “*Conductores de fibras ópticas*”, Boixareu editores, Ch. 1, (1987).
- [19] Marlen Alexis González-Reyna, “*Sensor de temperatura basado en un interferómetro modal del tipo Mach-Zehnder de fibra óptica*”, Maestría en Ingeniería Eléctrica, Universidad de Guanajuato, Salamanca, Guanajuato, Enero 2015.
- [20] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, “*Emission in the region 4000 to 700 \AA via four-photon coupling in glass*”, Phys. Rev. Lett., Vol. 24, No. 11, (1970).
- [21] Kuppuswamy and Ramonathan Ganapathy, “*Odyssey of Light in Nonlinear Optical Fibers*”, CRC Press, Ch. 1, (2016).
- [22] J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, O. Pottiez, R. I. Mata-Chavez, J. M. Delgado-Negrete, E. Vargas-Rodríguez y J. A. Andrade-Lucio, “*Estudio experimental sobre la evolución de los efectos no lineales que generan un espectro supercontinuo en fibras de cristal fotónico usando pulsos con duración de ns*”, Revista Mexicana de Física 57, 528-534, (2011).
- [23] J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna and E. Alvarado-Mendez, “*Experimental study on a broad and flat supercontinuum spectrum generated through a system of two PCFs*”, Laser Phys. Lett. 10 (2013).
- [24] Arun Kumar and Ajoy Ghatak, “*Polarization of Light with Applications in Optical Fibers*”, SPIE PRESS, Ch. 3, (2011).
- [25] Govind P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, Academic Press, Cuarta edición, Ch. 2, (2007).

- [26] Wayne Tomasi, “*Sistemas de Comunicaciones Electrónicas*”, Prentice Hall, Ch. 11, (2003).
- [27] Govind P. Agrawal, “*Fiber-Optics Communication Systems*”, John Wiley and Sons, Inc, Tercera edición, Ch. 2, (2002).
- [28] Ranka J. K., Windeler R. S. and Stenz A. J., “*Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*” Opt. Lett., Num. 25, (2000).
- [29] Jim Hayes, “*Fiber Optics Technician’s Manual*”, Segunda Edición, Ch. 2, (1994).
- [30] Yadira Márquez Barrios, “*Generación de supercontinuo en fibras de cristal fotónico utilizando pulsos cortos (femtosegundos)*”, Maestría en Ciencias (Óptica), CIO, León, Guanajuato, Enero 2010.
- [31] Eugene Hecht, “*Óptica*”, Addison Wesley Iberoamericana, Tercera edición, Ch. 8, (2000).
- [32] Robert R. Alfano, “*The Supercontinuum Laser Source*”, Springer Science, Tercera edición, Ch. 1, (2016).
- [33] H. E. Castellanos, C. A. Collazos, “*Estudio de los efectos de automodulación de fase (SPM) en fibras ópticas para sistemas DWDM, Banda C (ITU)*”, Revista Colombiana de Física, Vol. 44, No. 2, (2012).
- [34] SNG High Performances Green Microchip Series, Teem photonics, [http : //www.teem - photonics.com/assets/files/PDF/SPECS/MicroChip_SNG.pdf](http://www.teem-photonics.com/assets/files/PDF/SPECS/MicroChip_SNG.pdf), (2013).
- [35] MNx Ultra-Compact Microchip Series, Teem photonics, [http : //www.teem - photonics.com/assets/files/PDF/SPECS/MicroChip_MNx.pdf](http://www.teem-photonics.com/assets/files/PDF/SPECS/MicroChip_MNx.pdf), (2013).

- [36] VIS 400-700 nm CWL, Mounted Diameter Filter Kit, Edmund Optics, [http : //www.edmundoptics.com/optics/optical – filters/bandpass – filters/traditional – coated – bandpass – interference – filter – kits/68634/](http://www.edmundoptics.com/optics/optical-filters/bandpass-filters/traditional-coated-bandpass-interference-filter-kits/68634/).
- [37] NIR 730-1650 nm CWL, Mounted Diameter Filter Kit, Edmund Optics, [http : //www.edmundoptics.com/optics/optical – filters/bandpass – filters/traditional – coated – bandpass – interference – filter – kits/66636/](http://www.edmundoptics.com/optics/optical-filters/bandpass-filters/traditional-coated-bandpass-interference-filter-kits/66636/).
- [38] Optical Power Meter, Model 1815-C, Newport, [ftp : //download.newport.com/Photonics/Power %20Meters/Obsolete %20Products /1815 – C/1815 – C %20Manual.pdf](ftp://download.newport.com/Photonics/Power%20Meters/Obsolete%20Products/1815-C/1815-C%20Manual.pdf), (1992).
- [39] 818 Calibrated Photodiode Sensors, Newport, [https : //www.newport.com/f/low – power – calibrated – photodetectors – 818](https://www.newport.com/f/low-power-calibrated-photodetectors-818).
- [40] Analizador de espectro óptico, USB2000+, Ocean Optics, [http : //oceanoptics.com/wp – content/uploads/OEM – Data – Sheet – USB2000 – .pdf](http://oceanoptics.com/wp-content/uploads/OEM-Data-Sheet-USB2000.pdf).
- [41] Osciloscopio, MSO50204B, Tektronix, Datasheet [http : //www.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/MSO5000B – DPO5000B – Mixed – Signal – Oscilloscope – Datasheet – 48W295604_0.pdf](http://www.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/MSO5000B-DPO5000B-Mixed-Signal-Oscilloscope-Datasheet-48W295604_0.pdf), (2016).
- [42] Operation Manual Thorlabs Instrumentation Polarization Analyzing System, PAX5710/PAX5720 VIS/IR1/IR2/IR3, [https : //www.thorlabs.com/thorcat/12900/PAX5720IR3 – T – Manual.pdf](https://www.thorlabs.com/thorcat/12900/PAX5720IR3-T-Manual.pdf), (2008).
- [43] AQ6370 Series Optical Spectrum Analyzer, Yokogawa, [http : //tmi.yokogawa.com/files/uploaded/BUAQ6370SR₁0EN₀10.pdf](http://tmi.yokogawa.com/files/uploaded/BUAQ6370SR10EN010.pdf), (2011).
- [44] Arun Kumar and Ajoy Ghatak, “*Polarization of Light with Applications in Optical Fibers*”, SPIE PRESS, Ch. 5, (2011).