

TESIS DEFENDIDA POR  
**JOSE ERNESTO LEDEZMA SILLAS**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

---

Dra. Diana Tentori Santacruz

*Director del Comité*

---

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

*Miembro del Comité*

---

Dr. Alfonso García Weidner

*Miembro del Comité*

---

Dr. Modesto Ortiz Figueroa

*Miembro del Comité*

---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del programa de posgrado en  
Optica*

---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Director de Estudios de Posgrado*

29 de Mayo de 2008

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR  
DE ENSENADA**



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN OPTICA**

---

**MEDIDA DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN DE SEÑALES AMPLIFICADAS USANDO UN  
EDFA CON UN BOBINADO HELICOIDAL**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de  
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

**JOSE ERNESTO LEDEZMA SILLAS**

Ensenada Baja California, México, Mayo 2008.

**RESUMEN** de la tesis de **José Ernesto Ledezma Sillas**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en OPTICA con orientación en Optoelectrónica. Ensenada, Baja California, Mayo del 2008.

## **MEDIDA DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN DE SEÑALES AMPLIFICADAS USANDO UN EDFA CON UN BOBINADO HELICOIDAL**

Resumen aprobado por:

---

Dra. Diana Tentori Santacruz  
Director de Tesis

Los amplificadores de fibra dopada con erbio comúnmente utilizados en las comunicaciones ópticas para enlaces de larga distancia son sensibles al estado de polarización de la señal y del bombeo. Para evitar el deterioro asociado a esta dependencia, a la entrada del amplificador el bombeo y la señal se despolarizan. Esto impide su aplicación en sistemas de comunicación óptica coherente y en sistemas de sensores de fibra óptica interferométricos y/o polarimétricos. Estos dispositivos se construyen con fibra dopada con erbio, la cual presenta una birrefringencia residual inducida durante el proceso de fabricación y además, debido a la longitud de fibra utilizada, ésta se enrolla generando una birrefringencia extrínseca (efecto foto-elástico). Esta anisotropía de la fibra modifica el estado de polarización de la señal de salida del amplificador con respecto al estado de polarización de la señal de entrada. De acuerdo con la óptica de polarización y con la física de láseres el estado de polarización de salida debe estar determinado por la birrefringencia de la fibra (ya sea uniforme o desigual) y el estado de polarización de la señal de entrada. Sin embargo, se sabe que también se ve modificado por el estado de polarización de la onda de bombeo.

En este trabajo, se estudia la influencia de la birrefringencia de una fibra dopada con erbio y un bombeo polarizado en el estado de polarización de la señal. En la práctica, se genera una birrefringencia extrínseca uniforme en la fibra dopada enrollándola en un bobinado helicoidal. Se verifica experimentalmente que la birrefringencia es uniforme utilizando potencias bajas, pues el interés es estudiar las propiedades de retardo y no las de amplificación. Los resultados experimentales indican que un bobinado helicoidal no presenta un retardo homogéneo. Se presenta un modelo basado en la óptica de polarización para explicar los resultados obtenidos. En cuanto a la influencia del bombeo polarizado, dentro de la banda C no se encontraron cambios significativos. Sin embargo, para las primeras longitudes de onda de la banda L, el estado de polarización de la señal amplificada se ve modificado por la presencia de un bombeo polarizado.

**Palabras Clave:** Polarización, Birrefringencia, EDFA

**ABSTRACT** of the thesis presented by **José Ernesto Ledezma Sillas** as a partial requirement to obtain the **MASTER OF SCIENCE** degree in Optics with Optoelectronics orientation. Ensenada, Baja California, México, May 2008.

## **MEASUREMENT OF THE STATE OF POLARIZATION OF SIGNALS AMPLIFIED BY A HELICALLY WOUND EDFA**

Erbium doped fiber amplifiers commonly used in optics communications for long distance links, are sensitive to the state of polarization of the signal wave and the pump wave. To avoid losses associated to this dependence, at the amplifier entrance, the pump wave and the signal wave are depolarized. Due to this depolarization EDFAs cannot be used in coherent optic communication systems or in combination with interferometric and/or polarimetric fiber optic sensors.

These devices are constructed with erbium doped fiber. This fiber presents a residual birefringence induced during the fabrication process and, due to the fiber length, it is coiled. This mechanical deformation produces an extrinsic birefringence induced by the photo-elastic effect. As a consequence of the fiber anisotropy, the state of polarization of the output signal at the end of the amplifier is different to the state of polarization of the input signal. According to polarization optics and laser physics, the state of polarization of the output signal must be determined by the fiber birefringence (whether the anisotropy is uniform or unequal) and by the state of polarization of the input signal. Nevertheless, it is known that the state of polarization is modified by the state of polarization of the pump signal too.

In this work, it is studied the effect of erbium doped fiber birefringence and a polarized pump on the state of polarization of the output signal. In practice, an extrinsic uniform birefringence is generated in the doped fiber with a helical winding. It is experimentally verified that the birefringence is uniform using a low power input signal, because the interest is in the study of the retardation properties more than in the amplification properties. The experimental results show that the birefringence of the helically wound fiber cannot be described using the models developed for homogeneous retarders; because of this, a model to explain this result is presented. In respect with polarized pump influence, in the C band of communications there are no significant changes reported. Nevertheless, in the L band, for short wavelengths, the state of polarization of the amplified signal is modified by the polarized pump presence.

## Agradecimientos.

A CICESE, por aceptarme para poder realizar mis estudios de maestría en sus instalaciones.

A CONACYT por haberme otorgado una beca de estudio.

A Dios por los amigos de calidad que me ha otorgado, desde los que preguntaron, ¿Cómo estás?, ¿Cómo vas?, hasta los que dejaron sus actividades para ayudarme en mi trabajo. Amigos como Rigoberto Álvarez, Erika Chairez, María Carvajal, Josue Castillo, Felipe Ortiz, Pedro Piza, David Domínguez, Gabriela Álvarez y todos aquellos que falte de mencionar. Amigos a los que considero parte de mi familia.

A mis padres, Guadalupe Sillas y Gregorio Ledezma, que pacientemente vivieron conmigo desvelos y demás; Mama, gracias!!!. A mi familia que se preocupó por recordarme los motivos para seguir adelante. Gracias Manuel Mancilla, Concepción Sánchez, Sofía Sillas, María Epstein, Aurora Sillas y a todo el resto de mi familia que aun sin mencionar no son menos importantes para mí.

Al departamento de electrónica, al Dr. Horacio Soto, por facilitarnos un láser para el desarrollo de este trabajo.

A Miguel Farfán por todo su apoyo y amistad en el laboratorio y fuera de él.

A la Dra. Diana Tentori por permitirme trabajar a su lado y confiar en mí en este trabajo, por su paciencia, mil gracias.

## CONTENIDO

<i>Capítulo</i>	<b>Página</b>
<b>I Introducción</b>	<b>1</b>
I.1 Objetivo.....	3
<b>II. Medida de la birrefringencia</b>	<b>4</b>
II.1 Birrefringencia lineal y circular (quiralidad).....	4
II.2 Birrefringencia lineal.....	4
II.3 Birrefringencia circular (quiralidad).....	5
II.4 Esfera de Poincaré.....	5
II.5 Marco de referencia (analyzer de polarización).....	7
<b>III. Descripción de la Birrefringencia de una Fibra Monomodo</b>	<b>9</b>
III.1 Representación del estado de polarización en la esfera de Poincaré.....	9
<i>III.1.1 Vectores de Stokes.....</i>	<i>9</i>
<i>III.1.2 Estado de Polarización representado en la esfera de Poincaré.....</i>	<i>11</i>
III.2 Matrices de Mueller, Retardadores.....	12
III.3 Trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización de la señal.....	14
<i>III.3.1 Retardador lineal.....</i>	<i>15</i>
<i>III.3.2 Retardador circular.....</i>	<i>17</i>
<i>III.3.3 Retardador elíptico.....</i>	<i>17</i>
III.4 Uso de las propiedades geométricas de las trayectorias y de la esfera de Poincaré para determinar el ángulo azimutal y de elipticidad del eigenmodo de polarización.....	19
<i>III.4.1 Localización del eigenmodo que describe al retardador y evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré.....</i>	<i>19</i>
<b>IV. Evaluación de la birrefringencia del bobinado helicoidal.....</b>	<b>22</b>
<i>IV.1 Arreglo Experimental.....</i>	<i>23</i>
<i>IV.2 Ángulo azimutal (<math>2\alpha</math>), eje rápido de un retardador homogéneo.....</i>	<i>23</i>

*CONTENIDO (continuación)*

<i>Capítulo</i>	<b>Página</b>
IV.3 Razón de birrefringencia lineal a circular.....	25
IV.4 Angulo de retardo y longitud de batimiento.....	26
<b>V. Análisis de la birrefringencia de la fibra monomodo dopada con erbio embobinada helicoidalmente</b>	<b>29</b>
V.1 Caracterización de la birrefringencia.....	29
<i>V.1.1 Eigenmodos de polarización. Localización en la esfera de Poincaré.....</i>	<i>29</i>
V.2 Resultados del método de barrido espectral.....	30
<i>V.2.1 Longitudes de onda descartadas en los experimentos realizados.....</i>	<i>31</i>
<i>V.2.2 Evolución del SOP de la señal a lo largo del bobinado de fibra.....</i>	<i>33</i>
<b>VI. Amplificación de señales polarizadas</b>	<b>43</b>
VI.1 Medio amplificador isótropo.....	43
<i>VI.1.1 Coeficiente de ganancia en un medio unidimensional.....</i>	<i>44</i>
VI.2 Arreglo utilizado para crear un amplificador de fibra dopada con erbio.....	47
<b>VII. Amplificación de señales polarizadas en un EDFA con bobinado helicoidal</b>	<b>50</b>
VII.1 Emisión espontánea del bobinado helicoidal.....	50
VII.2 Definiciones.....	51
VII.2.1 Señal de entrada.....	51
VII.2.2 Señal de salida.....	53
VII.2.3 Señal de bombeo.....	54
VII.3 Ganancia del EDFA con bobinado helicoidal.....	55
VII.3.1 Ganancia espectral.....	56
VII.4 Influencia de la onda bombeo y la birrefringencia de la fibra dopada con erbio en el SOP de la señal amplificada.....	57

*CONTENIDO (continuación)*

<i>Capítulo</i>	<b>Página</b>
<i>VII.4.2 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1550 nm.....</i>	58
<i>VII.4.2 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1560 nm.....</i>	61
<i>VII.4.3 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1566 nm.....</i>	65
<b>VIII. Conclusiones</b>	<b>70</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>72</b>
<b>Apéndice A</b>	<b>76</b>



## LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
1. Representación de una molécula isótropa (1a) y una molécula anisótropa (1b)	4
2. Ejemplo de moléculas quirales. Una es la imagen de espejo de la otra.....	5
3. Representación gráfica de la esfera de Poincaré, así como de otros parámetros importantes, desplegada por el analizador de Polarización Agilent 8509C.....	6
4. Representación en la esfera de Poincaré de los diferentes estados de polarización, polarización lineal (ecuador), polarización circular (polos) y polarización elíptica (cualquier otro punto).....	7
5. Arreglo utilizado para crear el marco de referencia en la esfera de Poincaré con el analizador de polarización Agilent 8509C.....	8
6. Esfera de Poincaré en la que se representa un estado de polarización ( <b>S</b> ) en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes ( $S_1$ , $S_2$ , $S_3$ ) y en coordenadas esféricas por medio de los ángulos azimutal ( $\alpha$ ) y de elipticidad ( $\varepsilon$ ).....	12
7. Trayectorias descritas por el estado de polarización de la luz al propagarse por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a la evolución de una señal de entrada linealmente polarizada, con un ángulo azimutal diferente. (7a) $\varphi = 5^\circ$ a $45^\circ$ ; (7b) $\varphi = 55^\circ$ a $85^\circ$ . Los eigenmodos se localizan sobre el ecuador.....	16
8. Trayectoria que describe el vector de Stokes de una señal de entrada linealmente polarizada conforme se propaga a través de un retardador circular. El círculo será el mismo sin importar el valor del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada. Los eigenmodos se localizan en los polos.....	17

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
9. Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada que se propaga por una fibra con un retardo elíptico caracterizado por el ángulo $\sigma = 10^\circ$ , para $\varphi = 5^\circ$ a $45^\circ$ .....	18
10. Diferentes trayectorias para un ángulo azimutal $\varphi = 0^\circ$ ; la elipticidad ( $\sigma$ ) varía de $0^\circ$ a $40^\circ$ en pasos de $10^\circ$ . Cada trayectoria tiene un eigenmodo diferente dependiendo del valor del ángulo de elipticidad.....	18
11. Para este caso se ejemplifica un retardador lineal apoyándose en la esfera de Poincaré para ubicar el eigenmodo de polarización (A), $\sigma = 90^\circ$ . Todas las variables se trabajan en ángulo doble para la esfera de Poincaré.....	20
12. Arreglo utilizado para la caracterización de la birrefringencia que presenta el bobinado helicoidal.....	23
13. Trayectoria medida con el analizador de polarización Agilent 8509C para 1550 nm al variar el polarizador $360^\circ$ , es decir, al evolucionar el SOP de la señal. La esfera trabaja con ángulos dobles, por lo que a la salida hay dos círculos superpuestos.....	24
14. El medio círculo describe la evolución del SOP, el cual gira alrededor del eje de simetría. Dado que el SOP de entrada ( $\phi_{in}$ ) y el SOP de salida ( $\phi_{out}$ ) son lineales, tienen ángulos azimutales simétricos. El eje de simetría es la línea de color rojo de ángulo azimutal $2\alpha = 2\rho$ y ángulo de inclinación $2\varepsilon$ .....	25
15. Se presentan, apoyándose en la esfera de Poincaré, los eigenmodos que describen la birrefringencia del bobinado helicoidal para un barrido espectral de 1500-1600 nm, considerando que la birrefringencia del bobinado helicoidal corresponde a la de un retardador homogéneo.....	30

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
16. Trayectoria generada al girar $180^\circ$ el polarizador para una longitud de onda de 1530 nm. La trayectoria no circular se debe a la absorción que experimenta la señal a esta longitud de onda.....	32
17. Trayectoria no circular para 1534 nm debido a la absorción de la fibra a esta longitud de onda.....	33
18. Trayectoria generada por un barrido espectral de 1500-1600 nm para un SOP lineal con un ángulo azimutal de $0^\circ$ .....	34
19. Para un $SOP = 0^\circ$ y un barrido espectral de 1500-1600 nm con un corrimiento fijo aplicado para corregir la torsión de la fibra.....	36
20. Resultado de aplicar un corrimiento fijo a los ángulos azimutal y de elipticidad para un $SOP_{in}$ de $20^\circ$ (barrido espectral de 1500-1600 nm).....	37
21. $SOP_{in}$ a $40^\circ$ con corrimientos fijos aplicados a todo el barrido espectral (1500-1600 nm).....	38
22. Figura que corresponde al resultado de aplicar los corrimientos para un $SOP_{in}$ de $60^\circ$ . Nótese que la evolución del SOP para este caso deja de describir una trayectoria circular.....	38
23. $SOP_{in}$ con un ángulo azimutal de $80^\circ$ . La trayectoria forma un lazo entre los estados de polarización de salida de las señales de 1548 nm y 1570 nm.....	39

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
24. $SOP_{in}$ con un ángulo azimutal de $100^\circ$ . La trayectoria forma un lazo entre los estados de polarización de salida de las señales de 1544 nm y 1585 nm.....	39
25. Diferentes $SOP_{in}$ lineales ( $10-80^\circ$ ) afectados por la torsión inducida al momento de embobinar la fibra dopada.....	41
26. Transiciones entre dos niveles de energía: a) Emisión espontánea, b) Emisión estimulada, c) Absorción.....	44
27. Comparación del perfil de la curva asociada a las secciones transversales de emisión estimulada medidas con las calculadas a partir de las secciones transversales de absorción determinadas usando el modelo de McCumber. El espectro de absorción usado también se incluye.....	46
28. Haz incidiendo sobre la sección transversal de un átomo de erbio.....	46
29. Arreglo utilizado para medir la amplificación y el cambio en el SOP inducido por el bombeo.....	47
30. Espectro ASE. Espectro de emisión espontánea amplificada obtenido de la bobina helicoidal con una potencia de bombeo de 30 mW (bombeo de saturación) y una longitud de onda de 980 nm.....	51

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
31. Espectro de la señal de entrada para 1550 nm; a la salida del láser sintonizable se tiene una potencia de -7 dBm (0.2 mW), a la entrada del bobinado helicoidal la señal llega con una potencia de -38.052 dBm (0.15 $\mu$ W) debido principalmente a que parte del camino óptico se da por aire.....	52
32. Perfil espectral a la salida del bobinado helicoidal para 1550 nm. Como se aprecia, la potencia (-58.218 dBm, 1.5 nW) es ~100 veces menor que la de la señal de entrada (Figura 20).....	53
33. Señal de bombeo a 980 nm a una resolución de 0.01 nm, proveniente del láser de bombeo. Potencia a la salida del láser de bombeo, -8.76 dBm (132.9 $\mu$ W).....	54
34. Espectro de bombeo para un bombeo fijo de 14.77 dBm (30 mW) a una resolución de 0.5 nm; el valor pico de la señal es de 6.11 dBm (4.08 mW).....	55
35. Curvas de ganancia para señales monocromáticas entre 1526-1582 nm.....	56
36. Señal de entrada al bobinado helicoidal a 1550 nm.....	58
37. Señal de entrada a 1550 nm. Se giro la esfera para apreciar mejor el punto correspondiente al SOP.....	59
38. Señal de salida para 1550 nm. Se sigue conservando un <i>DOP</i> alto (~100%)..	60

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
39. SOP de salida a 1550 nm con un bombeo aplicado de 30 mW a 980 nm.....	61
40. SOP de entrada de la señal a 1560 nm.....	62
41. Señal de salida para 1560 nm sin bombeo aplicado.....	63
42. SOP de la señal de salida para 1560 nm con bombeo aplicado. El punto se ha convertido en una mancha. Su centroide parece coincidir con el SOP de la señal no amplificada. Se observa un decremento considerable en su <i>DOP</i> (~40%).....	64
43. SOP con y sin bombeo aplicado. Resulta evidente que el bombeo genera un cambio en el SOP de la señal.....	65
44. Estado de polarización de entrada al bobinado helicoidal para 1566 nm.....	66
45. SOP de la señal a la salida del bobinado helicoidal. Se aprecia fácilmente que el SOP está cambiando al pasar por el bobinado.....	67
46. SOP de la señal después de haber pasado por el bobinado helicoidal para un bombeo de 980 nm.....	68
47. SOP de salida con y sin bombeo aplicado. Claramente se aprecia el cambio en el SOP de la señal al aplicar el bombeo.....	69

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
48. Trayectoria descrita por la evolución del SOP de la señal linealmente polarizada a $0^\circ$ usando la técnica de barrido espectral.....	76
49. Trayectoria que describe la evolución del SOP lineal de entrada con un ángulo azimutal de $10^\circ$ , obtenida para diferentes longitudes de onda entre 1550 nm y 1600 nm .....	77
50. Para un ángulo azimutal del polarizador de entrada de $20^\circ$ , se presenta la evolución del SOP de la señal para un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	78
51. Se presenta para un SOP lineal de entrada a $30^\circ$ , la trayectoria generada a partir de un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	79
52. Trayectoria generada por la evolución del SOP para diferentes longitudes de onda entre 1500 nm y 1600 nm, con un ángulo azimutal del polarizador de entrada de $40^\circ$ . Como se aprecia las trayectorias están comenzando a girar hacia el lado derecho de la esfera.....	80
53. En esta figura se presenta la evolución del SOP de la señal de entrada para un barrido espectral de 1500-1600 nm, usando un ángulo azimutal del polarizador de entrada de $50^\circ$ .....	81
54. Para un SOP de $60^\circ$ se presenta la trayectoria que describe la evolución del SOP al usar un barrido espectral de 1500-1600 nm. En esta trayectoria los puntos que describen la evolución de SOP se encuentran detrás de la esfera.....	82

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
55. Trayectoria para un SOP = 70°. Se utilizó un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	83
56. Trayectoria que describe la evolución del SOP de la señal para 80° con un barrido de 1500-1600 nm.....	84
57. Trayectoria detrás de la esfera de Poincaré para 90° del polarizador de entrada que determina el SOP de la señal. Barrido espectral de 1500-1600 nm...	85
58. Se muestra la evolución del SOP para un ángulo azimutal de 100° con un barrido espectral de 1500-1600 nm. La trayectoria aún está detrás de la esfera de Poincaré.....	86
59. Se presenta la trayectoria generada en la esfera de Poincaré al utilizar un SOP = 110° y un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	87
60. Se presenta la evolución del SOP en la esfera de Poincaré para un ángulo azimutal del polarizador de 120°.....	88
61. Trayectoria generada por un barrido espectral de 1500-1600 nm para un SOP = 130°.....	89
62. Evolución del SOP de la señal para un barrido espectral de 1500-1600 nm y un ángulo azimutal de 140°.....	90



## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>	<b>Página</b>
63. Evolución del SOP para $150^\circ$ con un barrido espectral de 1500-1600 nm. A partir de este ángulo la trayectoria vuelve a situarse al frente de la esfera de Poincaré.....	91
64. Se presenta en la esfera de Poincaré la trayectoria generada por la evolución del SOP para un ángulo azimutal del polarizador de entrada de $160^\circ$ y un barrido helicoidal de 1500-1600 nm. Esta trayectoria está en la parte frontal de la esfera de Poincaré.....	92
65. Evolución del SOP de la señal para $170^\circ$ y un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	93
66. Figura que describe la evolución del SOP = $180^\circ$ para un barrido de 1500-1600 nm. Nótese que, como se espera, esta trayectoria es similar a la trayectoria generada para $0^\circ$ del polarizador de entrada.....	94

## LISTA DE TABLAS

*Tabla*

	<b>Página</b>
1. Matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo.....	13
2. Vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra.....	14
3. Corrimiento fijo aplicado al ángulo azimutal y de elipticidad para cada SOP (0-180°) para un barrido espectral de 1500-1600 nm.....	35

## I INTRODUCCION

En la actualidad, debido a la velocidad de transmisión y la capacidad de información, entre otras virtudes, las comunicaciones a distancia se llevan a cabo con señales ópticas, por medio de enlaces de fibra óptica. En los sistemas multiplexados en longitud de onda, en donde en una misma fibra operan varios canales (cada uno de los cuales usa luz de un color distinto), un muy buen aliado para regenerar la señal de información es el *amplificador de fibra dopada con erbio* (EDFA, por sus siglas en inglés). Estos dispositivos amplifican en paralelo canales multiplexados en longitud de onda. Sin embargo, cada señal óptica (casi monocromática) presenta un estado de polarización definido y los EDFAs son sensibles a él.

Los amplificadores de fibra óptica presentan una sobre-amplificación (PDG, *ganancia dependiente de la polarización*) del ruido con una polarización ortogonal a la de la señal de información. Este ruido, generado por la emisión espontánea amplificada en cada amplificador no es de gran magnitud si se considera un solo amplificador; sin embargo, el efecto conjunto deteriora el funcionamiento de un enlace de comunicación de larga distancia [M.G. Taylor, 1993; E. J. Creer *et al.*, 1994; V. J. Mazurczyk y J. L. Zyskind, 1994; F. Bruyère, 1995].

El origen físico de este deterioro asociado al estado de polarización de la señal, se supone que se debe a la *fusión de agujeros de polarización* (PHB, por sus siglas en inglés). Este modelo explica la ganancia dependiente de la polarización atribuyéndola a una desexcitación selectiva de los iones de erbio, que depende del *estado de polarización* de la señal (SOP, por sus siglas en inglés). En este modelo se supone además, que en la fibra, la orientación de los iones de erbio es azarosa y que debido a que el medio anfitrión es amorfo, la birrefringencia de la fibra varía de forma azarosa. En cada tramo diferencial de fibra, los iones excitados sensibles a un cierto estado de polarización de la señal, son los que preferentemente contribuyen a su amplificación. En presencia de una señal de saturación, la luz con la misma longitud de onda pero con un estado de polarización ortogonal al de la señal (parte del ruido) tiene acceso a una población de iones excitados para los que la ganancia no está saturada, por lo que el ruido se amplifica más que la señal [P. Wysocki y V. Mazurczyk, 1996]. Para evitar este deterioro en el desempeño de un sistema amplificado de larga distancia, se recomienda despolarizar el bombeo y/o la señal a la

entrada del amplificador como la opción más viable [M.G. Taylor, 1994; F. Bruyere *et al.*, 1994; Hok Yong Pua *et al.*, 2000; F.G. Sun *et al.*, 2004; J. Liu *et al.*, 2006].

Por otra parte, existen otros dispositivos (láseres, fuentes incoherentes, sensores) que se construyen con fibras monomodo dopadas con erbio, cuyo funcionamiento depende del SOP de la luz que viaja por la fibra. Su operación, presenta por tanto un deterioro que depende de la polarización. Para evitar esta dependencia, además de despolarizar la señal [Ilyong Yoon *et al.*, 2006; P.Wang *et al.*, 2007], la alternativa ha sido el usar controladores de polarización diseñados específicamente para el tipo de sistema en el que van a operar. Los controladores pasivos propuestos inicialmente, basados en la aplicación de deformaciones mecánicas [H.C. Lefevre, 1980] han sido sustituidos por controladores activos. Estos dispositivos deben tener estructuras adecuadas para adaptarse a un sistema de fibra y un control activo de la polarización, que considere el cambio del estado de polarización de la señal de entrada a lo largo del tiempo [Y. Kidoh *et al.*, 1981]. Para ello se han desarrollado diversos tipos de controladores [G.R. Walker *et al.*, 1988; H. Shimizu *et al.*, 1991; J. Prat *et al.*, 1995; E.R. Lyons *et al.*, 2002; K. Hirabayashi *et al.*, 2003; K. Hirabayashi *et al.*, 2005; O. Tarasenko *et al.*, 2005] cuya aplicación es cada vez más amplia.

Una alternativa más consiste es minimizar, o de ser posible, cancelar la birrefringencia de los dispositivos de fibra óptica. Para ello es necesario controlar la birrefringencia de la fibra monomodo dopada con erbio usada para construirlos. Algunos trabajos realizados en el CICESE indican que es posible controlar la polarización de la señal por medio de un bobinado helicoidal. Esto es posible cuando la birrefringencia determina los modos de polarización de la señal.

Se ha comprobado que incluso puede cancelarse la birrefringencia residual de una fibra estándar de comunicaciones con un segundo bobinado (embobinado de manera contraria al primer bobinado helicoidal [L.I. Fernández Farfán y D. Tentori, 2005]). En el caso de una fibra dopada con erbio esto permitiría tener la misma polarización que a la entrada del amplificador, lo cual es deseable para incorporarlo a sensores polarimétricos o interferométricos de fibra óptica.

Sin embargo, dentro del trabajo reciente realizado en el CICESE, hay resultados preliminares que indican que es posible que la presencia de una señal de bombeo polarizada modifique el SOP de la señal de información dentro de la banda de amplificación [A. Hernández

Calvario y D. Tentori, 2006]. Por tanto, es necesario verificar, en un experimento mejor controlado, si se presenta este efecto y en su caso, determinar el rango espectral en el que se da.

Cabe señalar que la birrefringencia residual es debida a procesos de fabricación que no pueden ser evitados. La birrefringencia extrínseca se da, en este caso, al aplicar un arqueamiento y una torsión, al embobinar la fibra.

Se ha desarrollado en el CICESE una técnica polarimétrica que permite determinar si la birrefringencia de la muestra corresponde a la de un retardador homogéneo e identificar el tipo de retardo presente [F. Treviño *et al.*, 2005]. Además, es posible caracterizar la birrefringencia de la fibra usando otro método polarimétrico también desarrollado en el CICESE [D. Tentori *et al.*, 2007]. Ambas técnicas han sido automatizadas, para preservar la alineación del arreglo óptico y por tanto la exactitud de medida [A. Gutiérrez Beltrán, 2007]. En este trabajo esta metodología se aplica para determinar si el bobinado utilizado para amplificar la señal exhibe una birrefringencia uniforme. Además, analizando el estado de polarización de salida sin bombeo y con bombeo se evalúa si la presencia de un bombeo polarizado modifica el estado de polarización de la señal amplificada.

### **I.1 Objetivo**

Investigar la influencia, en el estado de polarización de una señal monocromática amplificada, de la birrefringencia de la fibra dopada con erbio y del uso de un bombeo polarizado.

## Capítulo II. Medida de la birrefringencia

### II.1. Birrefringencia lineal y circular (quiralidad)

Para entender que es la birrefringencia es conveniente saber de donde proviene, que es lo que la produce; para ello se menciona primero que es la isotropía y la anisotropía. Un material isótropo tiene la propiedad de dejar pasar la luz con la misma velocidad sin importar la orientación en la que incida (Figura 1a). Un material anisótropo presenta un índice de refracción diferente (Figura 1b) dependiendo de la orientación de incidencia de la luz. Algunos cristales son birrefringentes, es decir, presentan doble refracción.

La birrefringencia corresponde a los modos propios de polarización (lineales, circulares o elípticos).

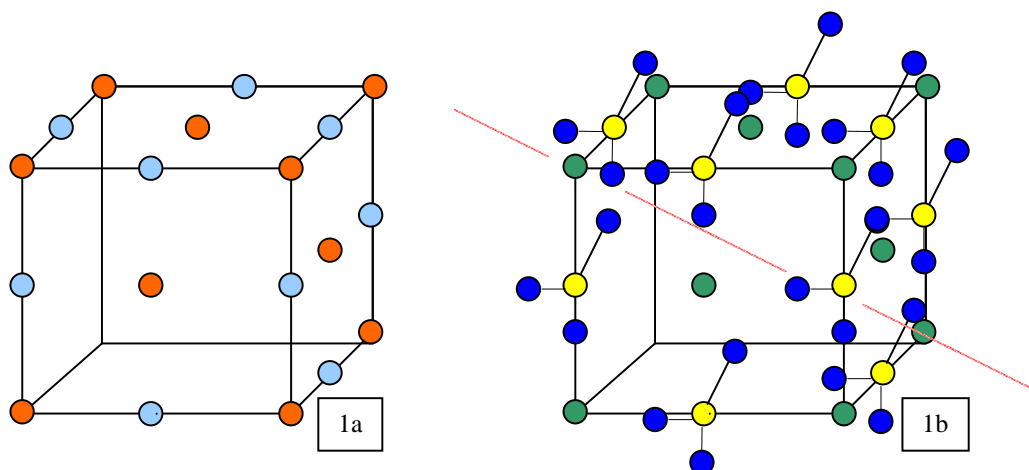


Figura 1. Representación de una molécula isótropa (1a) y una molécula anisótropa (1b).

### II.2. Birrefringencia lineal

En los cristales anisótropos que presentan doble refracción, la luz se refracta en dos haces que avanzan por el cristal a velocidades diferentes. Si el haz de luz que incide sobre el cristal es no polarizado, el cristal lo separa en dos haces con polarizaciones, direcciones de propagación y velocidades diferentes. El haz o componente que viaja en la dirección del eje óptico es llamado rayo ordinario; el índice asociado a esta dirección es el índice de refracción ordinario ( $n_o$ ). Al haz cuyo SOP forma un ángulo recto con respecto al del ordinario se le denomina rayo extraordinario y de forma análoga el índice asociado a este rayo es el índice extraordinario ( $n_e$ ). A la propiedad

de estos cristales de presentar doble índice de refracción se le conoce como birrefringencia y su magnitud está dada por la diferencia entre los índices de refracción,  $\Delta n = n_e - n_o$ .

### II.3. Birrefringencia circular (quiralidad)

La quiralidad es la propiedad de ciertas moléculas de poder existir bajo dos formas que son imágenes especulares una de la otra; es decir, una es la imagen de espejo de la otra (Figura 2).

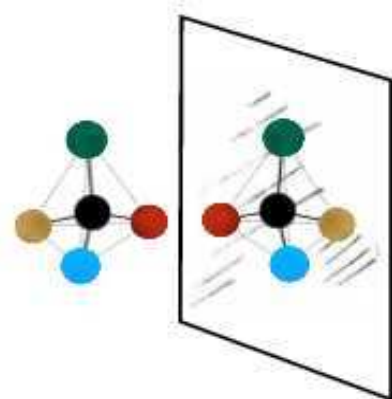


Figura 2. Ejemplo de moléculas quirales. Una es la imagen de espejo de la otra.

Dicha propiedad hace que estos medios posean actividad óptica; en otras palabras, pueden girar el plano en el que vibra la luz polarizada. Dependiendo del medio o molécula, pueden girar el plano de polarización a la derecha o a la izquierda. El valor del índice de refracción depende de la dirección de giro, para denotar el índice de refracción de la polarización circular izquierda, se usa  $n_L$ ; para la polarización circular derecha,  $n_R$ . La magnitud de la birrefringencia circular está dada por:  $\Delta n = n_L - n_R$ .

### II.4. Esfera de Poincaré

Aunque en una fibra óptica la birrefringencia residual se genera durante su fabricación; en general no se mantiene fija, ya que perturbaciones externas como: campos eléctricos, magnéticos, ondas acústicas, cambios de presión, arqueamientos y torceduras, entre otros, la modifican.

La birrefringencia se evalúa midiendo el retardo inducido por el material, entre los modos de polarización de la luz. En este trabajo, el medio anisótropo que induce dicho retardo es una fibra dopada con erbio. El retardo influye en el cambio del SOP de la luz al transitar por dicho

medio birrefringente. Para poder medir el cambio que induce un medio birrefringente en el SOP de la señal de luz se utiliza en este trabajo la esfera de Poincaré (Figura 3a y Figura 4).

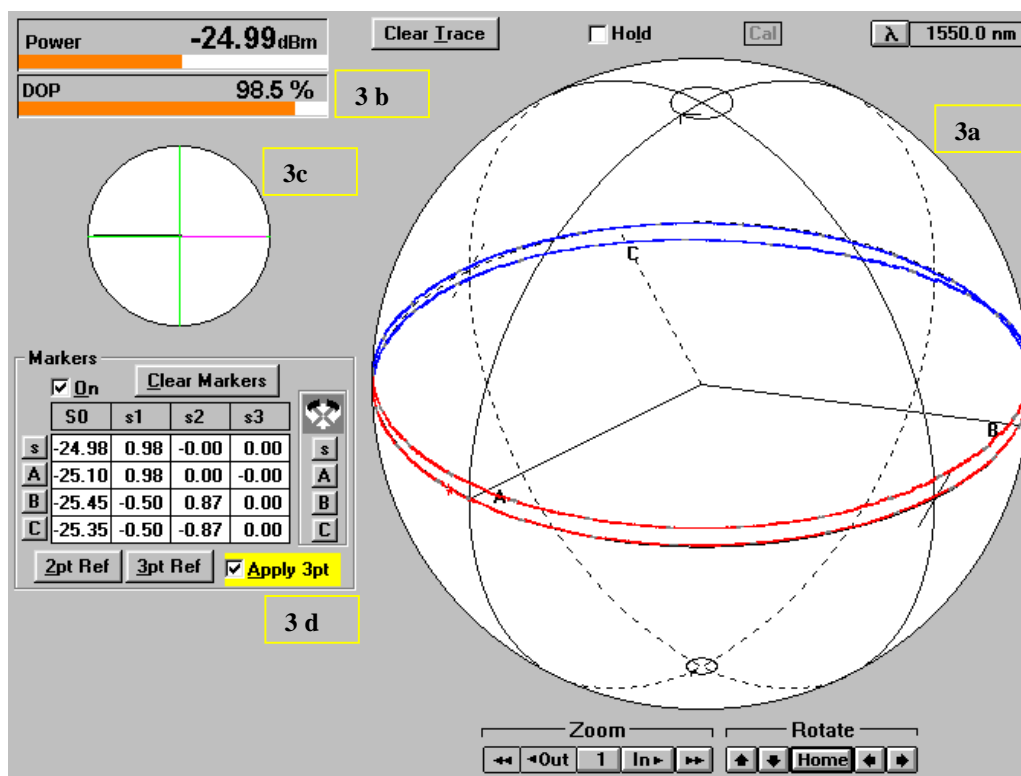


Fig. 3. Representación gráfica de la esfera de Poincaré, así como otros parámetros importantes, desplegada por el analizador de Polarización Agilent 8509C.

La ventaja de trabajar con la esfera de Poincaré es que es un método de medición gráfico, que permite ver directamente el comportamiento del SOP al pasar por la fibra. En la esfera, el SOP se despliega como un punto. Si el punto se encuentra en el ecuador de la esfera, se tiene un SOP lineal; si el punto en cambio se encuentra situado en los polos, se tiene un SOP circular; para cualquier otro punto sobre la superficie de la esfera, el SOP de la señal es elíptico.

El instrumento de medición utilizado en este trabajo, Agilent 8509C, no sólo permite determinar el estado de polarización de la señal ubicándolo sobre la esfera de Poincaré (Figura 3a); sino que además es posible medir otros parámetros importantes de la señal como son: el grado de polarización de la señal (*DOP*, Figura 3b), la potencia de la señal (Figura 3b) que está llegando al detector del analizador de polarización, la elipse de polarización en 2-D (Figura 3c) así como los parámetros de Stokes (Figura 3d).



## II.5. Marco de referencia (analyzer de polarización)

Para medir de manera correcta el SOP de la señal es necesario establecer un marco de referencia, que debe ser el mismo a la entrada y a la salida de la fibra. Por ello, se crea un marco de referencia en el analyzer de polarización Agilent 8509C, antes de medir el SOP de la señal. Es necesario definir el marco de referencia cada vez que se enciende el instrumento o cuando se cambia la longitud de onda de la señal. Dicho marco de referencia se genera con una señal que se propaga por aire entre el acoplador 1 y el acoplador 4 (Figura 5), entre los que no hay ningún componente óptico que modifique el SOP. De esta manera se le “enseña” al instrumento qué señales corresponden a tres estados de polarización lineales. Con esta información el instrumento genera 3 marcas o puntos de referencia. Una vez realizado este paso, el instrumento está programado para ubicar esas 3 marcas dentro del ecuador sobre el cual se encuentran los SOP lineales. Puede notarse que al hacer que la señal se propague por aire entre los acopladores 1 y 4, estamos generando un mismo marco de referencia para la señal de entrada y la señal de salida. Una vez hecho esto se tiene la seguridad de que los cambios medidos entre los SOP de entrada y salida han sido determinados de forma correcta.

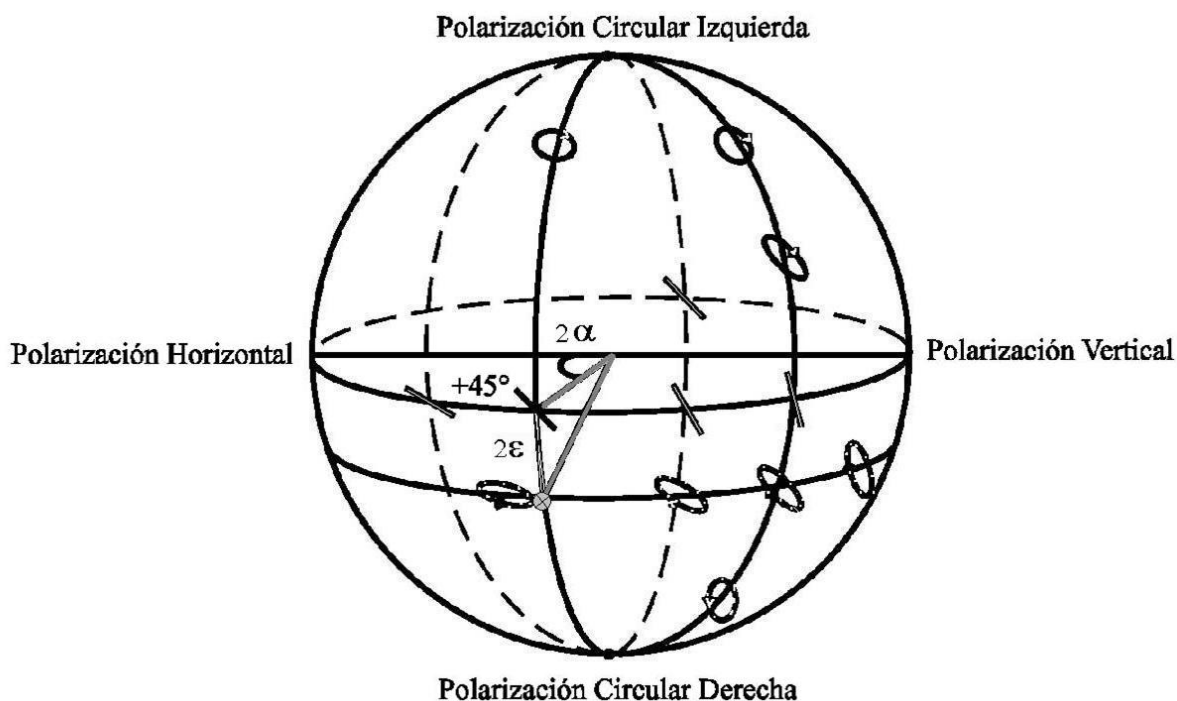


Figura 4. Representación en la esfera de Poincaré de los diferentes estados de polarización, polarización lineal (ecuador), polarización circular (polos) y polarización elíptica (cualquier otro punto).

Para generar el marco de referencia se usan estados de polarización lineales, separados entre sí  $60^\circ$  sobre el ecuador de la esfera de Poincaré. Como se ilustra en la (Figura 3a), como resultado de estas acciones se despliegan tres líneas que parten del centro hacia los extremos, las cuales están igualmente espaciadas en la esfera. Esto se logra en el laboratorio girando un polarizador lineal  $30^\circ$  entre cada marca. Se gira sólo  $30^\circ$  en vez de  $60^\circ$  debido a que la esfera trabaja con ángulos dobles.

Los puntos en la esfera de Poincaré pueden representarse utilizando coordenadas esféricas: ángulo azimutal  $2\alpha$  y ángulo de elipticidad  $2\varepsilon$ ; o bien, coordenadas cartesianas (parámetros de Stokes). Aunque al usar el formalismo de Mueller se trabaja exclusivamente con una representación basada en parámetros de Stokes, la descripción angular también es importante. Por lo general se describe el tipo de retardo que corresponde a la birrefringencia residual de una fibra monomodo no centrifugada en términos de los ángulos de elipticidad y azimutal de sus eigenmodos.

Dentro del gráfico desplegado por el analizador de polarización, la parte titulada como “Markers” (Figura 3d) también es importante para crear el marco de referencia pues ahí es donde se selecciona el punto de referencia que se crea, y se indican sus parámetros de Stokes.

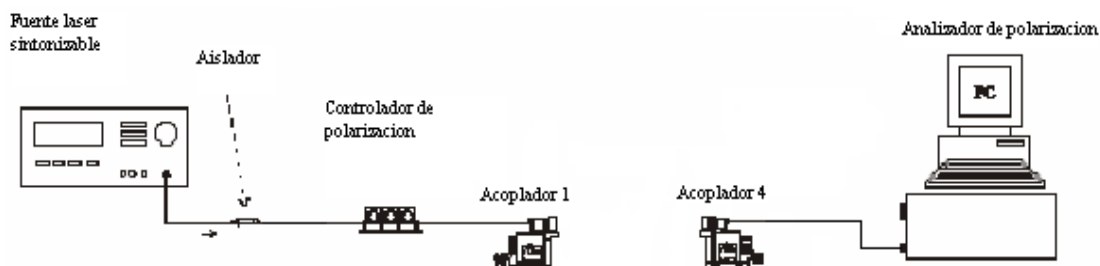


Figura 5. Arreglo utilizado para crear el marco de referencia en la esfera de Poincaré con el analizador de polarización Agilent 8509C.

## Capítulo III. Descripción de la Birrefringencia de una Fibra Monomodo

III.1 Representación del estado de polarización en la esfera de Poincaré

### III.1.1 Vectores de Stokes

En la óptica de polarización clásica se describe al SOP de la luz considerando que se trabaja con una onda plana. Cuando la onda de luz está completamente polarizada, esta descripción puede realizarse usando vectores de Jones o la representación trigonométrica. Esta última se basa en el uso de la trayectoria descrita por la punta del vector de campo eléctrico sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda plana. En el caso más general, la curva descrita es una elipse. Esta se define en términos del ángulo de elipticidad y del ángulo azimutal del eje mayor de la elipse con respecto al eje  $x$  del sistema de referencia. Cuando la onda de luz está parcialmente polarizada; i.e. parte de la señal está polarizada y otra parte despolarizada, se representa usando vectores de Stokes,

$$S = [S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^t \text{ (donde la } t \text{ indica trasposición).}$$

El vector de Stokes se crea a partir de las componentes del campo eléctrico ( $E_{0x}$  y  $E_{0y}$ ) de la señal y del desfase  $\phi$ , entre dichas componentes

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \quad (1.a)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \quad (1.b)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi, \quad (1.c)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi, \quad (1.d)$$

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

donde,  $S_0$  representa la intensidad total de la luz, la cual está normalizada ( $S_0 = I = 1$ );  $S_1$  representa la tendencia hacia una polarización lineal horizontal ( $S_1 = 1$ ), vertical ( $S_1 = -1$ );  $S_2$  representa la tendencia hacia una polarización lineal a  $\pm 45^\circ$ ;  $S_3$  representa la tendencia hacia polarizaciones circulares a derechas o a izquierdas.

Otro parámetro útil para describir a la luz parcialmente polarizada es el grado de polarización ( $DOP$ ), el cual se define de la siguiente forma,

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 < DOP < 1. \quad (3)$$

Los vectores de Stokes para los SOP principales se presentan a continuación,

$$\text{Luz no polarizada} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.a)$$

$$\text{Polarización horizontal} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.b)$$

$$\text{Polarización vertical} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.c)$$

$$\text{Polarización lineal a } +45^\circ \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.d)$$

$$\text{Polarización lineal a } -45^\circ \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.e)$$

$$\text{Polarización circular derecha} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (4.f)$$

$$\text{Polarización circular izquierda} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad (4.g)$$

### III.1.2 Estado de Polarización representado en la esfera de Poincaré

Para representar el SOP de la luz en la esfera de Poincaré mediante los parámetros de Stokes ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ), los tres últimos elementos se toman como coordenadas cartesianas; mientras que  $S_0$  representa el radio de la esfera, por lo que se trabaja con una esfera unitaria. Una forma alternativa de representar un SOP en la esfera de Poincaré es mediante los parámetros de la elipse de polarización, específicamente, el ángulo azimutal y el de elipticidad; i.e. usando coordenadas esféricas y ángulos dobles,

$$\tan(2\alpha) = \frac{S_2}{S_1}, \quad (5)$$

$$\text{sen}(2\varepsilon) = \frac{S_3}{S_0}. \quad (6)$$

Los parámetros de Stokes pueden relacionarse también con el ángulo de elipticidad  $\varepsilon$  y el ángulo azimutal  $\alpha$  usando las siguientes ecuaciones,

$$S_1 = \cos(2\varepsilon)\cos(2\alpha), \quad (7)$$

$$S_2 = \cos(2\varepsilon)\text{sen}(2\alpha), \quad (8)$$

$$S_3 = \text{sen}(2\varepsilon). \quad (9)$$

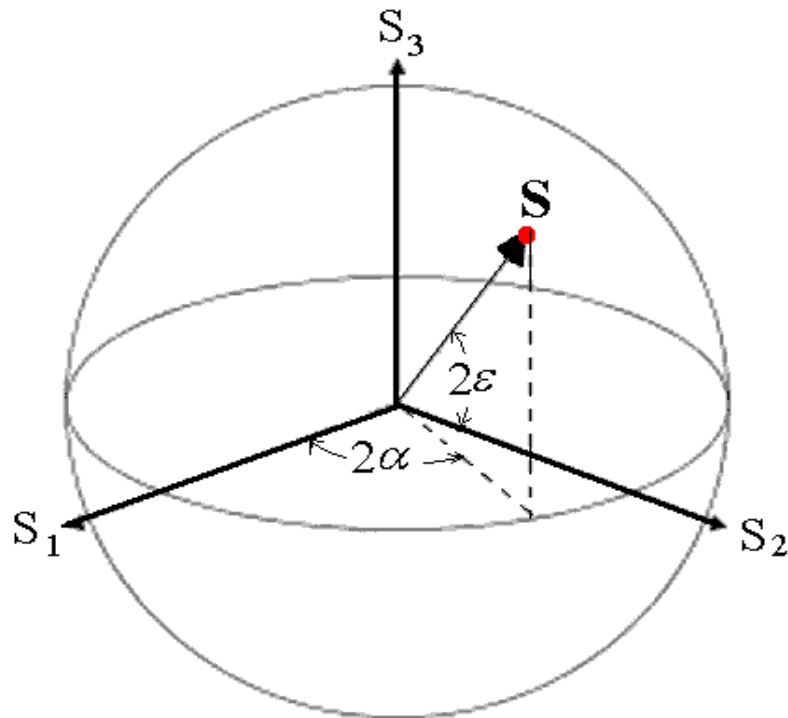


Figura 6. Esfera de Poincaré en la que se representa un estado de polarización ( $\mathbf{S}$ ) en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ) y en coordenadas esféricas por medio de los ángulos azimutal ( $\alpha$ ) y de elipticidad ( $\epsilon$ ).

### III.2 Matrices de Mueller, Retardadores.

Cuando el SOP de la luz se expresa en términos de parámetros de Stokes, el efecto que un medio birrefringente tiene sobre el campo eléctrico está dado por las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}
 S_0' &= m_{00}S_0 + m_{01}S_1 + m_{02}S_2 + m_{03}S_3 \\
 S_1' &= m_{10}S_0 + m_{11}S_1 + m_{12}S_2 + m_{13}S_3 \\
 S_2' &= m_{20}S_0 + m_{21}S_1 + m_{22}S_2 + m_{23}S_3 \\
 S_3' &= m_{30}S_0 + m_{31}S_1 + m_{32}S_2 + m_{33}S_3
 \end{aligned} \tag{10}$$

las cuales se escriben en términos de matrices como:

$$\mathbf{S}_{out} = \begin{bmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{01} & m_{02} & m_{03} & m_{04} \\ m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}, \tag{11}$$

o bien como:

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{M} \mathbf{S}_{in}. \quad (12)$$

Tabla 1. Matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo	
Retardador lineal con ángulo azimutal cero; con un retardo lineal $\gamma$	$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \gamma & \sin \gamma \\ 0 & 0 & -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (13)$
Retardador circular (derecho e izquierdo); con un retardo circular $\theta$	$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \pm \sin \theta & 0 \\ 0 & \mp \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (14)$
Retardador elíptico con ángulo azimutal cero, ángulo de elipticidad $\sigma$ y el retardo total $\delta$	$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta & -\cos \sigma \sin 2\delta & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \\ 0 & \cos \sigma \sin 2\delta & \cos 2\delta & \sin \sigma \sin 2\delta \\ 0 & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta & -\sin \sigma \sin 2\delta & 1 - 2 \sin^2 \sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix}. \quad (15)$

Al realizar la operación indicada en la Ecuación 11 usando las matrices de la Tabla 1, para birrefringencias lineal, circular o elíptica, se obtiene el vector de Stokes de salida  $\mathbf{S}_{out}$ . Las relaciones que describen al vector de Stokes de salida para cada retardador se dan en la Tabla 2. Estas relaciones se utilizan en la siguiente sección para determinar el tipo de trayectoria que describe el estado de polarización de la luz, sobre la esfera de Poincaré, al propagarse a lo largo de un medio con retardo homogéneo. Las trayectorias presentan un comportamiento que depende de la anisotropía de la muestra, por lo que permiten identificar su birrefringencia.

Tabla 2. Vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra

Retardador lineal

$$\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ \cos \gamma \sin 2\varphi \\ -\sin \gamma \sin 2\varphi \end{pmatrix}, \quad (16)$$

donde  $\varphi$  es el ángulo azimutal y  $\gamma$  es el ángulo de retardo.

Retardador circular (derecho e izquierdo)

$$\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\varphi \mp \theta) \\ \sin(2\varphi \mp \theta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

donde  $\theta$  es el retardo total.

Retardador elíptico

$$\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi(1 - 2\sin^2 2\sigma \sin^2 \delta) - \sin 2\varphi \sin 2\sigma \sin 2\delta \\ \cos 2\varphi \sin 2\sigma \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ -\cos 2\varphi \sin 4\sigma \sin^2 \delta - \sin 2\varphi \cos 2\sigma \sin 2\delta \end{pmatrix}, \quad (18)$$

donde  $\sigma$  es el ángulo de elipticidad y  $\delta$  es el retardo total.

### III.3 Trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización de la señal.

Si la fibra se comporta como un medio anisótropo homogéneo, libre de absorción, el vector de Stokes de salida es el resultado de la multiplicación de un vector de Stokes de entrada, que representa la señal de entrada, por la matriz de un medio birrefringente, que representa al medio retardador (Ecs. 10-12). De acuerdo con las expresiones calculadas para los vectores de Stokes de salida (Ecs. 16-18), conforme la luz se propaga a lo largo de la fibra, el SOP cambia. El cambio depende de la birrefringencia de la muestra, de su



orientación y del estado de polarización de la señal de entrada. Para entender este comportamiento se analiza el desfase (ángulo de retardo) entre sus modos propios de polarización, el cual está dado por:

$$\delta = \frac{2\pi \cdot l}{\lambda} \Delta n, \quad (19)$$

donde  $l$  es la longitud de fibra que ha atravesado la señal,  $\lambda$  la longitud de onda de la señal y  $\Delta n$  es la birrefringencia de la fibra (diferencia entre los índices de refracción de los eigenmodos de polarización).

Para facilitar la identificación de la birrefringencia (residual o inducida) de una fibra, en este trabajo se hace uso de las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización de la señal. Como puede verse en la Ecuación 19, esta evolución puede analizarse variando la longitud  $l$  de la fibra o, como regularmente se hace en la práctica, para evitar la destrucción de la muestra, variando la longitud de onda. Cabe recordar que en este caso se supone que la dispersión de la birrefringencia es despreciable ( $\Delta n$  no depende de  $\lambda$ , o bien que su cambio es pequeño en la banda espectral de trabajo). A continuación se analiza gráficamente este comportamiento sobre la esfera de Poincaré, para cada vector de Stokes de salida [Treviño et al., 2005].

### III.3.1 Retardador Lineal

El desfase entre los eigenmodos de polarización, denotado como  $\gamma$  en este caso, cambia al variar la longitud de la fibra. Podemos notar en la Ecuación 16 que dicho desfase sólo afecta las componentes  $S_2$  y  $S_3$  y que  $S_2^2 + S_3^2 = \sin^2 2\varphi$ . Se obtienen por tanto trayectorias circulares de radio  $|\sin 2\varphi|$ . El radio máximo es unitario; en ese caso corresponde a un círculo mayor, ya que la esfera tiene radio unitario. La posición de estas trayectorias circulares depende del valor del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada. Para la relación calculada estos círculos son perpendiculares al eje  $S_1$ , debido a que la matriz de la Ecuación 13 describe a un medio anisótropo lineal con su eje de birrefringencia rápido alineado con el eje  $x$  del sistema de referencia.

En la Figura 7 se muestran las trayectorias calculadas para el vector de Stokes de salida (Ecuación 16), de una señal lineal de entrada que se ha propagado a través de un

retardador lineal de ángulo azimutal cero. En la Figura 7a se presentan señales de entrada con diferentes ángulos azimutales ( $\varphi$ ) que van de  $5^\circ$  a  $45^\circ$ , con pasos de  $10^\circ$ . Se puede apreciar que cuando  $\varphi = \pm 45^\circ$  la trayectoria circular corresponde a un círculo mayor y que la trayectoria circular de menor radio se obtiene para  $\varphi = 0^\circ$  ó  $\pm 90^\circ$ . El radio menor es igual a cero; es decir, la evolución está descrita por un solo un punto sobre la esfera de Poincaré. Los dos casos que satisfacen esta condición corresponden a los modos propios (eigenmodos) de polarización. En la Figura 7 puede verse que los eigenmodos que describen a este retardador lineal son estados de polarización lineales; específicamente los definidos por las Ecuaciones 4.b y 4.c.

En la Figura 7b se presentan las trayectorias calculadas para señales de entrada con ángulos azimutales que van de  $\varphi = 55^\circ$  a  $85^\circ$ , en pasos de  $10^\circ$ . En ambos casos se observa que todas las trayectorias circulares están centradas alrededor del mismo eje de simetría, una línea recta que interseca a la esfera de Poincaré en los puntos que corresponden a los eigenmodos del retardador; los cuales para un retardador lineal se sitúan sobre el ecuador.

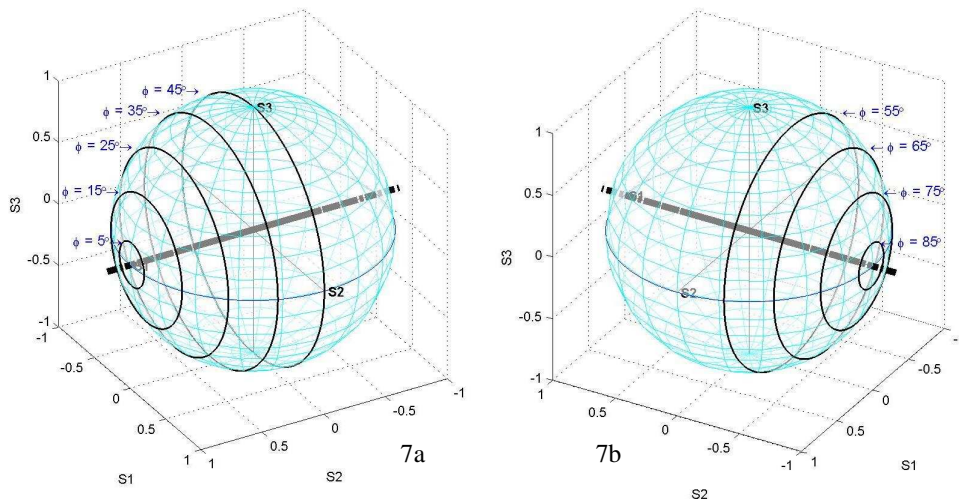


Figura 7. Trayectorias descritas por el estado de polarización de la luz al propagarse por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a la evolución de una señal de entrada linealmente polarizada, con un ángulo azimutal diferente. (7a)  $\varphi = 5^\circ$  a  $45^\circ$ ; (7b)  $\varphi = 55^\circ$  a  $85^\circ$ . Los eigenmodos se localizan sobre el ecuador.

### III.3.2 Retardador circular

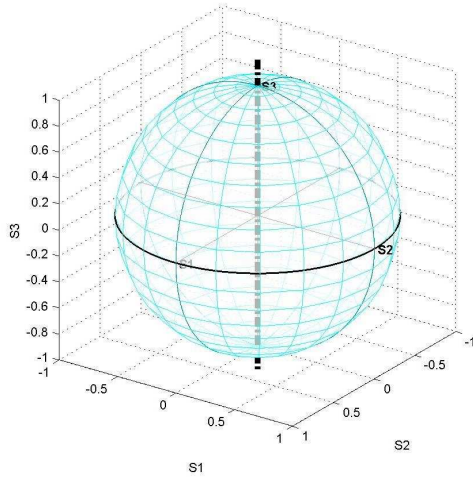


Figura 8. Trayectoria que describe el vector de Stokes de una señal de entrada linealmente polarizada conforme se propaga a través de un retardador circular. El círculo será el mismo sin importar el valor del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada. Los eigenmodos se localizan en los polos.

Para un retardador circular (Figura 8) y una señal de entrada linealmente polarizada, el retardo experimentado por las componentes de la señal a lo largo de la fibra está representado por  $\theta$ . La Ecuación 17 nos indica que el valor del ángulo azimutal ( $\varphi$ ) de la señal no interviene en el comportamiento de la trayectoria. Para cualquier valor de  $\varphi$  el resultado será un círculo situado sobre el ecuador, pues la curva se describe sobre los ejes  $S_1$  y  $S_2$ . Resulta evidente que se trata de un círculo mayor; i.e., un círculo de radio unitario. En este caso el eje de simetría cruza por los polos de la esfera, que corresponden a los estados de polarización circular derecho (Ecuación 4.f) y circular izquierdo (Ecuación 4.g).

### III.3.3 Retardador elíptico

Este tipo de retardador es particularmente importante para este trabajo, ya que la fibra dopada con erbio se comporta como un retardador de este tipo.

Al igual que en los casos de los retardadores lineal y circular, al viajar a lo largo de la fibra, el retardo  $\delta$  entre los eigenmodos de polarización describe trayectorias circulares. Dado que en la Ecuación 18 los parámetros de Stokes  $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$  dependen de  $\delta$ , para facilitar el análisis es necesario reorientar el sistema de coordenadas. Introduciendo un giro  $(\pi/2+\sigma)$  sobre el eje  $S_2$ , el vector de Stokes toma la siguiente forma:

$$\mathbf{S}'_{out} = \begin{pmatrix} \cos 2\varphi \cos 2\omega \\ \cos 2\varphi \sin 2\omega \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ \cos 2\varphi \sin 2\omega \cos 2\delta - \sin 2\varphi \sin 2\delta \end{pmatrix}. \quad (20)$$

En la expresión de la Ecuación 20 el desfase sólo afecta a las componentes  $S_2'$  y  $S_3'$ . En este caso  $S_2'^2 + S_3'^2 = r^2$ ; donde  $r^2$  no depende del retardo  $\delta$ , por lo que las trayectorias son circulares.

Además, puede verificarse que el radio de dichas trayectorias satisface:

$$r = \sqrt{\cos^2 2\varphi \sin^2 2\sigma + \sin^2 2\varphi}. \quad (21)$$

La Ecuación 21 indica que el radio depende sólo del valor del ángulo azimutal  $\varphi$ , puesto que el ángulo  $\sigma$  es un parámetro constante en la fibra, asociado a la elipticidad de su birrefringencia. El radio mínimo se obtiene para el SOP lineal horizontal ( $\varphi = 0^\circ$ ) y el radio máximo para  $\varphi = \pm 45^\circ$ .

El resultado obtenido al calcular la evolución del estado de polarización de una señal lineal de entrada para una muestra con un ángulo de elipticidad  $\sigma$  de  $10^\circ$  se presenta en la Figura 9. Se muestran las trayectorias obtenidas para diferentes ángulos azimutales ( $\varphi$ ) del SOP de la señal de entrada ( $5^\circ$  a  $45^\circ$ ).

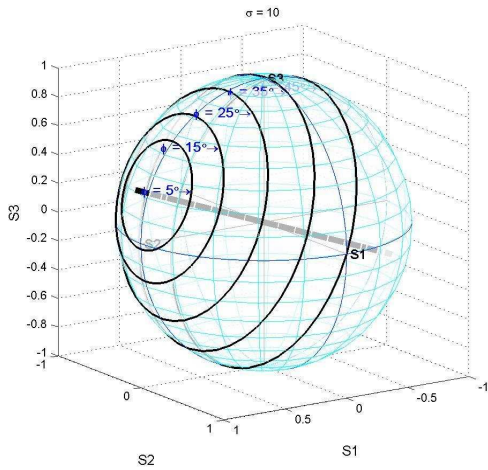


Figura 9. Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada que se propaga por una fibra con un retardo elíptico caracterizado por el ángulo  $\sigma = 10^\circ$ , para  $\varphi = 5^\circ$  a  $45^\circ$ .

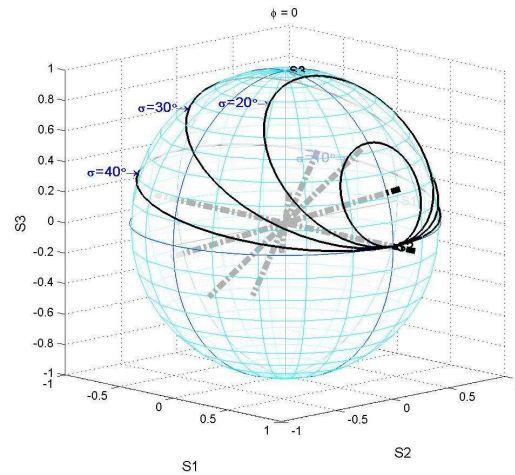


Figura 10. Diferentes trayectorias para un ángulo azimutal  $\varphi = 0^\circ$ ; la elipticidad ( $\sigma$ ) varía de  $0^\circ$  a  $40^\circ$  en pasos de  $10^\circ$ . Cada trayectoria tiene un eigenmodo diferente dependiendo del valor del ángulo de elipticidad.

Las trayectorias cambian su posición en la esfera dependiendo del valor del ángulo azimutal ( $\varphi$ ) del  $SOP_{in}$ ; pero todas presentan simetría de revolución alrededor del mismo eje, que intersecta a la esfera en los puntos que corresponden a los modos propios de polarización. La posición de los eigenmodos depende, a través del ángulo  $\sigma$ , de la elipticidad de la anisotropía de la muestra (Figura 10) y a través del ángulo azimutal, de la orientación de la muestra con respecto al sistema de referencia. Ya que en este caso el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia está alineado con el eje  $x$  del sistema de referencia, los eigenmodos corresponden a los casos para los que  $\varphi = 0^\circ$  ó  $\pm 90^\circ$ .

### III.4 Uso de las propiedades geométricas de las trayectorias y de la esfera de Poincaré para determinar el ángulo azimutal y de elipticidad del eigenmodo de polarización

Dentro del análisis que se realizó en la sección anterior, se vio que para una muestra cuya anisotropía corresponde a la de un retardador homogéneo, la evolución del SOP de una señal de entrada, describe sobre la esfera de Poincaré una trayectoria circular. En cualquier retardador, estas trayectorias comparten un eje de simetría común. Y se puede caracterizar la birrefringencia del medio a través de sus eigenmodos de polarización; que corresponden a las intersecciones del eje de simetría con la esfera de Poincaré. En esta sección se describe como ubicar y calcular los eigenmodos de polarización haciendo uso de las propiedades geométricas de las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré.

#### III.4.1 Localización del eigenmodo que describe al retardador y evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré

Los eigenmodos o modos propios de polarización, son dos estados de polarización, ortogonales entre sí, que no cambian al propagarse a través del medio anisótropo. Se ubican en la esfera de Poincaré mediante coordenadas esféricas (Figura 11); en este caso, coordenadas de ángulo doble, como son el ángulo azimutal ( $2\rho$ ) y el ángulo de elipticidad ( $2\varepsilon$ ). El ángulo azimutal  $\rho$  se refiere al ángulo que forma el eje rápido del retardador con el sistema de laboratorio; el doble del ángulo de elipticidad  $2\varepsilon$ , describe la inclinación existente entre el eje de simetría de las trayectorias descritas por la evolución del SOP y el ecuador de la esfera de Poincaré.

El arco que se ilustra en la Figura 11, es una sección del círculo que se forma cuando el SOP evoluciona sobre la esfera de Poincaré, el cual es debido al desfase entre las componentes  $x$  y  $y$ , que describen el campo eléctrico de la señal de entrada, inducido por la anisotropía del medio (la birrefringencia puede ser lineal, circular o elíptica) y se denota en ángulo doble como  $2\delta$ .

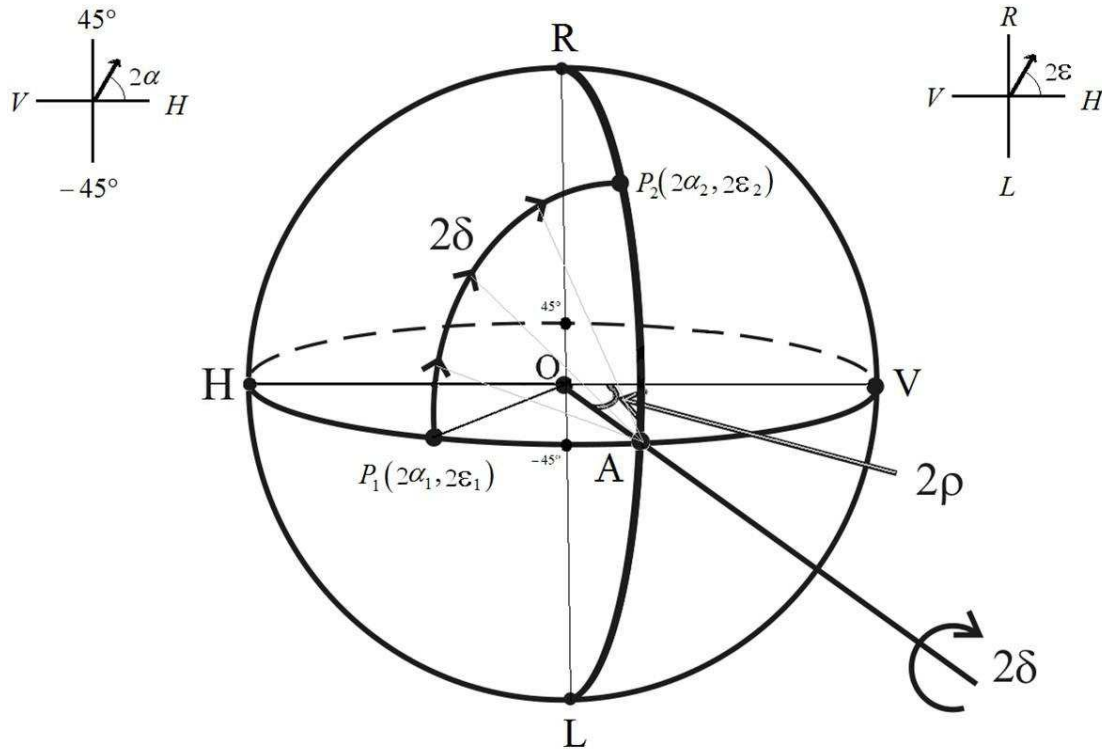


Figura 11. Para este caso se ejemplifica un retardador lineal apoyándose en la esfera de Poincaré para ubicar el eigenmodo de polarización (A),  $\sigma = 90^\circ$ . Todas las variables se trabajan en ángulo doble para la esfera de Poincaré.

Haciendo uso de la geometría de la esfera de Poincaré, el retardo elíptico se descompone como una suma de una componente de retardo lineal y otra de retardo circular:

$$\delta = \sqrt{(\delta_l/2)^2 + (\tau + \delta_c/2)^2}, \quad (22)$$

ya que el retardo lineal  $(\delta_l/2)$  y el retardo circular  $(\tau + \delta_c/2)$  son ortogonales entre sí (Figura 7 y Figura 8). En esta descripción usualmente se incluye la torsión  $\tau$  del eje óptico de la fibra como parte de la componente circular [Tsao, 1992; Ross, 1984; Jones, 1948].

La ortogonalidad entre los retardos lineal y circular permite expresarlos en términos del ángulo  $\sigma$  (donde  $\pi/2 - \sigma = 2\varepsilon$ ), a través de:

$$\text{sen } \sigma = \delta_l / 2\delta, \quad \text{cos } \sigma = (\delta_c / 2 + \tau) / \delta. \quad (23)$$

En la Figura 11 se ilustra el ejemplo típico usado para demostrar como calcular el estado de polarización de salida para un retardador lineal usando la esfera de Poincaré. Se sabe que es un retardador lineal pues el punto A (modo de polarización rápido) tiene un ángulo azimutal  $2\rho$  que parte del eje rápido del retardador y una elipticidad  $2\varepsilon = 0^\circ$ , lo que indica que se encuentra en el ecuador ( $\sigma = 90^\circ$ ). Tomando como eje de giro al punto A, se forma un arco de longitud  $2\delta$  que describe el desfase del estado de polarización introducido por el retardador. Este arco parte de  $P_1(2\alpha_1, 2\varepsilon_1)$ , que corresponde al estado de polarización inicial y, después de cruzar el retardador se obtiene el estado de polarización final  $P_2(2\alpha_2, 2\varepsilon_2)$ . El sentido del arco va en la dirección de las manecillas del reloj. En esta figura el eje horizontal se marca en sus extremos como H y V (se refieren al SOP lineal horizontal y lineal vertical respectivamente). El eje vertical, marcado como R y L, indica el giro del SOP; R indica un giro a derechas y L un giro a izquierdas.

## Capítulo IV. Evaluación de la birrefringencia del bobinado helicoidal

Las fibras perfectas no existen. En una fibra monomodo las pequeñas desviaciones en los perfiles de las secciones transversales del núcleo y la cubierta, los cuales no son exactamente circulares, inducen una birrefringencia residual. A estas imperfecciones se añaden las debidas a esfuerzos no uniformes durante el proceso de estirado. Esta birrefringencia residual generada durante el proceso de fabricación, se modifica fácilmente al introducir perturbaciones a través de campos mecánicos (arqueamiento, torsión, elongación, compresión), térmicos, eléctricos y magnéticos. Para evitar que el procedimiento asociado al método de caracterización modifique la anisotropía del bobinado, en este trabajo se usa un método polarimétrico. Por otra parte, las fibras dopadas con erbio presentan una dispersión de la birrefringencia alta, por lo que para tener una mejor precisión de medida, la evaluación se realiza para cada señal monocromática.

El método utilizado en este trabajo se basa en el conocimiento que se tiene sobre la evolución del estado de polarización a través de un retardador homogéneo (Capítulo III), por lo cual es necesario verificar primero que la anisotropía de la fibra satisface esta condición.

Se utilizan señales de entrada con un SOP lineal, ya que usando un polarizador de calcita es posible generar un SOP de entrada conocido y fácilmente reproducible, dentro de la banda espectral de operación de estos dispositivos (350 a 2500 nm). La orientación del eje del polarizador lineal permite definir el ángulo azimutal ( $\varphi$ ) de la señal linealmente polarizada de manera simple e inequívoca. Las señales que se utilizan se encuentran dentro de la banda C de amplificación. Se utilizan señales de baja potencia para evitar que se deteriore el SOP de la señal debido a una posible absorción dependiente de la polarización y/o a la despolarización introducida por la emisión espontánea. En este trabajo sólo se usan las propiedades de retardo de la fibra dopada con erbio. Para todas las longitudes de onda estudiadas se verificó que la señal a la salida de la muestra de fibra dopada con erbio (8.25m), conserva un DOP alto (>80%); i.e. la despolarización es despreciable.



## IV.1 Arreglo Experimental

El experimento utilizado en este trabajo fue diseñado pensando en el objetivo del mismo: medir el SOP de la señal de salida para una señal de entrada conocida, usando en ambos casos el mismo sistema de referencia. El cambio en el SOP nos indica cual es el cambio producido por la birrefringencia de la muestra, en este caso la fibra dopada con erbio. El arreglo experimental utilizado se describe en la Figura 12.



Figura 12. Arreglo utilizado para la caracterización de la birrefringencia que presenta el bobinado helicoidal.

Para generar la señal de entrada se utiliza un láser sintonizable (JDS Uniphase 3642 HE 15), el cual opera en el rango de 1500-1600 nm. Se trabajó a una potencia fija de -5 dBm para las señales de entrada. La fibra dopada con erbio no centrifugada (INO NOI, 402K5) tiene una longitud de 8.25m y está enrollada sobre un carrete. El bobinado helicoidal tiene un diámetro de 16.2 cm y un paso de 3.25 mm. La fibra presenta una torsión de  $0.000784465 \text{ cm}^{-1}$ . Para medir el SOP a la salida del bobinado helicoidal se utilizó un analizador de polarización (Agilent 8509C).

## IV.2 Ángulo azimutal ( $2\alpha$ ), eje rápido de un retardador homogéneo

La trayectoria que se observa en la Figura 13 está compuesta por dos círculos máximos que se obtienen al girar el polarizador de 0 a  $360^\circ$  (SOP de entrada), debido a que la esfera utiliza ángulos dobles.

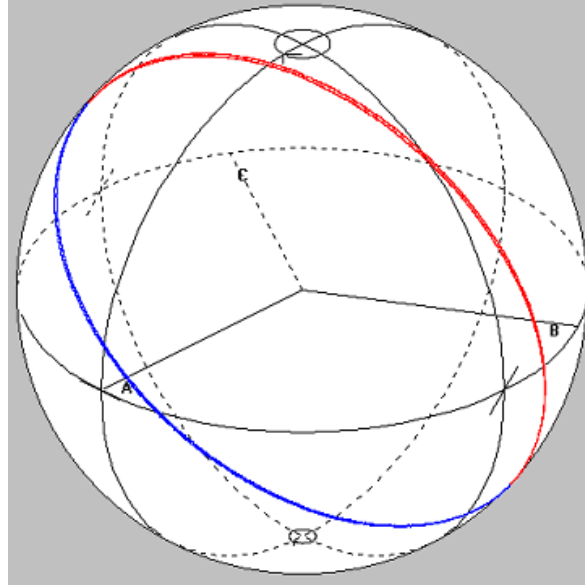


Figura 13. Trayectoria medida con el analizador de polarización Agilent 8509C para 1550 nm al variar el polarizador 360°, es decir, al evolucionar el SOP de la señal. La esfera trabaja con ángulos dobles, por lo que a la salida hay dos círculos superpuestos.

A partir de estas dos trayectorias generadas, se obtienen cuatro cruces por el ecuador ( $S_3 = 0$ ). Para cada cruce, se miden los valores de  $S_1$  y  $S_2$  (Figura 3d, Capítulo II) que corresponden al SOP de salida. Como se aprecia, los círculos mayores a la salida de la fibra tienen una inclinación; por lo que, no coinciden con las trayectorias asociadas a los SOP lineales de entrada, que generan dos círculos mayores que coinciden con el ecuador (Figura 3, Capítulo II).

A continuación se indica, tomando en cuenta la descripción del cambio en el SOP a la salida de un retardador (Sección III.4.1), como determinar las coordenadas angulares que definen a cada eigenmodo de polarización.

El análisis, basado en el uso de la esfera de Poincaré se discute apoyándose de la Figura 14. En dicha figura puede apreciarse que pueden relacionarse los ángulos azimutales de los SOP de salida ( $\phi_{out}$ ) y entrada ( $\phi_{in}$ ) para calcular el ángulo azimutal ( $2\alpha$ ) del eigenmodo mediante la siguiente relación:

$$2\alpha = \phi_{in} + \frac{\phi_{out} - \phi_{in}}{2}. \quad (24)$$

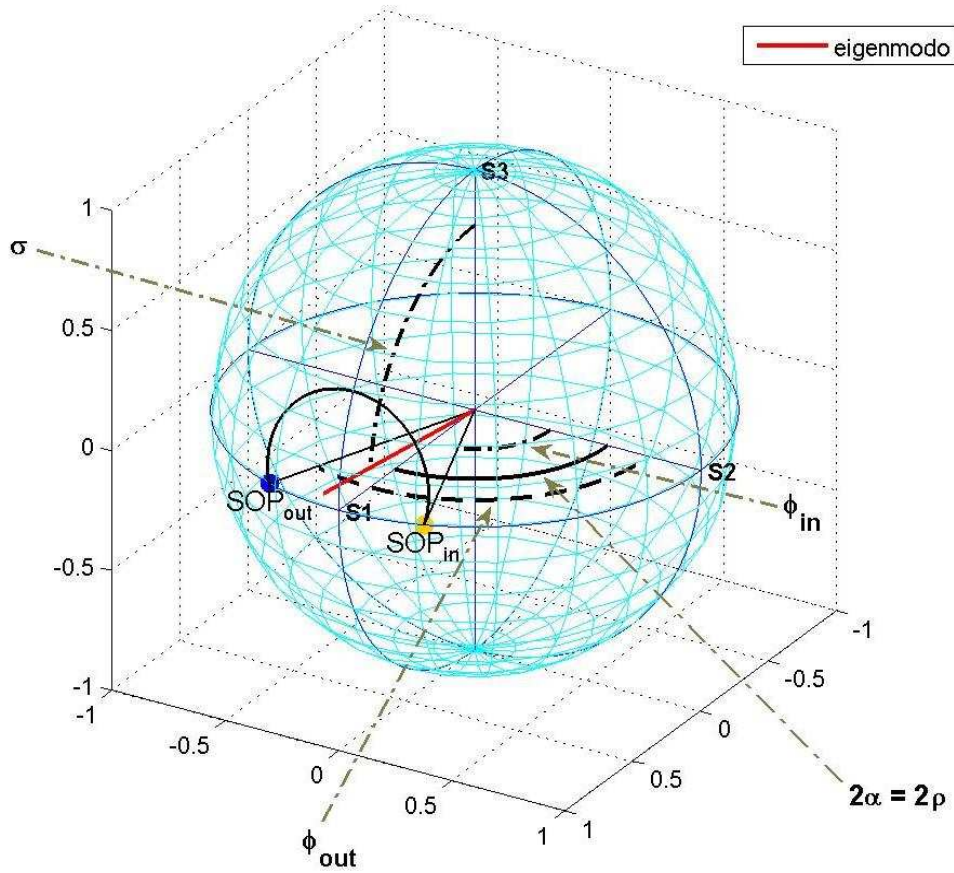


Figura 14. El medio círculo describe la evolución del SOP, el cual gira alrededor del eje de simetría. Dado que el SOP de entrada ( $\phi_{in}$ ) y el SOP de salida ( $\phi_{out}$ ) son lineales, tienen ángulos azimutales simétricos. El eje de simetría es la línea de color rojo de ángulo azimutal  $2\alpha = 2\rho$  y ángulo de inclinación  $2\varepsilon$ .

En la Figura 14,  $S_1$  es 0; ya que el eje rápido alineado del retardador está alineado con el sistema de referencia. En este caso, la simetría con respecto a dicho eje hace que los ángulos azimutales de los SOP de entrada y de salida sean:

$$\varphi_{in} = -\varphi_{out}. \quad (25)$$

### IV.3 Razón de birrefringencia lineal a circular

El modelo que describe el comportamiento de la birrefringencia residual de la fibra dopada con erbio usada en este trabajo, corresponde a un retardador elíptico [Treviño et al., 2005; Tentori et al., 2007]. Para una señal de entrada linealmente polarizada, que se ha propagado a través de un retardador elíptico cuyo eje rápido de birrefringencia está

alineado con el sistema de referencia, el vector de Stokes satisface a la Ecuación 18. De acuerdo con ella, cuando  $\varphi = 0$ , el vector de Stokes de salida es:

$$\mathbf{S}'_{out}(\varphi = 0) = \begin{pmatrix} S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 2\text{sen}^2 \omega \text{sen}^2 \delta \\ \text{sen} \omega \text{sen} 2\delta \\ -\text{sen} 2\omega \text{sen}^2 \delta \end{pmatrix}, \quad (26)$$

donde  $\omega = 2\sigma$ .

De  $S'_3$  se despeja  $\text{sen}^2 \delta$  y se sustituye en  $S'_1$  y para obtener:

$$\cot \omega = \frac{S'_3}{S'_1 - 1}. \quad (27)$$

La Ecuación 27 corresponde a la razón de birrefringencia lineal a birrefringencia circular (Ecuación 23). Esta relación indica que si la birrefringencia lineal domina ( $\sigma \rightarrow \pm 90^\circ$ ), el eigenmodo se localiza cerca de  $S_1$ . En el caso contrario, cuando la tendencia circular sea la dominante ( $\sigma \rightarrow 0^\circ$ ), el modo propio se acerca hacia uno de los polos de la esfera (modos circulares).

En la práctica, si el eje rápido de birrefringencia no está alineado con el sistema de referencia, los valores de  $S_3$  y  $S_1$  que se sustituyen en la Ecuación 27 deben tomar en cuenta este cambio. En este caso el vector de Stokes de salida se calcula de la siguiente manera:

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{R}(-\alpha)\mathbf{S}_\alpha, \quad (28)$$

donde

$$\mathbf{R}(2\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \text{sen} 2\alpha & 0 \\ 0 & -\text{sen} 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

#### IV.4 Angulo de retardo y longitud de batimiento

Para los puntos en los que el círculo mayor de los estados de polarización de salida cruza el ecuador,  $S_3 = 0$ , por ser SOP lineales. En este caso, usando la Ecuación 18 se encuentra que el retardo total  $\delta$  satisface:

$$\tan \delta = \frac{\tan 2\varphi}{\sin \omega}, \quad (30)$$

donde  $\omega = \pi/2 - \sigma$ .

En la relación 30, el retardo tiene una indeterminación de  $\pm \pi$ . Se requiere de un análisis adicional para calcular cuantos medios ciclos es necesario agregar para obtener el retardo total. Para esto es necesario conocer la longitud de batimiento de la birrefringencia, la cual puede evaluarse considerando el ángulo circular que cubre la trayectoria del SOP de salida haciendo un barrido espectral de la señal de entrada [Tentori et al., 2007]. Se fija un SOP lineal arbitrario (manteniendo fijo el ángulo azimutal del polarizador de entrada) y se miden los parámetros de Stokes de la primer y ultima longitud de onda [ $\mathbf{S}(\lambda_1) = (s_{11}, s_{12}, s_{13})$ ,  $\mathbf{S}(\lambda_2) = (s_{21}, s_{22}, s_{23})$ ], con las que se hace el barrido.

Para determinar el ángulo esférico asociado a esta trayectoria es necesario usar una transformación de coordenadas. Se rota un ángulo  $2\alpha$  (ángulo azimutal del eigenmodo de polarización) sobre el eje  $S_3$ . El sistema de coordenadas con estos nuevos ejes  $(S'_1, S'_2)$  se rota  $(\pi/2 + \sigma)$  alrededor de  $S'_2$  y debido a ese giro las coordenadas cambian a  $\mathbf{S}''(\lambda_1) = (s''_{11}, s''_{12}, s''_{13})$  y  $\mathbf{S}''(\lambda_2) = (s''_{21}, s''_{22}, s''_{23})$ . Por último se multiplican vectorialmente por  $(1,0,0)$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{s}(\lambda_1) &= (s''_{11}, s''_{12}, s''_{13}) \times (1, 0, 0), \\ \mathbf{s}(\lambda_2) &= (s''_{21}, s''_{22}, s''_{23}) \times (1, 0, 0). \end{aligned} \quad (31)$$

El ángulo circular que cubre la trayectoria del SOP de salida ( $\Delta\delta$ ) satisface:

$$\cos \Delta\delta = \mathbf{s}(\lambda_1) \cdot \mathbf{s}(\lambda_2). \quad (32)$$

Haciendo uso de la Ecuación 19, notamos que cuando  $\delta = 2\pi$ , el SOP de la señal de entrada vuelve a ser el inicial. La longitud de fibra asociada a dicha condición es la longitud de batimiento,  $s = L_B$ . Suponiendo que la dispersión de la birrefringencia es despreciable, se puede sustituir en la Ecuación 19 el cambio de fase por los valores medidos para el barrido espectral:

$$\Delta\delta = \delta(\lambda_2) - \delta(\lambda_1), \quad (33)$$

obteniéndose:

$$L_B = \left\lfloor \frac{2\pi s \lambda}{\Delta \delta} \left[ \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \right\rfloor. \quad (34)$$

La comparación del valor aproximado que se obtiene usando la relación 34 y el valor calculado usando la Ecuación 30, permite determinar el número de medios ciclos adicionales que deben añadirse para determinar el valor del retardo total.

## Capítulo V. Análisis de la birrefringencia de la fibra monomodo dopada con erbio embobinada helicoidalmente

En este trabajo se investiga si el estado de polarización de salida de una señal amplificada por un EDFA está determinado por la birrefringencia de la fibra dopada o si el estado de polarización de la onda de bombeo también influye en la evolución del estado de polarización. Debido a su longitud (~8 m), la fibra dopada con erbio se embobina helicoidalmente para garantizar que la birrefringencia sea uniforme. En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de la evaluación realizada usando los métodos polarimétricos discutidos en los capítulos III y IV, que suponen que la birrefringencia de la muestra se semeja a la de un retardador homogéneo.

Además, ya que los resultados obtenidos no concuerdan con el comportamiento esperado, en este capítulo se propone modelar la birrefringencia del bobinado helicoidal como la de un medio recto, con birrefringencia elíptica, cuyo eje óptico está torcido. Los resultados se discuten usando este enfoque.

### V.1 Caracterización de la birrefringencia

#### V.1.1 Eigenmodos de polarización. Localización en la esfera de Poincaré

Cuando se habla de caracterizar un dispositivo se busca conocer la respuesta de éste bajo condiciones específicas. Para caracterizar la bobina helicoidal es necesario determinar su birrefringencia a diferentes longitudes de onda. La utilidad de esta información estriba en que permite predecir de forma analítica el  $SOP_{out}$  del bobinado helicoidal, conociendo la birrefringencia de la fibra y el  $SOP_{in}$ . El método utilizado se aplica a medios anisótropos con retardo homogéneo.

El procedimiento seguido para caracterizar el bobinado helicoidal se describe en la sección IV.2; En la Figura 15, se ilustra, en la esfera de Poincaré, el comportamiento birrefringente de la bobina para un ancho espectral de 100 nm (1500-1600 nm). Las señales están espaciadas  $\Delta\lambda = 5$  nm para las longitudes de onda fuera de la banda C de comunicaciones y  $\Delta\lambda = 2$  nm para las que están dentro de la banda C. Las longitudes de onda que van de los 1520 nm a 1538 nm no se presentan en la caracterización; más adelante se comentan los motivos por los que se descartaron.

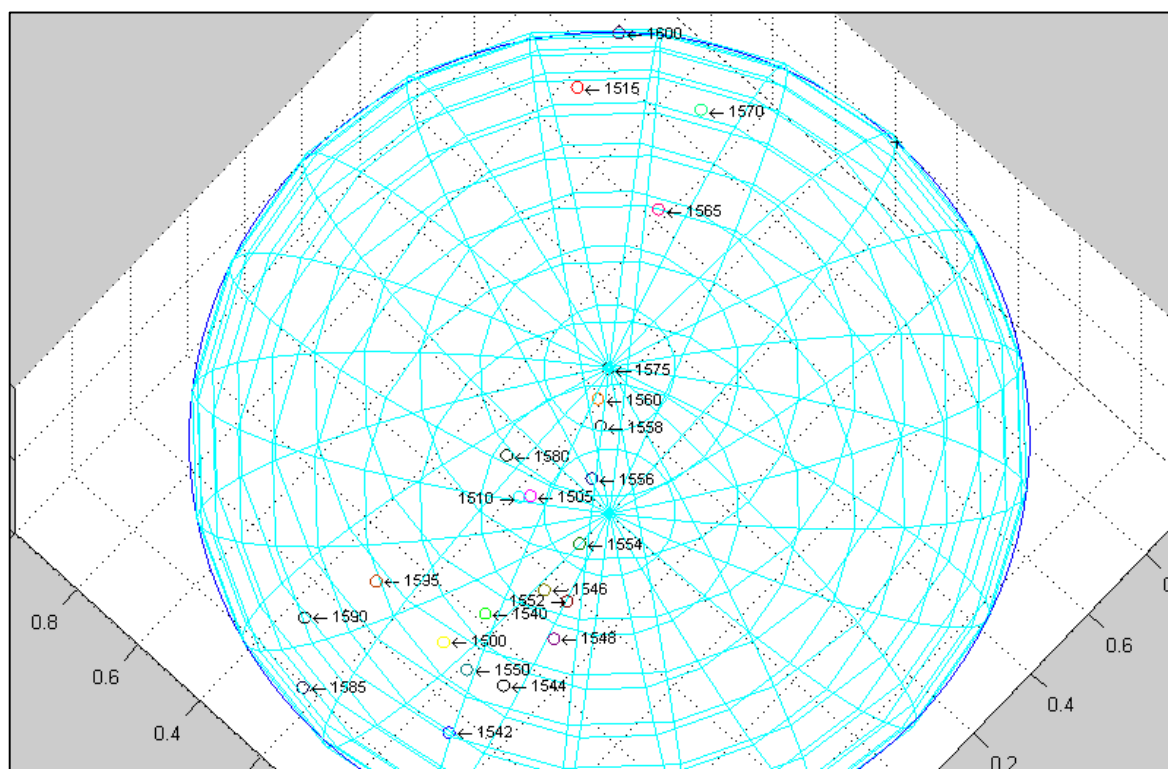


Figura 15. Se presentan, apoyándose en la esfera de Poincaré, los eigenmodos que describen la birrefringencia del bobinado helicoidal para un barrido espectral de 1500-1600 nm, considerando que la birrefringencia del bobinado helicoidal corresponde a la de un retardador homogéneo.

Como se ha mencionado, el método de medida utilizado supone que la birrefringencia del bobinado helicoidal corresponde al de un retardador homogéneo. Esta hipótesis se basa tanto en predicciones teóricas [J.N. Ross, 1984] como en mediciones previas realizadas para otro bobinado helicoidal (12.2 m de longitud), en las que se usó una banda espectral menor (1560-1583 nm) para el barrido espectral [Tentori *et al.*, 2001].

De acuerdo a los resultados obtenidos, para todas las longitudes de onda usadas (1500-1600 nm), con excepción de 1575 nm, la birrefringencia es elíptica. El bobinado presenta una componente de birrefringencia circular dominante con respecto a la componente de birrefringencia lineal, ya que la mayoría de los puntos se encuentran cerca de uno de los polos.

## V.2 Resultados del método de barrido espectral

Con este método es posible obtener información sobre la evolución del SOP de la señal a lo largo de la fibra, sin necesidad de recortarla. La evolución se describe sobre la esfera de Poincaré, lo que facilita la identificación visual del tipo de retardo homogéneo que exhibe la muestra



(F. Treviño *et al.*, 2005]. Utilizando el arreglo descrito en la sección IV.1 (Figura 12), se fija un SOP lineal controlando la orientación del eje rápido del prisma polarizador; cada curva corresponde a un SOP lineal inicial distinto. Se midió a diferentes ángulos de entrada, entre 0 y 180°, usando incrementos de 10°. Para simular la evolución del estado de polarización inicial a lo largo de la fibra, para cada SOP lineal de entrada se hizo un barrido de 1500 nm a 1600 nm. Dentro de la banda C de comunicaciones, se usó un incremento  $\Delta\lambda = 2$  nm (1530-1560 nm); mientras que para longitudes de onda fuera de la banda C el incremento fue  $\Delta\lambda = 5$  nm (1500-1530 nm y 1560-1600 nm). No todas las longitudes de onda seleccionadas son útiles; sólo se utilizaron aquéllas para las que la absorción de la fibra reduce el DOP de la señal a valores ubicados entre 100% y 80%. En la siguiente sección se comenta con detalle por qué las señales que no satisfacen este criterio no se utilizaron para caracterizar la birrefringencia del bobinado helicoidal.

### V.2.1 Longitudes de onda descartadas en los experimentos realizados

Las longitudes de onda descartadas fueron aquellas para las que la absorción de la fibra dopada con erbio y su subsecuente relajación reducen el DOP de la señal a valores bajos (en el caso estudiado, menores del 70%). Debido a que la energía es absorbida a estas longitudes de onda (1520-1538 nm), las trayectorias obtenidas en la esfera de Poincaré al girar 180° el ángulo azimutal del polarizador lineal de entrada, no son circulares.

Tomando en cuenta que las matrices de transformación usadas para describir a la fibra óptica (Ecuaciones 13, 14 y 15) representan rotaciones en un espacio de tres dimensiones [R. Benítez, 2002], cuando se aplican al círculo mayor generado por los estados de polarización de entrada, la salida debe ser también un círculo mayor.

Los datos medidos y las trayectorias obtenidas para las longitudes de onda descartadas se muestran, para dos casos, en las Figuras 16 y 17 (1530 nm y 1534 nm, respectivamente).

Para entender este comportamiento debe recordarse que la fibra tiene ~8 m de longitud y que a estas longitudes de onda la probabilidad de absorción es mayor. Bajo estas condiciones, debe esperarse que existan longitudes de onda para las que la hipótesis de que la absorción es despreciable, deje de ser válida. La disminución del DOP a 32.3% para 1530 nm, como puede observarse en el recuadro superior de la Figura 16 y a 24.1% para 1534 nm (Figura 17), nos dice

que la causa principal de esta distorsión es el ruido de emisión espontánea que se le suma a la señal a estas longitudes de onda.

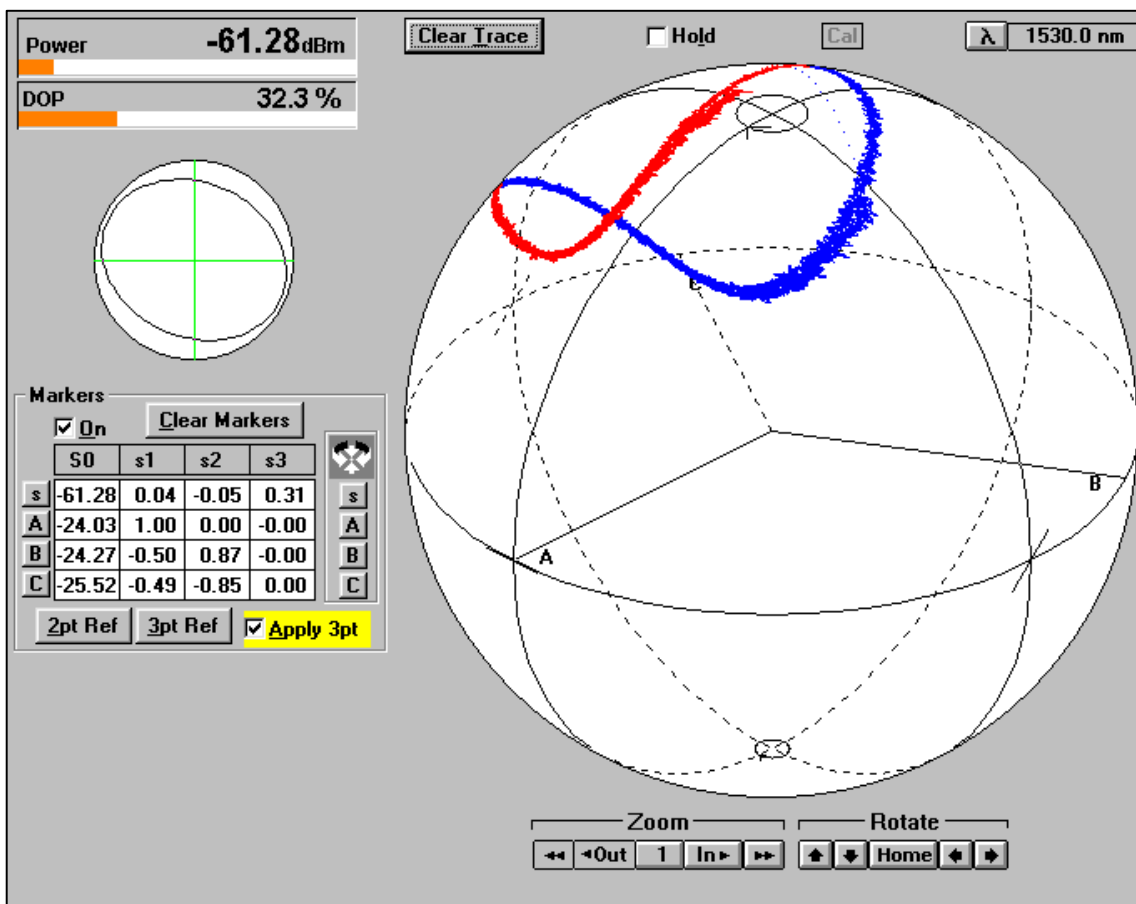


Figura 16. Trayectoria generada al girar 180° el polarizador para una longitud de onda de 1530 nm. La trayectoria no circular se debe a la absorción que experimenta la señal a esta longitud de onda.

La potencia absorbida de la señal de entrada es emitida de nuevo, en unos cuantos milisegundos, en forma espontánea. Esta emisión espontánea es no polarizada y cubre una banda espectral muy amplia (~1520 nm a 1580 nm para una fibra de vidrio de sílice dopada con erbio). El analizador de polarización operando sin un filtro espectral, mezcla la información recibida en toda su banda de detección, distorsionando las trayectorias debido a la presencia de otras señales.

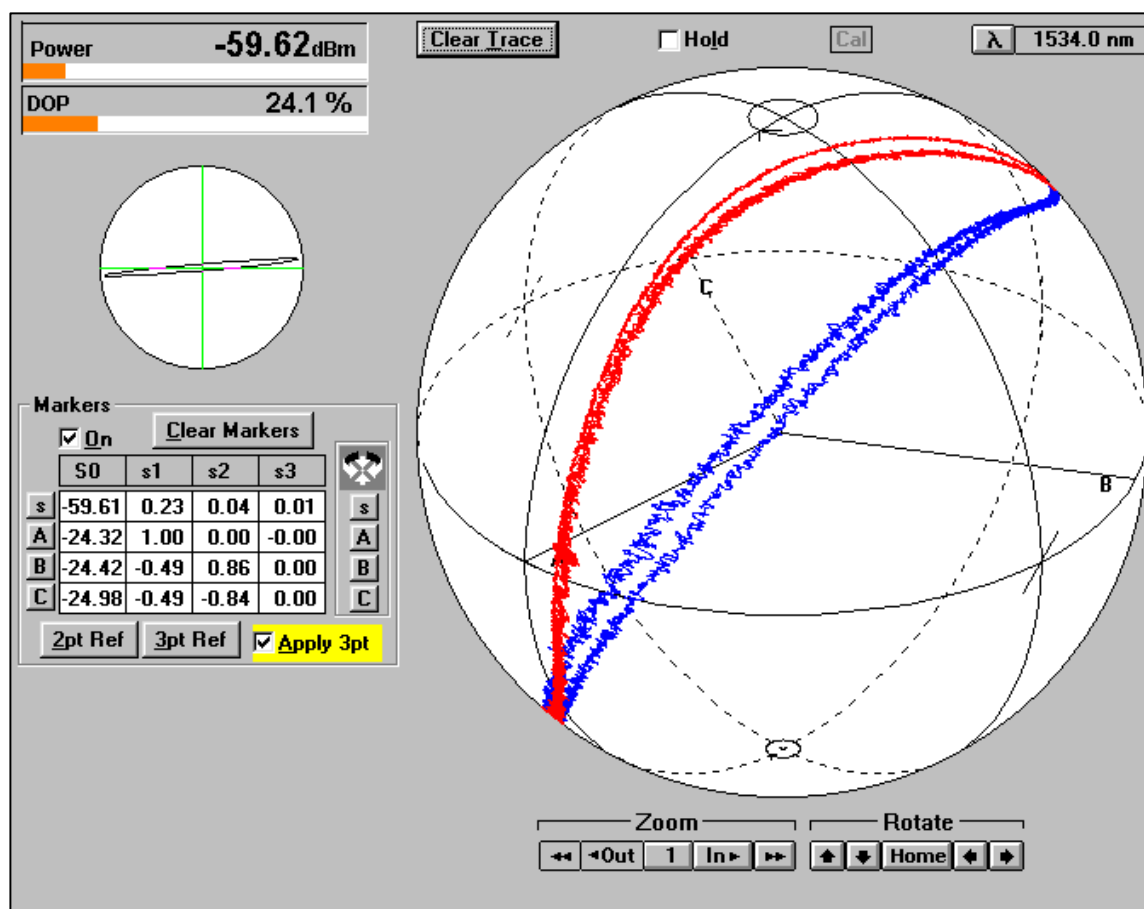


Figura 17. Trayectoria no circular para 1534 nm debido a la absorción de la fibra a esta longitud de onda.

### V.2.2 Evolución del SOP de la señal a lo largo del bobinado de fibra

En la Figura 18 se muestran, en la esfera de Poincaré, los estados de polarización de salida de las señales incluidas en el barrido que se realizó de 1500 nm a 1600 nm, para un  $SOP_{in}$  lineal de  $0^\circ$ . Podemos notar que fuera de la banda C, para longitudes de onda cortas, se descartaron las señales de 1520 y 1525 nm. Y, dentro de la banda C (1530 a 1560 nm), se descartaron las señales de 1530 nm a 1538 nm.

De acuerdo con el modelo propuesto para un medio birrefringente torcido [R.C. Jones, 1948], para una fibra torcida [C. Tsao, 1992] o para una fibra embobinada helicoidalmente [J.N. Ross, 1984], la trayectoria esperada para la evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré es un círculo alrededor de un eje de simetría que interseca a la esfera en los puntos que corresponden a los modos propios de polarización (Figura 9, Capítulo III). Esto debido a que

en esos modelos la torsión de la fibra se incluye como parte de la birrefringencia circular (Ecuación 22). Podemos notar que el resultado de la Figura 18 corresponde a un comportamiento diferente. Cabe señalar que las trayectorias medidas para las otras orientaciones del ángulo azimutal del polarizador de entrada ( $10^\circ$  a  $180^\circ$ ), tampoco son circulares (éstas se incluyen en el Apéndice A).

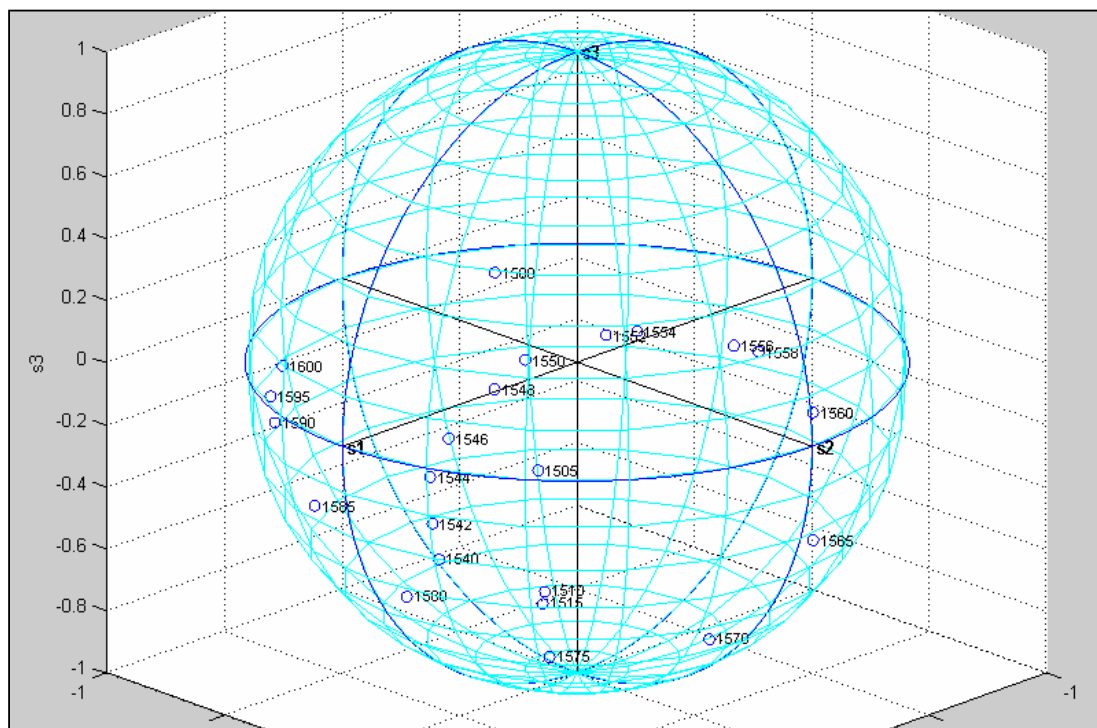


Figura 18. Trayectoria generada por un barrido espectral de 1500-1600 nm para un SOP lineal con un ángulo azimutal de  $0^\circ$ .

Los resultados experimentales (Figura 18) no se semejan a las trayectorias que se muestran en la Figura 9, Capítulo III. Sin embargo, esto puede deberse a que esta fibra (INO NOI 402K5) exhibe un comportamiento espectral peculiar, que hasta este punto no ha sido tomado en cuenta.

Los eigenmodos de polarización asociados a su birrefringencia residual presentan una respuesta cromática que se midió para una muestra recta [Tentori et al., 2007] y que debido a su fuerte dispersión y a la longitud de la fibra, es necesario considerar. Haciendo uso de la información espectral sobre los eigenmodos de polarización de una muestra recta, se aplicó un corrimiento fijo para el ángulo azimutal y de elipticidad (Tabla 3) a la trayectoria obtenida para el estado lineal de polarización con ángulo azimutal de cero grados, tratando de que los

resultados se ajustaran al tipo de trayectoria esperado; i.e. a una trayectoria circular. Los resultados de aplicar estos corrimientos se ilustran en las Figuras 19 a 24.

Tabla 3. Corrimiento fijo aplicado al ángulo azimutal y de elipticidad para cada SOP (0-180°) para un barrido espectral de 1500-1600 nm.		
$\lambda$ (nm)	Ángulo azimutal (°)	Ángulo elipticidad (°)
1500	-80	40
1505	-80	40
1510	-80	40
1515	-80	40
1540	-30	60
1542	-30	60
1544	-20	60
1546	20	60
1548	30	50
1550	30	40
1552	27	30
1554	40	20
1556	25	20
1558	25	10
1560	15	10
1565	15	5
1570 - 1600	<i>no se tienen datos</i>	<i>no se tienen datos</i>

Para el rango de 1570 nm a 1600 nm no se cuenta con valores para las coordenadas esféricas asociadas al ángulo azimutal y al ángulo de elipticidad (longitud y latitud) de los eigenmodos, por lo que estos valores no se modificaron. Dado que el ángulo de retardo total no presenta variación cromática [Tentori *et al.*, 2007], puede suponerse que para cada color el estado de polarización de la señal evoluciona de manera similar, siguiendo una trayectoria circular cuyo diámetro está determinado por el ángulo azimutal de entrada. Sin embargo, debido a que la posición de los eigenmodos depende de la longitud de onda, las trayectorias están desplazadas entre sí. Siguiendo este razonamiento, al seleccionar un conjunto de valores para el corrimiento en los ángulos azimutal y de elipticidad (tomando como base los valores medidos para una muestra recta) que genera una trayectoria circular para un cierto ángulo azimutal del SOP lineal de entrada y al aplicarlos a cualquier otra trayectoria, debemos obtener de nuevo un círculo, de diámetro diferente.

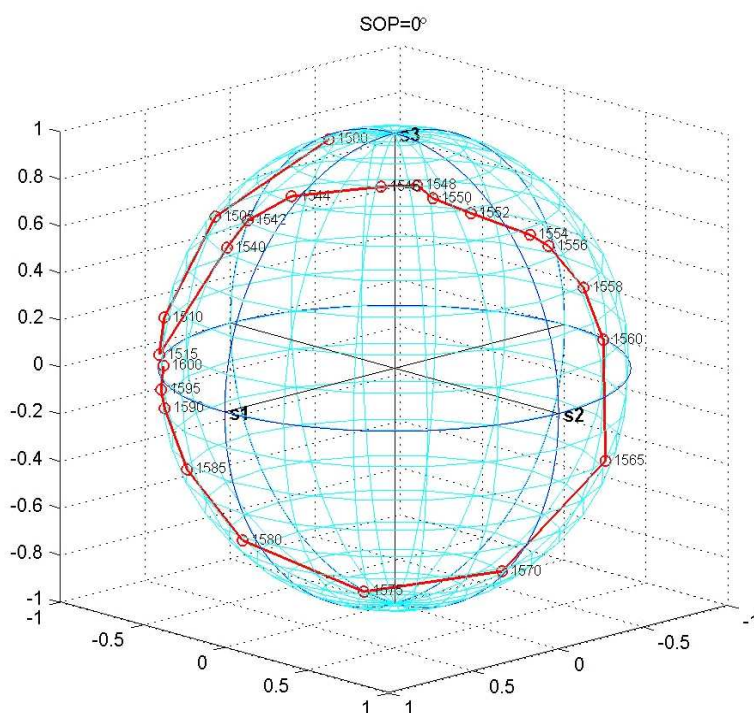


Figura 19. Para un  $SOP = 0^\circ$  y un barrido espectral de 1500-1600 nm con un corrimiento fijo aplicado para corregir la torsión de la fibra.

Aunque las trayectorias medidas para un ángulo azimutal del SOP de entrada de  $20^\circ$  y  $40^\circ$  (Figuras 20 y 21) semejan círculos, en dichas trayectorias las longitudes de los arcos descritos por señales con un mismo espaciamiento espectral ( $\Delta\lambda$ ) no mantienen una relación de semejanza, como ocurre para un retardador homogéneo (ver Figuras 4a y 4b en [Tentori et al., 2007]).

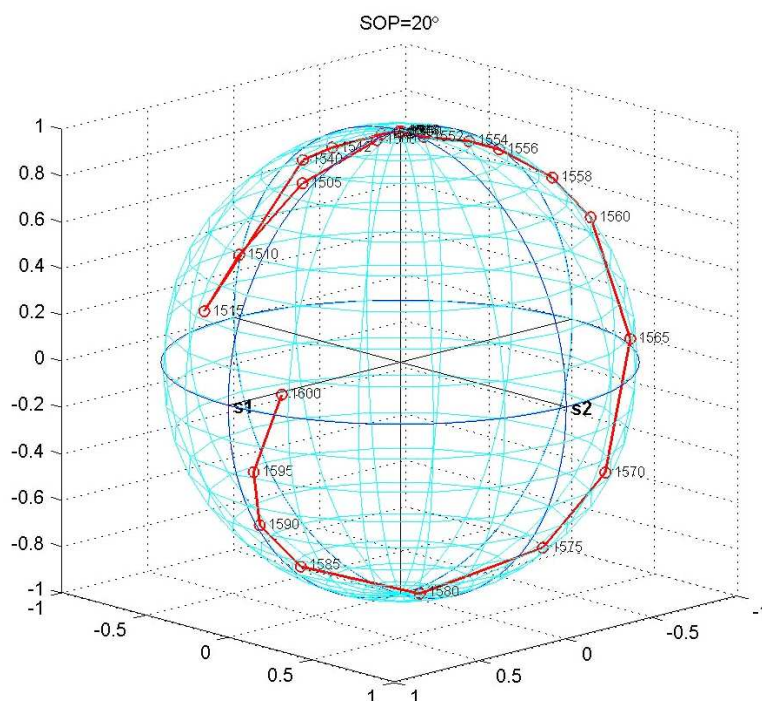


Figura 20. Resultado de aplicar un corrimiento fijo a los ángulos azimutal y de elipticidad para un  $SOP_m$  de  $20^\circ$  (barrido espectral de 1500-1600 nm).

Para un SOP lineal de entrada con un ángulo azimutal de  $60^\circ$  la trayectoria ya no se asemeja a un círculo (Figura 22). Finalmente, en las Figuras 23 y 24 (ángulos azimutales de entrada de  $80^\circ$  y  $100^\circ$ ) se observa la formación de un lazo entre los SOP de las señales de salida de 1548 nm y 1570 nm para el primer caso y entre 1544 nm y 1585 nm para el segundo.



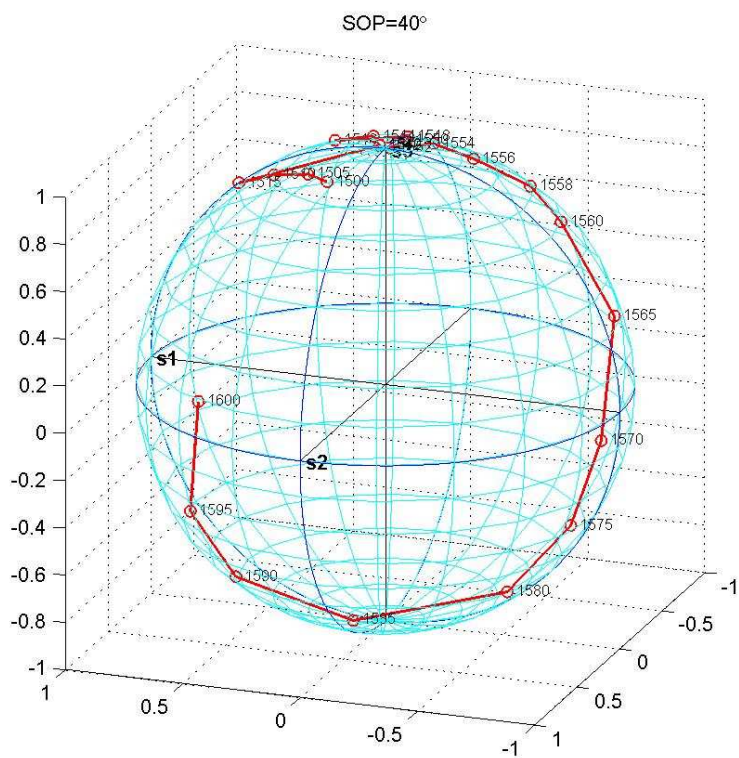


Figura 21.  $SOP_{in}$  a  $40^\circ$  con corrimientos fijos aplicados a todo el barrido espectral (1500-1600 nm).

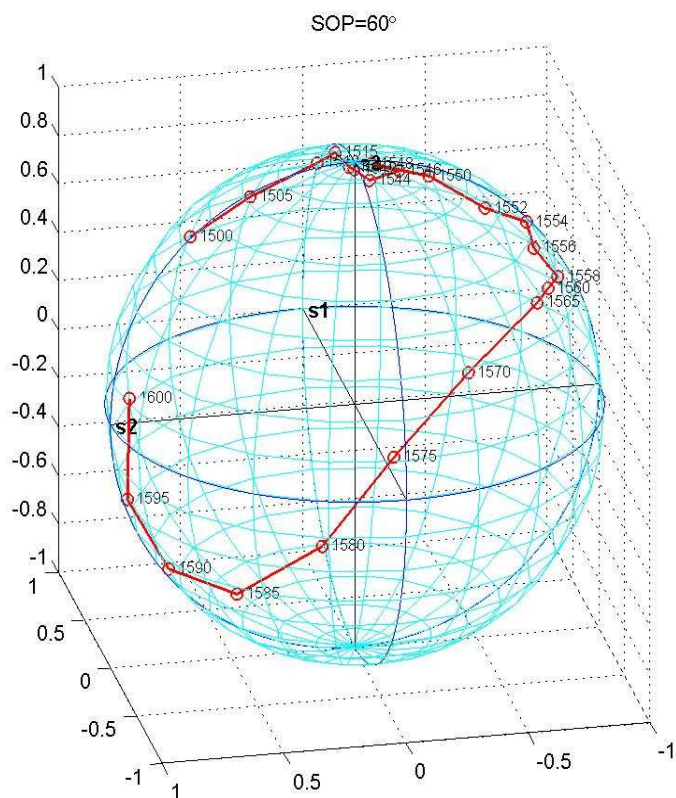


Figura 22. Figura que corresponde al resultado de aplicar los corrimientos para un  $SOP_{in}$  de  $60^\circ$ . Nótese que la evolución del SOP para este caso deja de describir una trayectoria circular.



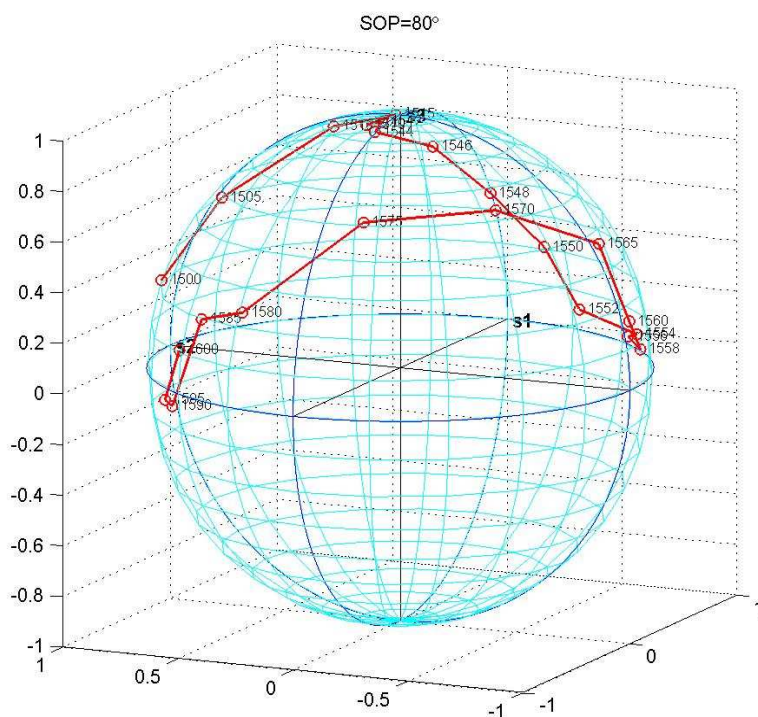


Figura 23.  $SOP_{in}$  con un ángulo azimutal de  $80^\circ$ . La trayectoria forma un lazo entre los estados de polarización de salida de las señales de 1548 nm y 1570 nm.

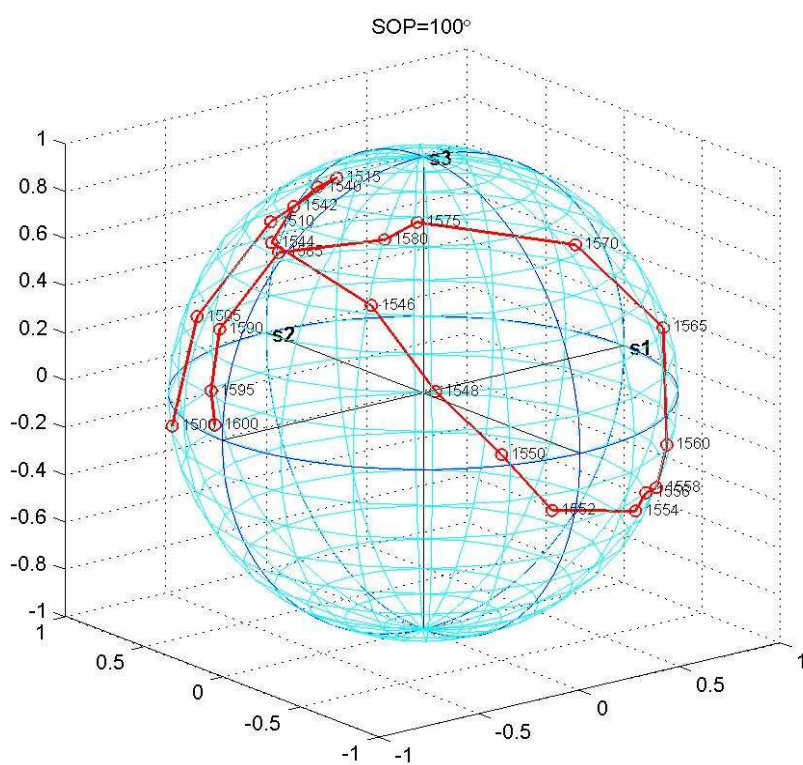


Fig. 24.  $SOP_{in}$  con un ángulo azimutal de  $100^\circ$ . La trayectoria forma un lazo entre los estados de polarización de salida de las señales de 1544 y 1585 nm.

El comportamiento observado puede explicarse tomando en cuenta que los ejes de birrefringencia de la fibra rotan al torcerla. Al torcer uniformemente una fibra monomodo cuya birrefringencia residual es homogénea, los ejes de birrefringencia de cada sección diferencial de la fibra se encuentran girados con respecto a los de las secciones anterior y subsecuente. Usando el modelo de Jones, cada sección diferencial de la fibra se puede describir de la siguiente manera:

$$\mathbf{M}_z' = \mathbf{M}_\tau(\alpha_z)\mathbf{M}_{\Delta\delta}\mathbf{M}_\tau(-\alpha_z), \quad (35)$$

donde, considerando que la birrefringencia residual de la fibra monomodo es elíptica (caso más general), la matriz de birrefringencia de una rebanada de grueso diferencial, de ángulo azimutal cero está dada por la Ecuación 15 y

$$\mathbf{M}_\tau(\pm\alpha_z) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha(z) & \pm \sin 2\alpha(z) & 0 \\ 0 & \mp \sin 2\alpha(z) & \cos 2\alpha(z) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (36)$$

donde  $\mathbf{M}_\tau(\alpha_z)$  y  $\mathbf{M}_\tau(-\alpha_z)$  son las matrices usadas para indicar el giro relativo de las secciones diferenciales. Podemos observar que  $\mathbf{M}_\tau$  tiene la misma forma matemática que la matriz de birrefringencia circular (Ecuación 14).

La matriz de birrefringencia de una fibra de longitud  $L$  es:

$$\mathbf{M}_z' = \mathbf{S}(-\alpha_L)\mathbf{M}_{\Delta\delta}\mathbf{S}(\alpha_L)\dots\mathbf{S}(-\alpha_z-\Delta\alpha)\mathbf{M}_{\Delta\delta}\mathbf{S}(\alpha_z+\Delta\alpha)\mathbf{S}(-\alpha_z)\mathbf{M}_{\Delta\delta}\mathbf{S}(\alpha_z)\dots\mathbf{S}(-\Delta\alpha)\mathbf{M}_{\Delta\delta}\mathbf{S}(\Delta\alpha)\mathbf{M}_{\Delta\delta}. \quad (37)$$

En el límite cuando el número de rebanadas tiende a infinito,  $\Delta\alpha \rightarrow 0$  y  $\Delta\delta \rightarrow 0$ :

$$\mathbf{M}_z' = \mathbf{S}(-\alpha_L)\mathbf{M}_\delta; \quad (38)$$

donde  $\alpha_L$  es el ángulo de giro del eje rápido (lento) entre las puntas de entrada y salida de la fibra y  $\delta$  es el retardo total (retardo elíptico).

En la Figura 25 se presentan los resultados obtenidos al simular el efecto de la torsión de la fibra sobre la evolución del SOP de la señal, conforme ésta se propaga a lo largo de la fibra. Se usó una matriz de birrefringencia con ángulo azimutal igual al  $SOP_{in}$  ( $10-80^\circ$ ) y ángulo de elipticidad,  $2^\circ$ . Puede observarse que la torsión introducida, representada por  $\alpha(z)$ , modifica directamente al SOP de la señal.

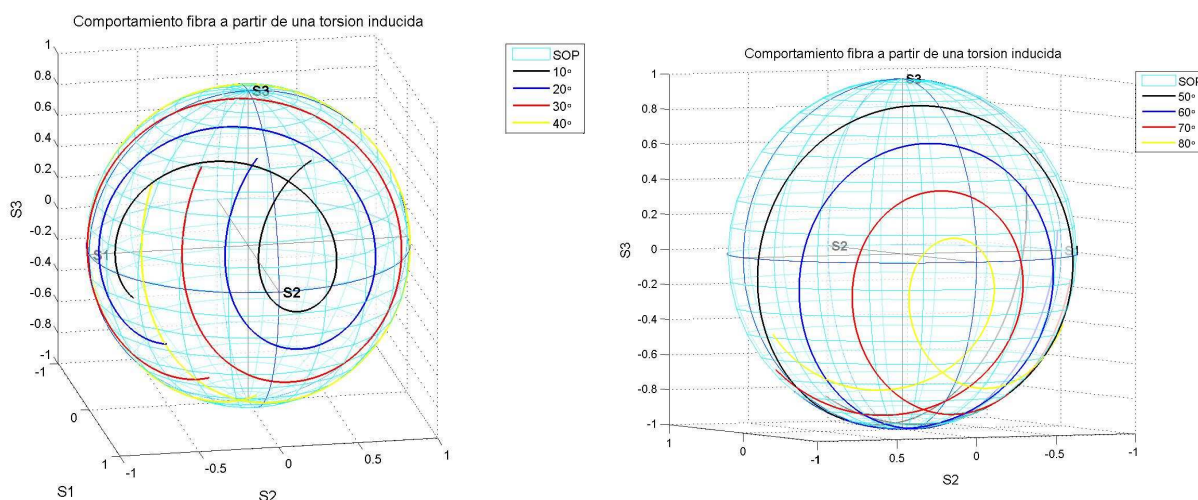


Figura 25. Diferentes  $SOP_{in}$  lineales ( $10-80^\circ$ ) afectados por la torsión inducida al momento de embobinar la fibra dopada.

Se presentan resultados para diferentes SOP lineales de la señal que van de  $10^\circ$  a  $80^\circ$ . Del producto matricial de la Ecuación 37 puede apreciarse que la torsión afecta solamente a  $S_1$  y  $S_2$ . Como resultado de esto, la periodicidad de la trayectoria en la dirección del ecuador es diferente a la que presenta en dirección perpendicular al plano del ecuador. Esto hace que en el caso de la Figura 25 y de las Figuras 23 y 24, las trayectorias presenten lazos. Podemos notar que la orientación del lazo (Figura 25) se invierte cuando el SOP lineal de entrada tiene un ángulo azimutal mayor de  $45^\circ$ , debido a que los términos que contienen  $\cos 2\alpha_z$  cambian de signo.

Es importante recordar que al embobinar la fibra, además de torcerla, ésta se arquea. Aunque para una torsión débil el cambio asociado al efecto fotoelástico es despreciable, el arqueamiento introducido modifica la magnitud de la componente de birrefringencia lineal [R. Ulrich et al., 1980], por lo que es necesario desarrollar una nueva metodología de medida que permita determinar los eigenmodos de una rebanada diferencial de esta fibra (Ecuación 35).

Aunque la información recabada es insuficiente para modelar la birrefringencia del bobinado helicoidal a través de una matriz de birrefringencia, es evidente que cuando la absorción es baja, el SOP de una señal no amplificadas evoluciona debido a la anisotropía de la fibra. Además se han identificado varias longitudes de onda para las que esta condición se cumple para la muestra estudiada; con las que será posible establecer si el SOP de salida está determinado por la birrefringencia de la muestra o si la presencia de un bombeo polarizado también lo modifica.

## Capítulo VI. Amplificación de señales polarizadas.

Para poder llevar a cabo la amplificación de una señal es necesario un medio amplificador, el cual, para este trabajo, es una fibra dopada con erbio INO NOI 402K5, no centrifugada, que está embobinada de forma helicoidal.

El erbio es una de las tierras raras que se utilizan en la óptica por sus propiedades en la presencia de un haz de luz. Para amplificar una señal, los iones de erbio en la fibra son excitados por una señal de bombeo (a una longitud de onda de 980 nm para este trabajo). La amplificación resultante es directamente proporcional a la potencia de bombeo hasta llegar a la saturación del amplificador [K. Iizuka, 2002]. Sin embargo, la ganancia depende del estado de polarización de la luz [P.C. Becker *et al.*, 1999]. El fenómeno que explica el origen físico del desempeño dependiente de la polarización de los *EDFAs* es la *Fusión de agujeros de polarización (PHB)*. En este modelo se considera que la sección transversal de emisión estimulada de los iones de erbio es anisótropa [P. Wysocki y V. Mazurczyk, 1996]. Esto se representa utilizando un perfil elíptico para describir a la sección transversal de un ión de erbio. La excentricidad de las elipses determina su sensibilidad a un estado de polarización lineal.

### VI.1 Medio amplificador isótropo

Las fibras dopadas con erbio, a diferencia de las fibras comunes, se caracterizan por ser activas; es decir, pueden amplificar luz dentro de una banda de longitudes de onda específica. Esto ocurre debido a que la transición de los iones trivalentes de erbio, asociada a dicha banda espectral, es una transición láser. El análisis para las fibras dopadas con erbio, se realiza suponiendo un sistema de dos niveles. Se considera que la población del tercer nivel (bombeo) es prácticamente nula debido a que su tiempo de vida es muy corto (transición fonónica). En la Figura 26 se presenta un diagrama con los procesos que ocurren en un sistema de dos niveles: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción.

La emisión espontánea se da cuando un fotón es emitido sin la presencia de alguna influencia externa. El fotón se emite debido al decaimiento de un electrón de un nivel superior (nivel 2 o nivel metastable) a un nivel inferior (nivel 1 o estado base). La emisión estimulada es

también una transición del nivel 2 al nivel 1, pero en este caso es originada por un fotón incidente que favorece a que ocurra tal decaimiento.

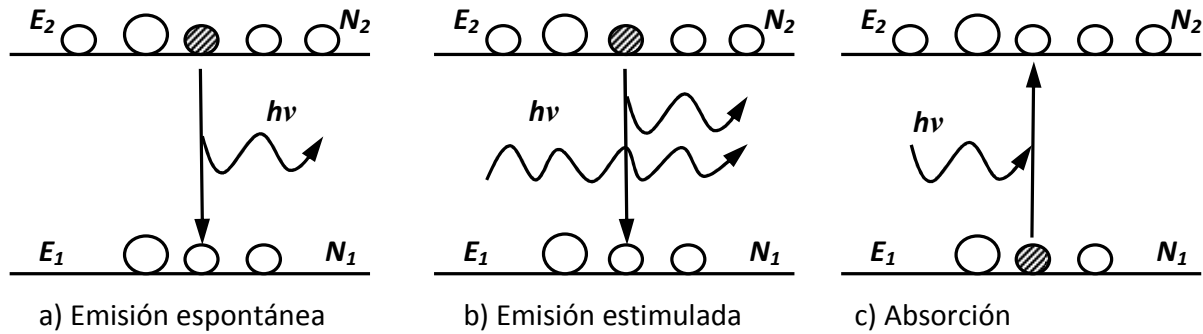


Figura 26. Transiciones entre dos niveles de energía: a) Emisión espontánea, b) Emisión estimulada, c) Absorción.

La diferencia de energía entre los dos niveles es la misma que la energía del fotón incidente  $E_i$ :

$$E_i = E_2 - E_1, \quad (39)$$

$$E = hv. \quad (40)$$

Cabe señalar que mientras que el proceso de emisión estimulada genera ganancia, el de emisión espontánea produce ruido. Y que la absorción se modela como el proceso inverso al de emisión estimulada [A. Einstein, 1917], ya que en este caso un electrón es promovido hacia un estado superior, absorbiendo un fotón incidente.

### VI.1.1 Coeficiente de ganancia en un medio unidimensional

La ganancia en las fibras depende de la inversión de población generada por el bombeo y de la potencia de la señal. Se modela al medio amplificador suponiendo que todos los iones son iguales y que el medio se encuentra en equilibrio termodinámico.

Para describir el proceso de amplificación que experimenta la señal por unidad de tiempo, por unidad de volumen, al interactuar con el átomo de erbio, se considera la ecuación de población del nivel 2 en un medio de dos niveles [R. M. Martin, 2006]:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_2 W_{21}^{ind} - N_1 W_{12}^{ind}, \quad (41)$$

donde  $N_1$  y  $N_2$  son las poblaciones de los niveles superior e inferior y  $W_{12}^{ind}$  y  $W_{21}^{ind}$  son las probabilidades de transición inducida correspondientes. Dichas probabilidades son proporcionales a la intensidad del haz, así como al perfil de línea atómico  $g(\nu)$ :

$$\begin{aligned} W_{21} &= B_{21} \cdot \rho \cdot g(\nu), \\ W_{12} &= B_{12} \cdot \rho \cdot g(\nu). \end{aligned} \quad (42)$$

Cabe señalar que la consideración anterior se refiere a una transición de banda angosta. Sin embargo, para modelar a las fibras dopadas con erbio, esta relación se describe como se muestra en la Ecuación 43, para tomar en cuenta que la transición es de banda ancha. Además, en el análisis para banda angosta los espectros de emisión y absorción son iguales; mientras que en el análisis para banda ancha los espectros de emisión y absorción difieren, Figura 27.

En la Figura 27 los espectros de emisión y absorción (Ecuación 42) coinciden en los picos; i.e., en la frecuencia central. En la transición que estudiamos, el espectro correspondiente a la absorción está corrido hacia frecuencias más altas; mientras que el espectro de emisión está corrido hacia frecuencias más bajas. Tomando en cuenta estas diferencias, sustituyendo en la Ecuación 43 y expresando la densidad de energía  $\rho$  en términos de intensidad en un medio se obtiene:

$$\frac{dN}{dt} = [B_{21}g_{em}(\nu)N_2 - B_{12}g_{abs}(\nu)N_1] \frac{I}{c/n}, \quad (43)$$

donde  $B_{21}$  y  $B_{12}$  son los coeficientes de emisión y absorción de Einstein, respectivamente;  $N_2$  es la población del nivel excitado y  $N_1$  es la población contenida en el nivel base;  $g_{em}$  y  $g_{abs}$  son los perfiles de línea, es decir, las probabilidades de que los átomos emitan o absorban a la frecuencia  $\nu$ , respectivamente [R. M. Martin, 2006].

El cambio en la densidad de energía por unidad de tiempo es:

$$\frac{d\rho}{dt} \equiv \frac{dN}{dt} h\nu = \frac{d}{dt} \left( \frac{I}{c/n} \right). \quad (44)$$

Con esta relación y usando la ley de Beer,  $dI(z)/dz = \gamma(\nu)I(z)$ , se puede describir al cambio en la intensidad del haz por unidad de longitud de la siguiente forma:

$$\frac{dI}{dz} = [B_{21}g_{em}(\nu)N_2 - B_{12}g_{abs}(\nu)N_1] h\nu \frac{I}{c/n} = \gamma(\nu)I(z). \quad (45)$$

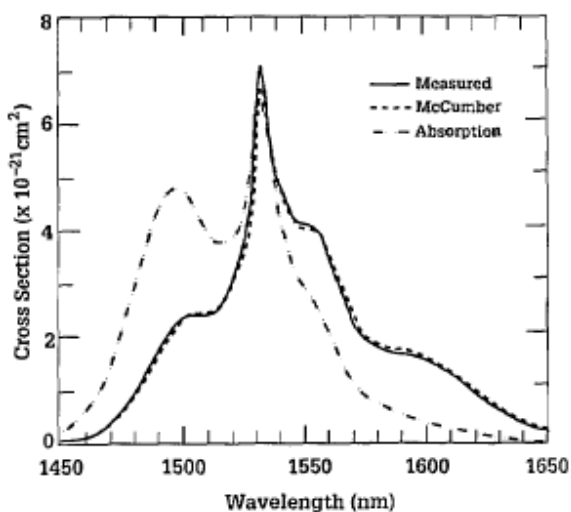


Figura 27. Comparación del perfil de la curva asociada a las secciones transversales de emisión estimulada medidas con las calculadas a partir de las secciones transversales de absorción determinadas usando el modelo de McCumber. El espectro de absorción usado también se incluye.

Esta relación se reescribe caracterizando al medio amplificador en términos de sus secciones transversales de emisión y absorción (Figura 28),<sup>1</sup> las cuales se definen de la siguiente manera:

$$\sigma_{21}(\nu) = B_{21} g_{em}(\nu) \frac{h\nu}{c/n},$$

$$\sigma_{12}(\nu) = B_{21} g_{abs}(\nu) \frac{h\nu}{c/n}.$$
(46)

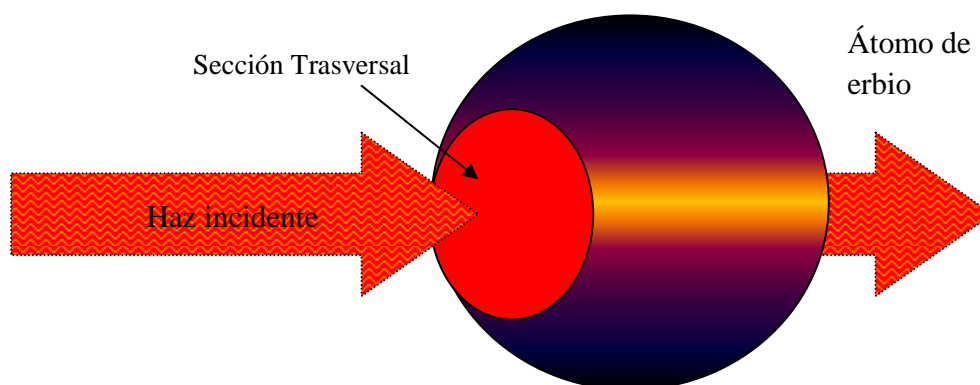


Figura 28. Haz incidiendo sobre la sección transversal de un átomo de erbio.

<sup>1</sup> Las secciones transversales corresponden al área activa de los átomos de erbio; es decir, el área del átomo que va a absorber la luz incidente y a emitir luz (Figura 27).



Por lo que el coeficiente de ganancia que relaciona a las secciones transversales de emisión estimulada  $\sigma_{21}$ , y absorción  $\sigma_{12}$ , con las poblaciones contenidas en el nivel excitado ( $N_2$ ), y el nivel base ( $N_1$ ) está dado por:

$$\gamma(\nu) = \sigma_{21}(\nu)N_2 - \sigma_{12}(\nu)N_1. \quad (47)$$

Podemos notar que para que ocurra la amplificación de la luz, el término que contiene a la emisión estimulada debe ser mayor que el término que contiene a la absorción; así, se da una ganancia positiva.

## VI.2 Arreglo utilizado para crear un amplificador de fibra dopada con erbio

El arreglo utilizado en el laboratorio para hacer mediciones de un amplificador de fibra dopada con erbio, se presenta en la Figura 29. Dicho arreglo se usó tanto para medir la ganancia, como el SOP y su dependencia con respecto al bombeo. A continuación se describen los componentes que conforman este arreglo. Los resultados de estos experimentos se presentan en el siguiente capítulo.

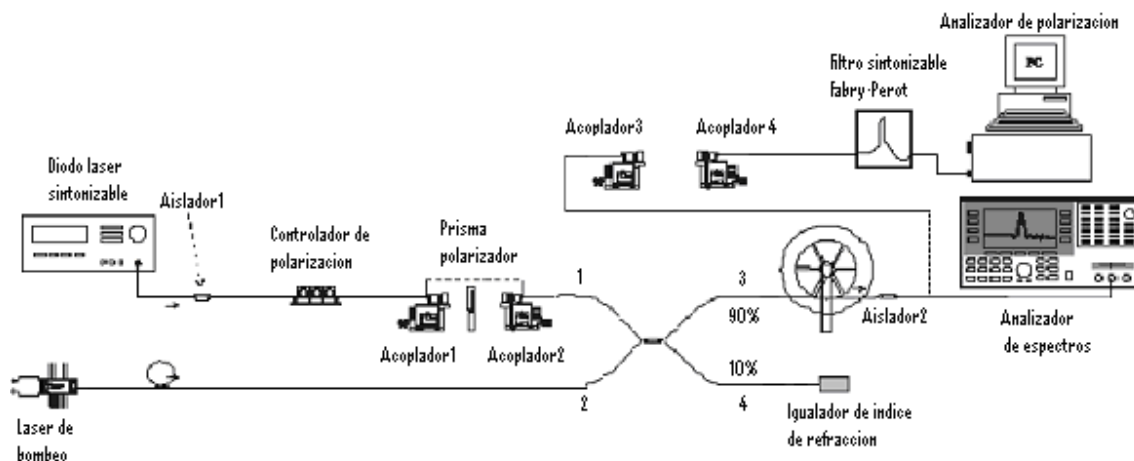


Figura 29. Arreglo utilizado para medir la amplificación y el cambio en el SOP inducido por el bombeo.

La fuente de luz sintonizable es un diodo láser JDS Uniphase (modelo 3642 HE 15), el cual se utilizó en una banda espectral de 1500-1600 nm y en un rango de potencias de  $\pm 7$  dBm. A la salida de este láser sintonizable se le denomina en este trabajo “señal de prueba” o “señal de información;” es decir, es la señal que se desea amplificar. El controlador de polarización (FPC030) es utilizado para seleccionar el SOP de la señal de entrada. Inicialmente, para crear el

marco de referencia, es necesario que el SOP sea circular. Esta señal de luz con SOP circular es acoplada (Acoplador1) a un micro-objetivo para ser colimada y pasada por aire por un prisma polarizador de calcita que puede operar en una banda espectral amplia (350-2500 nm) para convertir el SOP circular a un SOP lineal. Una vez que la señal está linealmente polarizada se acopla a la fibra, usando un segundo acoplador (Acoplador 2), para entrar por el puerto 1 del multiplexor WDM (1550/980, SUMICEM, 5400564). El WDM permite acoplar la señal de información y la señal de bombeo de 980 nm, proveniente de un láser de bombeo (ILX Lightwave, LDM-4980), a la fibra dopada con erbio. El puerto 2 se destina para introducir la señal de bombeo y ambas señales entran al bobinado helicoidal por el puerto 3. El puerto 4 se sumerge en un líquido de inmersión, igualador de índice; para evitar reflexiones, pues ese puerto no es utilizado en este experimento. En resumen, el puerto 3 es la entrada al bobinado helicoidal de fibra dopada con erbio y para los experimentos realizados, la señal de salida del puerto 3 es la señal de entrada que nos interesa controlar y evaluar. La señal de salida será la señal a la salida del aislador 2. El *Amplificador de Fibra Dopada con Erblio (EDFA)* se compone de un multiplexor, así como de la fibra dopada con erbio y de dos aisladores; uno a la entrada y otro a la salida, que impiden que la señal resuene, transformando al dispositivo en un láser.

Con este arreglo se hicieron dos medidas distintas; una de ellas referente a la ganancia del amplificador, en este caso la bobina. Para ello se conecta el analizador de espectros óptico a la salida del aislador 2. La segunda medida se refiere a la influencia del bombeo en el SOP de la señal; para esto se utilizan otros dos acopladores (Acoplador 3 y 4) y un filtro espectral sintonizable Fabry-Perot (OZ OPTICS, 81668-1) seguido de un analizador de polarización (Agilent 8509C) apoyado con la esfera de Poincaré.

Se propone un arreglo polarimétrico para medir la birrefringencia de la fibra dopada, tomando en consideración que esta técnica no es perturbativa. El método polarimétrico se basa en el análisis de los resultados de barrido espectral medidos, usando cálculo de Mueller y las propiedades de la esfera de Poincaré, que permiten que el análisis visual aporte información fácilmente comprensible. Las señales de entrada son señales monocromáticas, linealmente polarizadas, generadas por un polarizador de calcita. Para un SOP de entrada fijo se mide el SOP de salida usando varias longitudes de onda para generar un barrido espectral. En el arreglo de la Figura 29, la alineación óptica entre los acopladores 1 y 4 es muy importante, pues el marco de

referencia es creado por aire para que el mismo marco de referencia a la entrada y a la salida del EDFA sea el mismo. Para insertar una muestra dentro del arreglo de medición se utilizan los acopladores 2 y 3. Los aisladores 1 y 2, que se encuentran a la salida del láser sintonizable y del bobinado helicoidal (MP, S/N 716266 y E-TEK, PIFI-1550-IL-AO), previenen reflexiones pues la luz fluye por ellos en un sentido, evitando así que se cree una cavidad láser.

Para caracterizar el funcionamiento de un EDFA que opera con una señal de entrada y un bombeo polarizados se ha hecho uso también de la *Ganancia Dependiente de la Polarización (PDG)*. En este caso se considera que los efectos observados se deben a un factor de atenuación que afecta directamente a la ganancia neta del amplificador. La ganancia de la señal de información se satura; mientras que la de una señal ortogonal a ésta, la señal de ruido del sistema (emisión espontánea), se incrementa.

La Ecuación 48 muestra como calcular la *PDG* que afecta al *EDFA*.

$$PDG(dB) = 10 \log \left( \frac{G_{\perp}}{G_{\parallel}} \right), \quad (48)$$

donde  $G_{\perp}$  y  $G_{\parallel}$  corresponden a la ganancia de los canales de polarización ortogonal y paralelo a la señal, respectivamente.

Aunque para este trabajo y de acuerdo con la teoría estudiada el valor de la *PDG* inducida para un *EDFA* es de 0.07 dBm, el valor es considerable para un enlace a distancia, que es como se utilizan los *EDFAs* en las comunicaciones [M. G. Taylor, 1993]. Por ello, el estudio de los factores que influyen en el SOP de la señal al propagarse en un medio amplificador es importante. En este trabajo se analiza la influencia de: 1) la birrefringencia inducida en la fibra dopada por el bobinado helicoidal y, 2) el SOP de la luz de bombeo. En la actualidad, para evitar los efectos inducidos por el SOP del bombeo, éste se despolariza [F. Bruyère, 1995]; en cuanto al *EDFA*, se considera que la birrefringencia a lo largo de la fibra varía en forma azarosa [P. Wysocki y V. Mazurczyk, 1996] y hasta antes del trabajo realizado por Taylor [M.G. Taylor, 1993], se pensaba que las fibras dopadas con erbio eran insensibles a la polarización.

## Capítulo VII. Amplificación de señales polarizadas en un EDFA con bobinado helicoidal

Para evaluar el funcionamiento del EDFA construido con una fibra embobinada helicoidalmente cuando trabaja con una señal de entrada y un bombeo polarizados, primero se caracterizaron las propiedades de fluorescencia de la fibra y la ganancia del amplificador. A continuación, se seleccionaron 6 longitudes de onda para evaluar si la presencia de un bombeo polarizado modifica el SOP de la señal amplificada. En este capítulo se presentan los resultados obtenidos.

### VII.1 Emisión espontánea del bobinado helicoidal

Como primer parte de los resultados, se presenta en la Figura 30 la curva espectral obtenida para la emisión espontánea amplificada (ASE, por sus siglas en inglés). Este espectro ASE se obtuvo usando un bombeo de 980 nm, con una potencia de onda continua de 30 mW. El pico más alto del espectro se presenta a 1532.8 nm. Este resultado indica que a esta longitud de onda la fibra experimenta una absorción más alta [A. Einstein, 1917].<sup>2</sup> En el valle, la emisión menos intensa se obtiene aproximadamente para 1540 nm. Las longitudes de onda asociadas a la meseta se encuentran entre 1544-1560 nm. Para longitudes de onda mayores de 1560 nm y menores de 1528 nm, la emisión espontánea decae en forma rápida (colas del espectro ASE).

La diferencia en potencia entre el pico más alto del espectro (-44.582 dBm; ~35 nW) y la meseta (-47.4 dBm; ~18 nW) es de ~3 dB, que corresponde a un factor de ~2. La diferencia en potencia emitida entre los extremos de las colas del espectro (1510 nm y 1590 nm) es de ~0.63 nW. Con respecto al valor pico la diferencia es de -17 y -18 dB (un factor de ~50).

---

<sup>2</sup> Einstein A., 1917. "Zur Quantentheorie der Strahlung" Zeitschrift für Physik 18, 121-128.

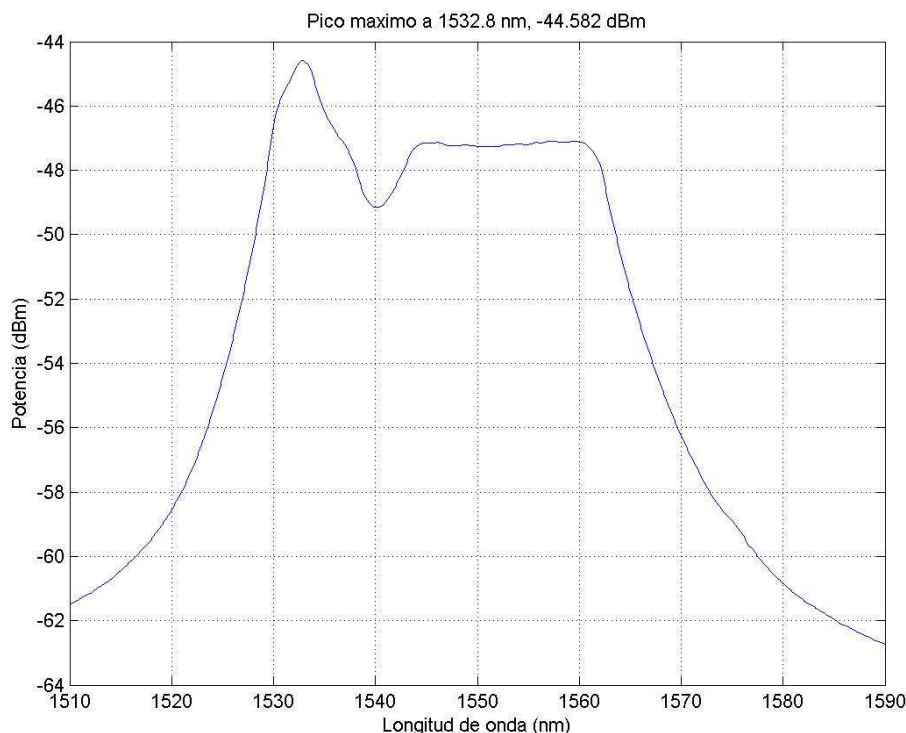


Figura 30. Espectro ASE. Espectro de emisión espontánea amplificada obtenido de la bobina helicoidal con una potencia de bombeo de 30 mW (bombeo de saturación) y una longitud de onda de 980 nm.

## VII.2 Definiciones

Las señales utilizadas para caracterizar la ganancia del amplificador fueron: señal de entrada al bobinado helicoidal, señal de salida del amplificador y señal de bombeo. En la caracterización de los cambios en el estado de polarización, se evaluaron los cambios entre la señal de entrada y la señal de salida del bobinado helicoidal. En cada caso la señal de entrada y la señal de salida presentan cualidades diferentes y se definen con respecto a un sistema óptico distinto. A continuación se describe cada una de ellas y se mencionan las diferencias pertinentes.

### VII.2.1 Señal de entrada

Es la señal que contiene la información, la cual será amplificada para restaurarla, con el fin de que siga su viaje a través de la fibra. En este trabajo, las señales de entrada que se utilizaron están en el rango de longitudes de onda de 1500-1600 nm, con potencias que van entre -7 dBm

(0.2 mW) y 0 dBm (1 mW), a la salida del láser sintonizable. Se verificó que todas las señales de entrada utilizadas mantuvieran un DOP alto (~80%).

Debido principalmente a que la señal proveniente del láser sintonizable viaja por aire antes y después del polarizador y a los empalmes mecánicos usados (Figura 31), hay una pérdida de potencia importante. A la entrada del bobinado helicoidal, la señal disminuye a valores que van de -30 a -50 dBm (1  $\mu$ W a 10 nW) aproximadamente, dependiendo del tipo de experimento que se realice. Este valor no es el mismo para las diferentes longitudes de onda de la señal.

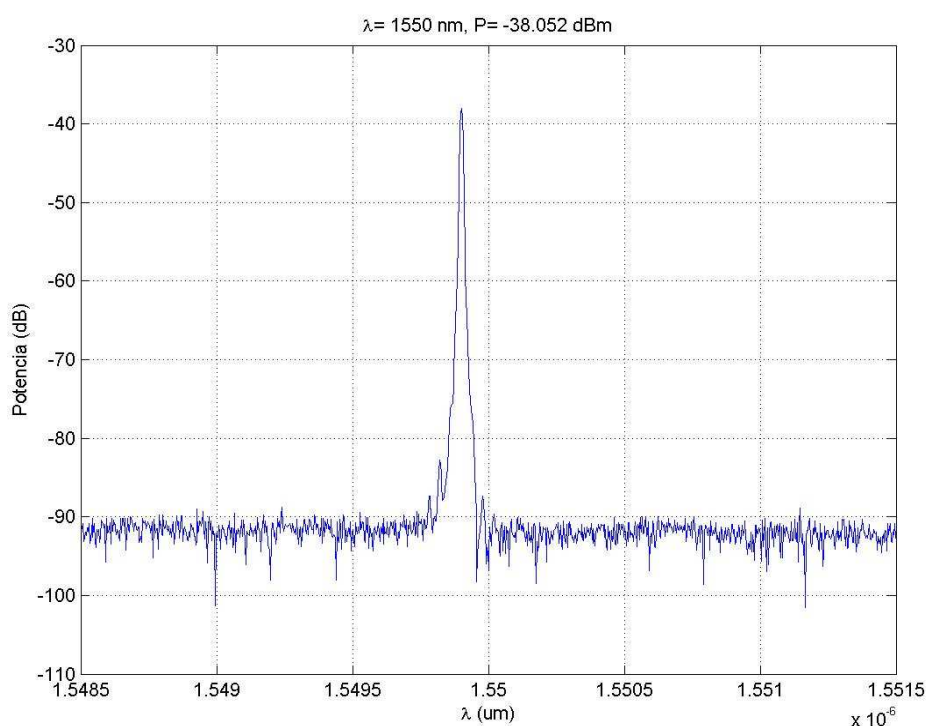


Figura 31. Espectro de la señal de entrada para 1550 nm; a la salida del láser sintonizable se tiene una potencia de -7 dBm (0.2 mW), a la entrada del bobinado helicoidal la señal llega con una potencia de -38.052 dBm (0.15  $\mu$ W) debido principalmente a que parte del camino óptico se da por aire.

Para cumplir con el objetivo de este trabajo, los factores más importantes a considerar con respecto a las señales estudiadas son, en todo momento, el SOP y el DOP.

## VII.2.2 Señal de salida

La señal de salida es la señal a la salida del bobinado helicoidal cuando se mide la birrefringencia de la bobina y, es la señal a la salida del EDFA cuando se mide ya sea la ganancia o el efecto del bombeo en el SOP de la señal amplificada (Figura 12, Cap. IV).

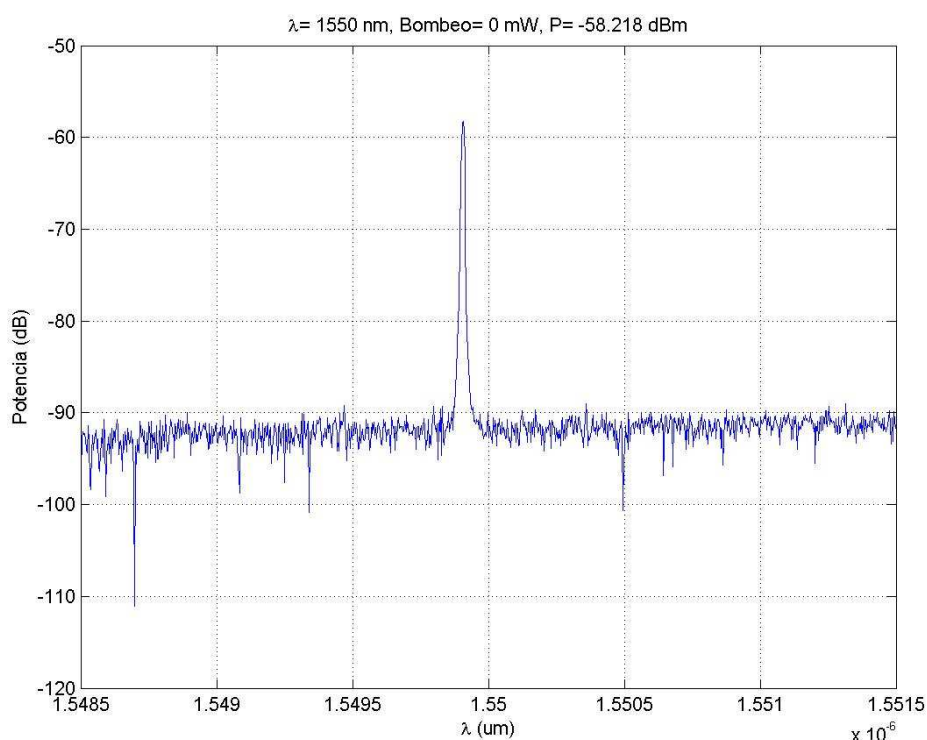


Figura 32. Perfil espectral a la salida del bobinado helicoidal para 1550 nm. Como se aprecia, la potencia (-58.218 dBm, 1.5 nW) es ~100 veces menor que la de la señal de entrada (Figura 20).

La potencia de dicha señal depende directamente de la potencia de la señal de entrada (Figura 32). En los únicos casos en que ésta es mayor que la señal de entrada, es cuando la bobina se bombea para operar en un régimen de amplificación. Cuando se evalúa el tipo de retardo que presenta el bobinado helicoidal, la potencia de esta señal es mucho menor.

Para evaluar el efecto del bombeo en el estado de polarización de la señal amplificada es necesario verificar que el grado de polarización de la señal a la salida del bobinado helicoidal sea alto. Esto nos permite distinguir entre el cambio en el estado de polarización de la señal generado por la birrefringencia del bobinado helicoidal y el inducido por el bombeo. Además, en el modelo usado para describir la anisotropía óptica los cambios generados por sus propiedades de absorción se desprecian.

### VII.2.3 Señal de bombeo

La señal de bombeo es utilizada para excitar hasta el nivel metaestable a los iones de erbio de la fibra con la que está construida la bobina helicoidal. La emisión láser se genera desde el nivel metaestable. En la Figura 33 se presenta la señal de bombeo a 980 nm a una potencia fija de 14.77 dBm (30 mW).

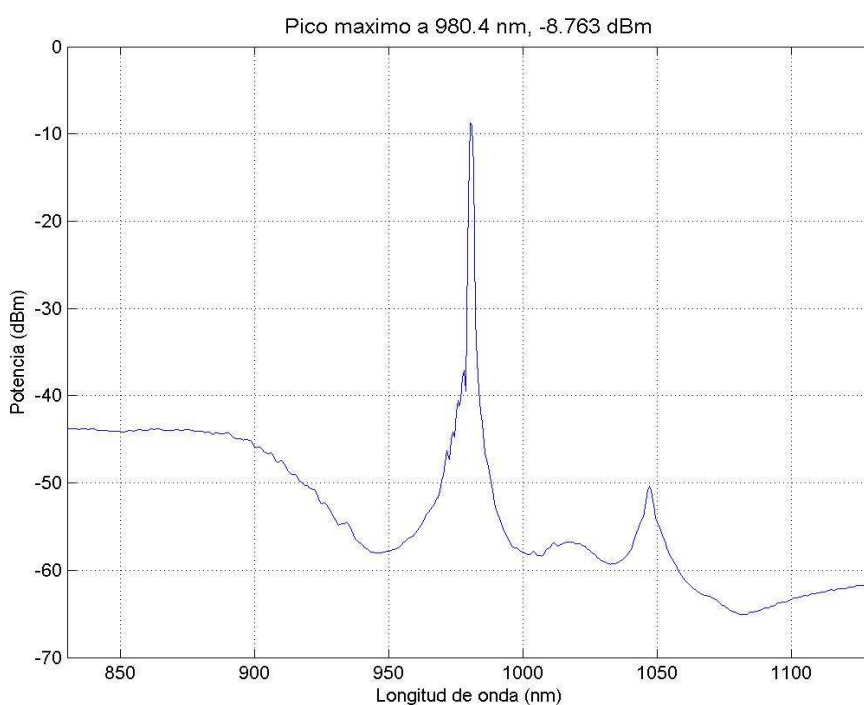


Figura 33. Señal de bombeo a 980 nm a una resolución de 0.01 nm, proveniente del láser de bombeo. Potencia a la salida del láser de bombeo, -8.76 dBm (132.9  $\mu$ W)

El valor pico para esta señal es de -8.763 dBm (132.95  $\mu$ W), esto se debe a las pérdidas por acoplamiento, pérdidas a lo largo de la fibra y a la resolución empleada en el analizador de espectros. La potencia de la señal se incrementa a 6.111 dBm (4.08 mW) al utilizar una resolución más baja (0.5 nm), como se aprecia en la Figura 34, para el mismo bombeo aplicado de 14.77 dBm (30 mW).



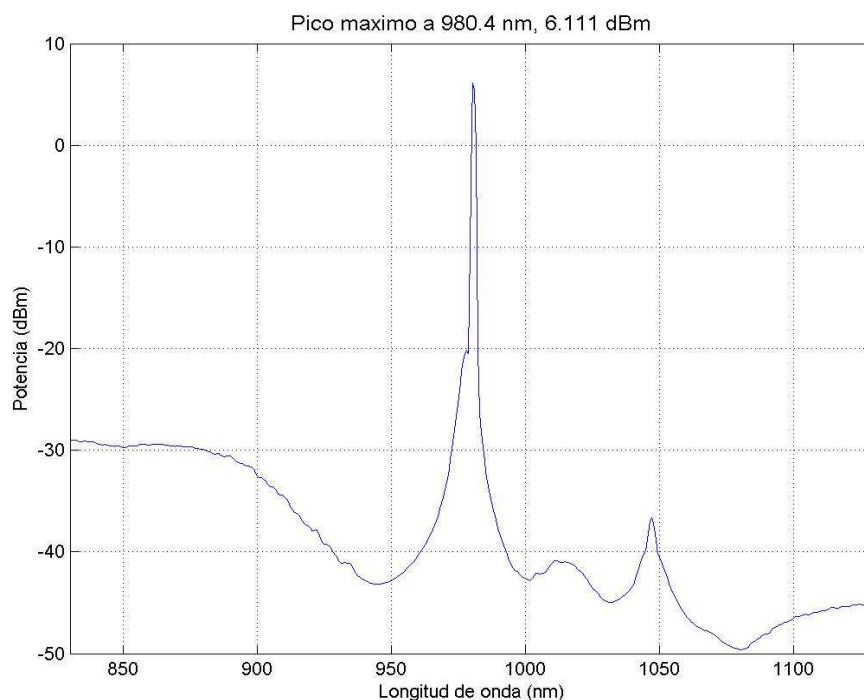


Figura 34. Espectro de bombeo para un bombeo fijo de 14.77 dBm (30 mW) a una resolución de 0.5 nm; el valor pico de la señal es de 6.11 dBm (4.08 mW).

Para la Figura 33 se utilizó una resolución de 0.01 nm. En este trabajo, se utiliza la resolución más alta sacrificando la pérdida de potencia con la finalidad de obtener espectros más definidos.

### VII.3 Ganancia del EDFA con bobinado helicoidal

Aunque se presentan resultados de ganancia dentro de la banda C, no se buscó optimizar la amplificación. La finalidad de este trabajo es la de determinar si la presencia de un bombeo polarizado modifica o no el SOP de la señal amplificada y el efecto se observa haciendo uso de la esfera de Poincaré. Sin embargo, la ganancia espectral permite verificar que este EDFA se comporta de la manera usual en lo que a propiedades de amplificación se refiere y distinguir entre la potencia asociada a una emisión láser y la que corresponde a la emisión espontánea (no polarizada).

### VII.3.1 Ganancia espectral

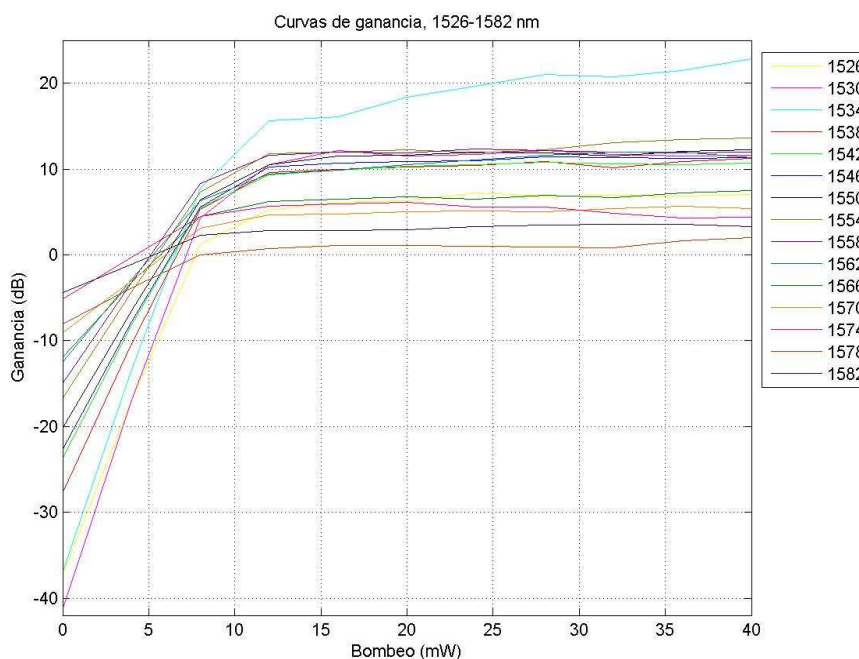


Figura 35. Curvas de ganancia para señales monocromáticas entre 1526-1582 nm.

La ganancia exhibe un comportamiento similar para todas las longitudes de onda estudiadas, como se ilustra en la Figura 35. Puede observarse que inicialmente (potencia de bombeo menor de 8 mW), la ganancia crece en forma lineal con el bombeo. Para potencias de bombeo entre 8 mW y 13 mW las curvas presentan un cambio continuo en su pendiente y posteriormente, ésta se estabiliza, indicando que se alcanza una inversión completa de la población de iones de erbio (bombeo saturado).

Para un bombeo saturado, las longitudes de onda que están alrededor del pico máximo (1532.8 nm) experimentan una amplificación mayor. Les siguen las longitudes de onda que se encuentran alrededor de los 1550 nm, que exhiben amplificaciones muy similares. Puede observarse que de este grupo, la señal cuya longitud de onda está ubicada más cerca del valle (1540 nm) presenta una amplificación ligeramente menor. Por último, las longitudes de onda asociadas a las colas del espectro fueron las que presentaron amplificaciones más bajas.

Las probabilidades de emisión estimulada (ganancia espectral) y de emisión espontánea (espectro ASE) son directamente proporcionales, como lo propone el modelo de Einstein [A. Einstein, 1917]. Además, ya que la fibra que se utiliza está diseñada para amplificar dentro

de la banda C de comunicaciones (1530-1560 nm), debe esperarse que las señales que se alejan de la banda C presenten una amplificación pobre, como se observa en los valores medidos.

#### VII.4 Influencia de la onda bombeo y la birrefringencia de la fibra dopada con erbio en el SOP de la señal amplificada

Para analizar los resultados obtenidos, las mediciones realizadas para el SOP de la señal amplificada se muestran sobre la esfera de Poincaré. Esta representación gráfica permite apreciar fácilmente la influencia de la birrefringencia residual del bobinado y en su caso, la de la señal de bombeo. Se hicieron medidas para señales ubicadas dentro y fuera de la banda C. Las longitudes de onda utilizadas se seleccionaron haciendo uso del espectro de emisión espontánea amplificada (Figura 30). Se consideró que dentro de la banda C las 6 longitudes de onda más significativas son: el pico más alto del espectro (1532 nm), el mínimo del valle (1540 nm), los extremos de la meseta (1544 y 1560 nm) y una frecuencia central de la misma, 1550 nm. Fuera de la banda C se usó una longitud de onda: 1566 nm.

Para las longitudes de onda ubicadas dentro de la banda C (con excepción de 1560 nm), no se observaron cambios en el SOP de la señal amplificada debidos a la presencia de la señal de bombeo. A manera de ejemplo se presentan en las Figuras 36 a 38 los resultados para 1550 nm. Los resultados para 1560 nm y 1566 nm se discuten aparte y se muestran en las Figuras 39 a 46.

### VII.4.1 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1550 nm

Del grupo de señales estudiadas dentro de la banda C se seleccionó la longitud de onda de 1550 nm, debido a que es la que da nombre a la tercer ventana de comunicaciones, que es la banda espectral en la que la regeneración de la señal se lleva a cabo usando EDFAs.

Los resultados se presentan en el siguiente orden:  $SOP_{in}$ ,  $SOP_{out}$  sin bombeo aplicado y  $SOP_{out}$  con bombeo aplicado. Este mismo orden será utilizado para las demás longitudes de onda que se presentan.

La potencia de la señal de 1550 nm (Figura 36) es de  $\sim -50$  dBm (10 nW) a la entrada del bobinado; cabe señalar que la potencia emitida por el láser es de -5 dBm (0.3 mW). El grado de polarización ( $DOP$ ) es casi del 100%. Como se aprecia, sin bombeo aplicado el SOP es estable. Esto es resultado de una buena alineación y de un acoplamiento modal correcto. Puede notarse que la señal emitida por el diodo láser sintonizable tiene un  $DOP$  alto.

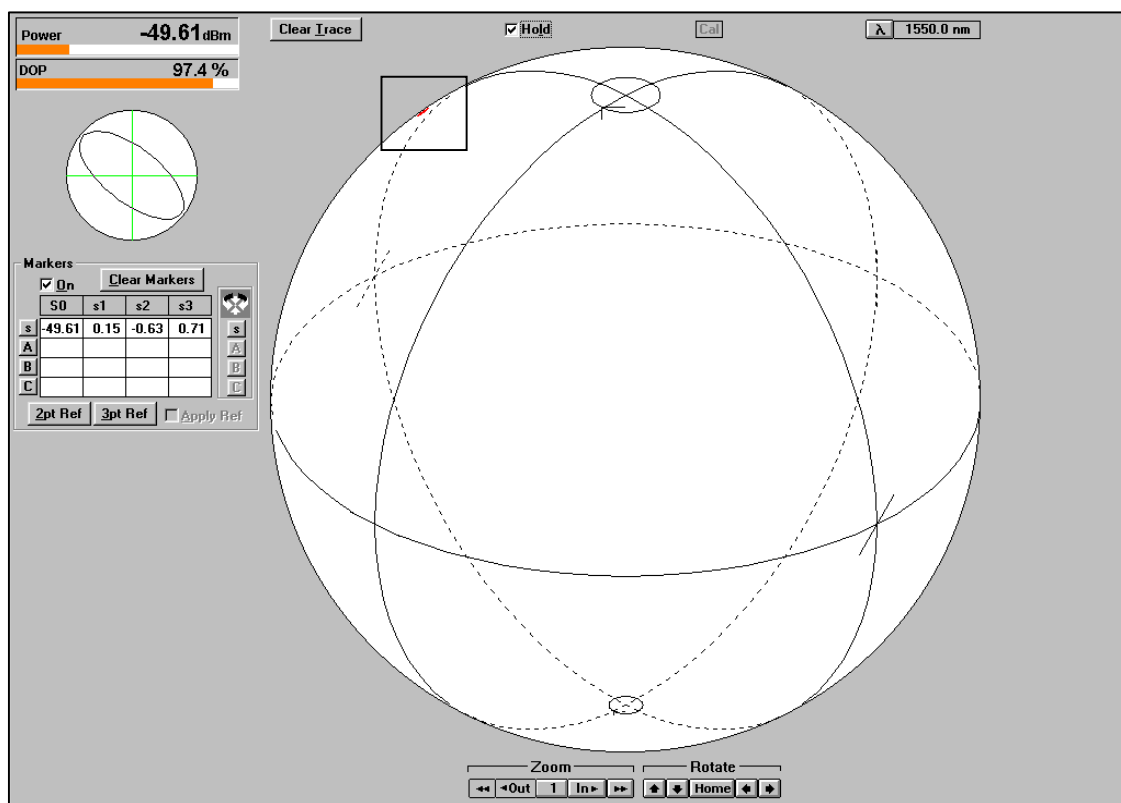


Figura 36. Señal de entrada al bobinado helicoidal a 1550 nm.

En la Figura 37 se presenta la misma señal de entrada de la Figura 36, sólo se giró para comparar el SOP de entrada con el de salida (Figura 38).

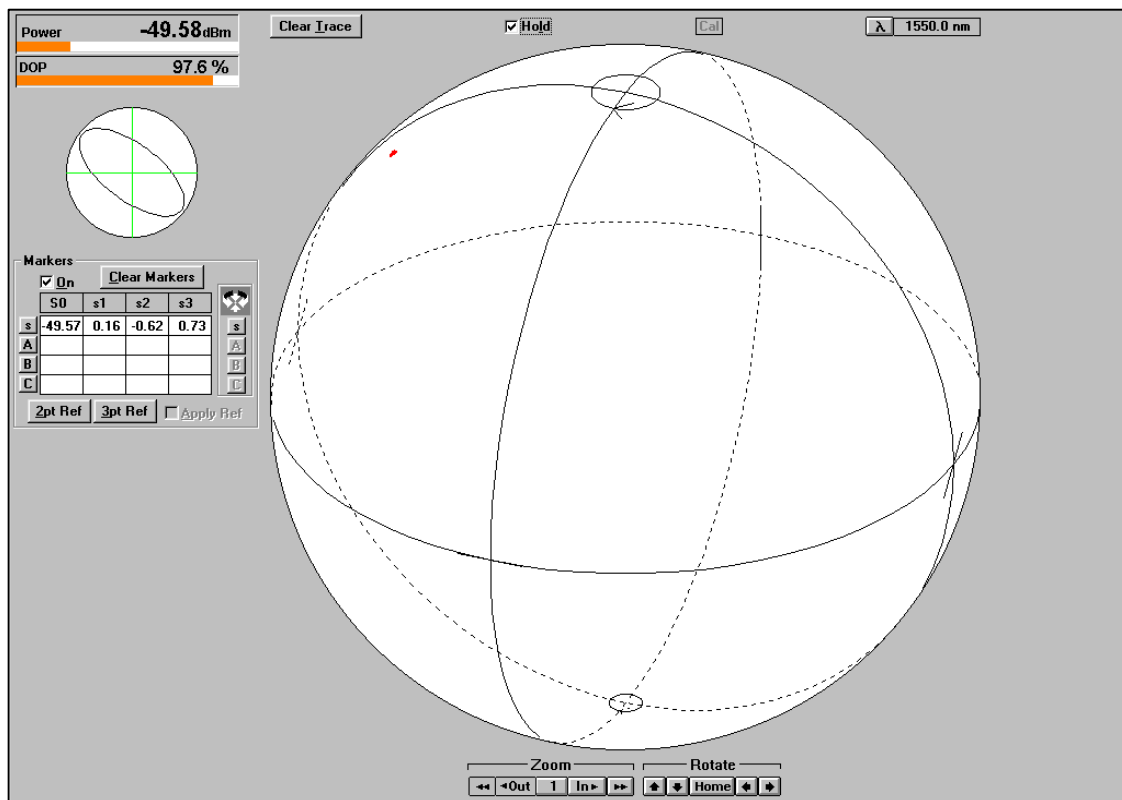


Figura 37. Señal de entrada a 1550 nm. Se giro la esfera para apreciar mejor el punto correspondiente al SOP.

La Figura 38 presenta el SOP a la salida del bobinado helicoidal, sin bombeo aplicado. El cambio en el estado de polarización se debe a la birrefringencia del bobinado de fibra dopada con erbio. Además, la potencia de la señal se reduce al pasar por el bobinado (absorción); puede notarse que el *DOP* es alto ( $\sim 100\%$ ).

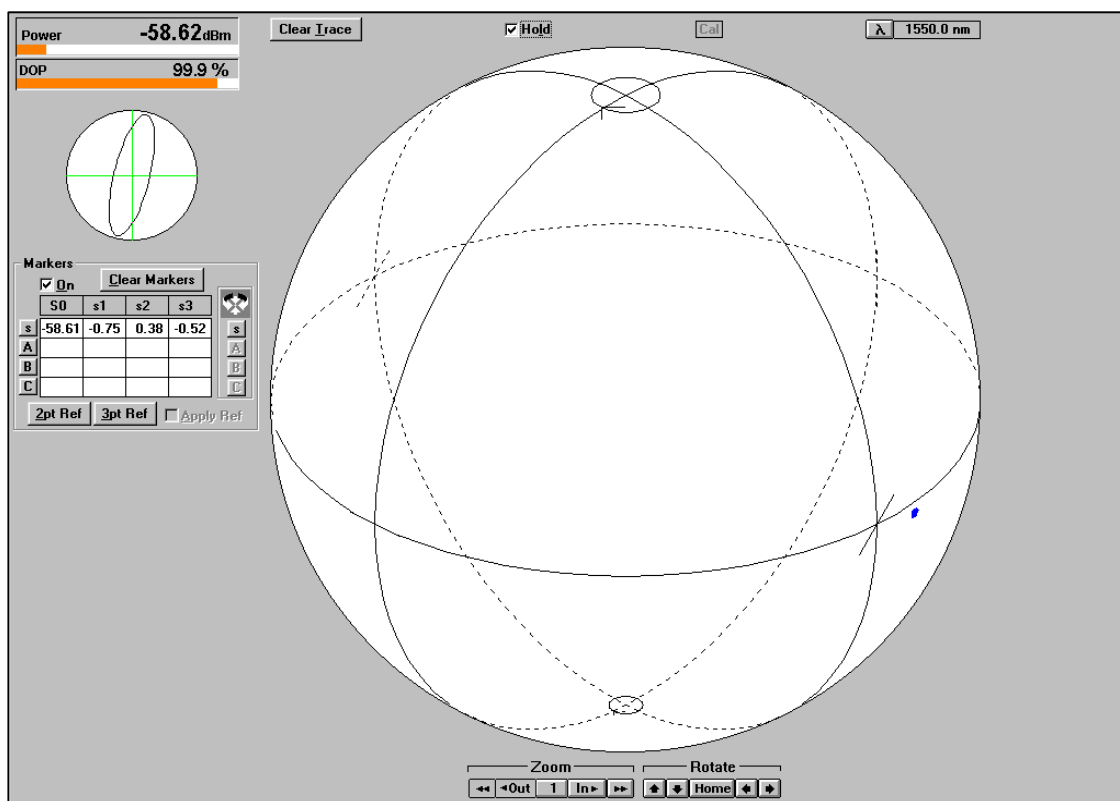


Figura 38. Señal de salida para 1550 nm. Se sigue conservando un *DOP* alto ( $\sim 100\%$ ).

En la Figura 39 se presenta el SOP de salida al aplicar un bombeo de 30 mW (inversión completa). La potencia de la señal se amplificó  $\sim 10$  veces; el *DOP*, aunque se ha reducido en un 15%, mantiene un valor alto. El deterioro medido para el SOP de la señal amplificada es aparente. Se debe a que el filtro espectral usado no es suficientemente angosto, por lo que la proporción de emisión espontánea amplificada que forma parte de la señal que detecta el analizador de espectros, excede el perfil de línea de la señal. Aún con un filtro de menor ancho de banda, parte de la señal correspondería a emisión de ruido, no polarizada.

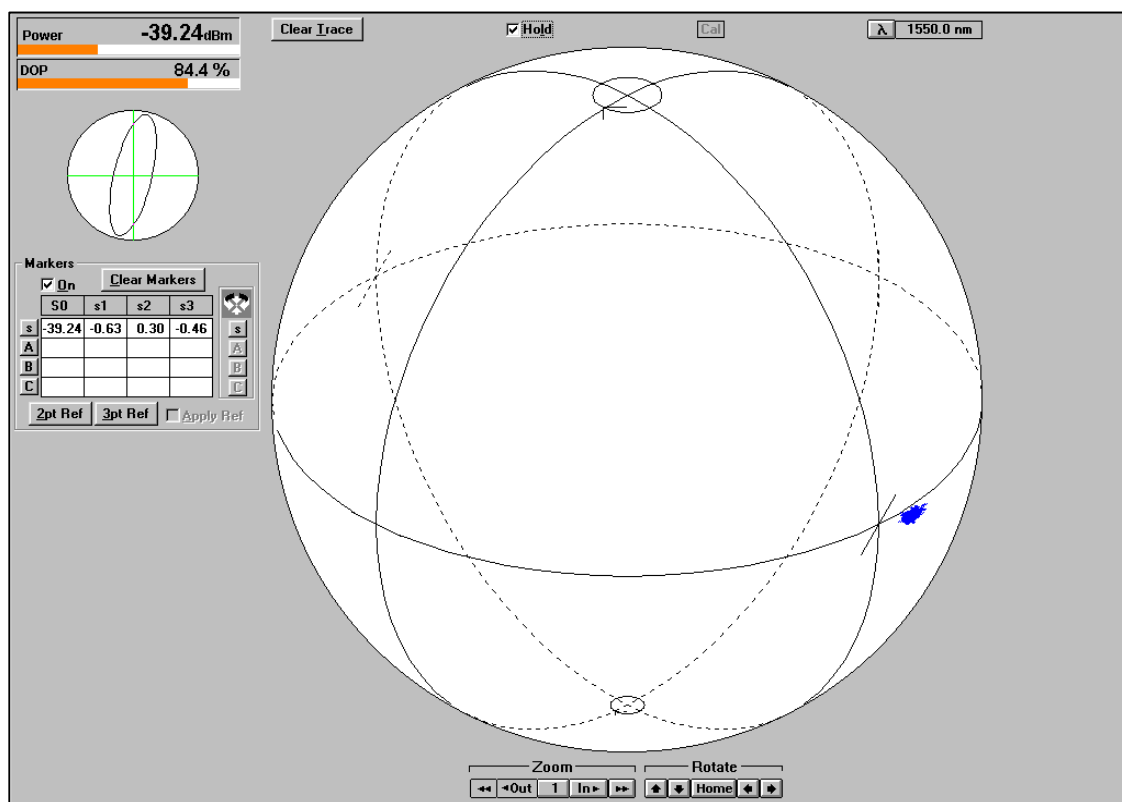


Figura 39. SOP de salida a 1550 nm con un bombeo aplicado de 30 mW a 980 nm.

#### VII.4.2 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1560 nm

La señal de 1560 nm presentó un comportamiento diferente. En la Figura 40 se muestran los datos de la señal de entrada. Su potencia fue de  $-42.08$  dBm ( $6.2 \times 10^{-5}$  mW) y su *DOP* del 100%. En este caso fue necesario aumentar la potencia del láser sintonizable a  $-3$  dBm (0.5 mW) para poder observar una señal medible a la salida del bobinado helicoidal. El punto que describe al SOP de la señal está posicionado en la parte trasera de la esfera de Poincaré, por eso en este caso es de color azul. Puede notarse que para esta potencia se presenta un deterioro apreciable en la estabilidad del SOP de la señal emitida por el diodo láser sintonizable.

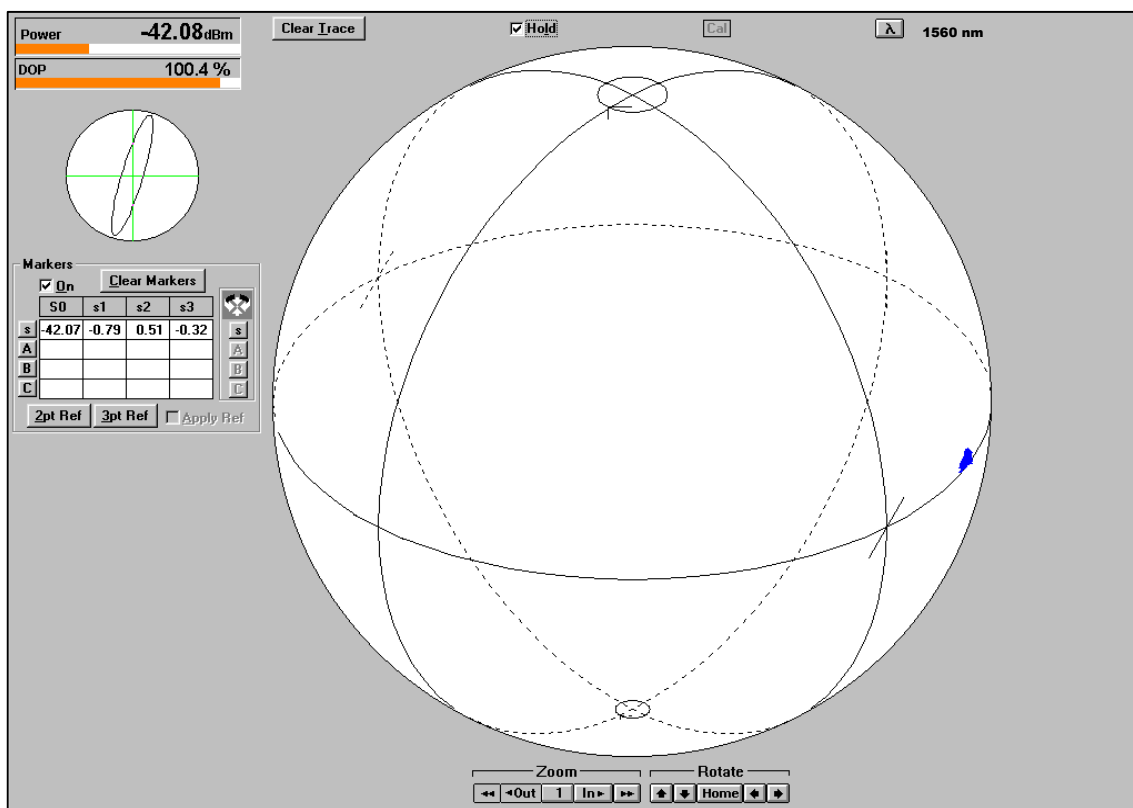


Figura 40. SOP de entrada de la señal a 1560 nm.

En la Figura 41 se presenta el estado de polarización de la señal de 1560 nm a la salida de la bobina. La potencia de la señal disminuye a -61.22 dBm ( $7.55 \times 10^{-7}$  mW), pero su *DOP* es superior al 95%. Es interesante notar que en este caso el SOP de la señal de salida muestra un comportamiento más estable que el de la señal de entrada (Figura 40).



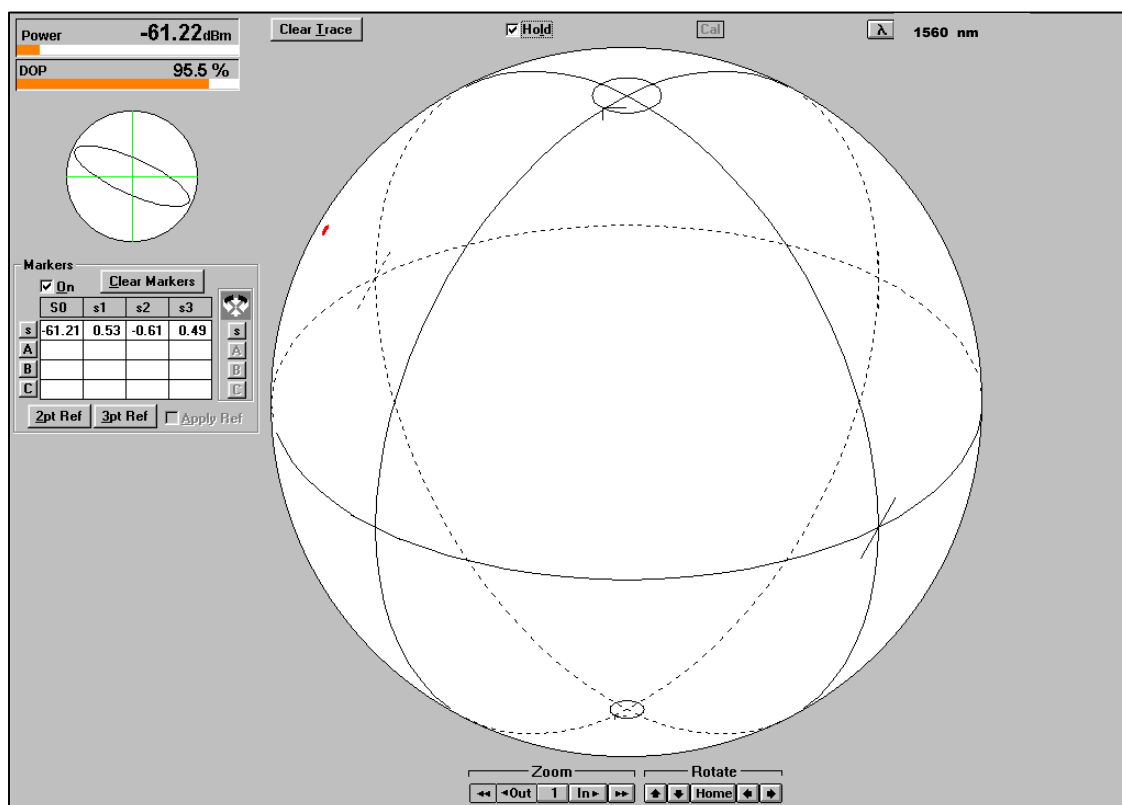


Figura 41. Señal de salida para 1560 nm sin bombeo aplicado.

En la Figura 42 se presenta un cambio apreciable del SOP al bombear el EDFA (30 mW). La potencia de la señal de salida se incrementa y, en este caso, el *DOP* se reduce considerablemente (57%). Este deterioro puede asociarse al decremento de la razón señal a ruido para esta región del espectro.

Para apreciar mejor el cambio en el SOP de la señal, se presentan en la Figura 43 en la misma esfera de Poincaré, los estados de polarización de salida con y sin bombeo aplicado. Cabe señalar que la potencia y el *DOP* que aparecen en esta figura son los de la señal sin bombeo aplicado. A la izquierda de la mancha más grande, se aprecia una mancha de dimensiones menores, esa mancha más pequeña indica el  $SOP_{out}$  sin bombeo aplicado. La mancha más extendida corresponde al SOP de la señal amplificada.

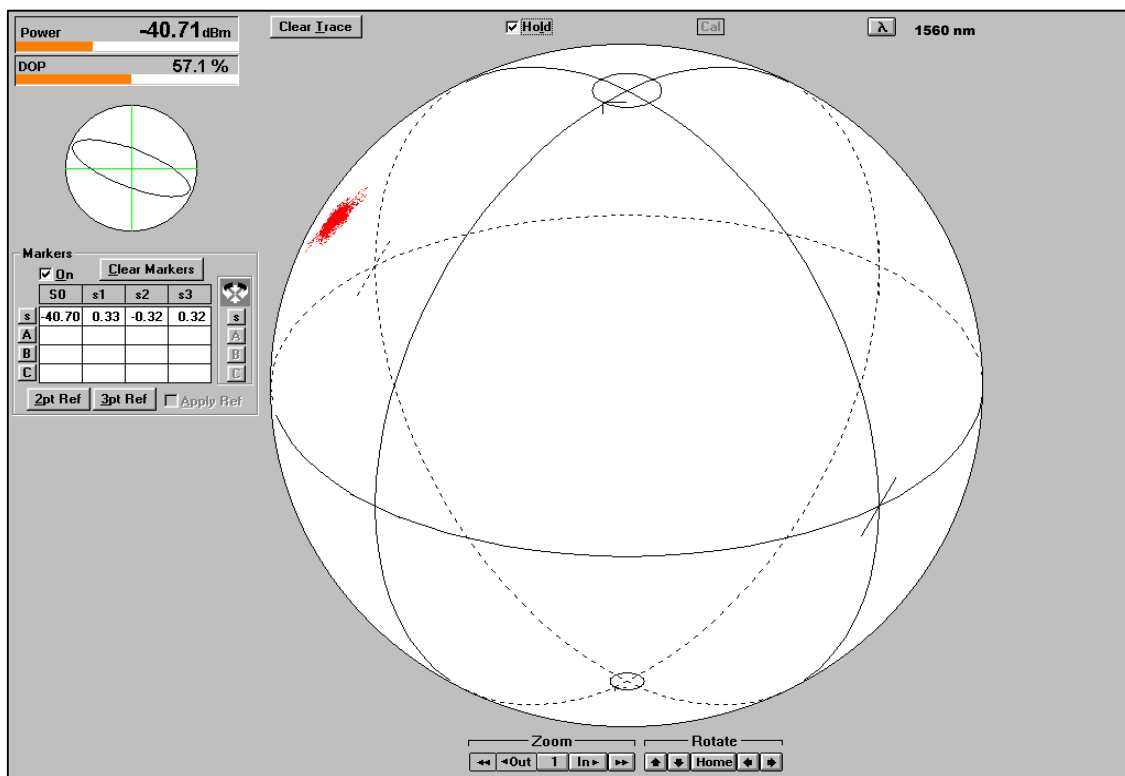


Figura 42. SOP de la señal de salida para 1560 nm con bombeo aplicado. El punto se ha convertido en una mancha. Su centroide parece coincidir con el SOP de la señal no amplificada. Se observa un decremento considerable en su  $DOP$  ( $\sim 40\%$ ).

Se esperaba que este tipo de cambios en el estado de polarización de la señal amplificada se presentaran dentro de la banda clásica, como se observó anteriormente usando una fibra con una arquitectura diferente [A. Hernández Calvario y D. Tentori, 2005]<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> A. Hernández Calvario y D. Tentori, Efecto del campo de bombeo en el estado de polarización de señales amplificadas por un EDFA, Suplemento del Boletín de la Sociedad Mexicana de Física 20-3, 183-184 (2006).

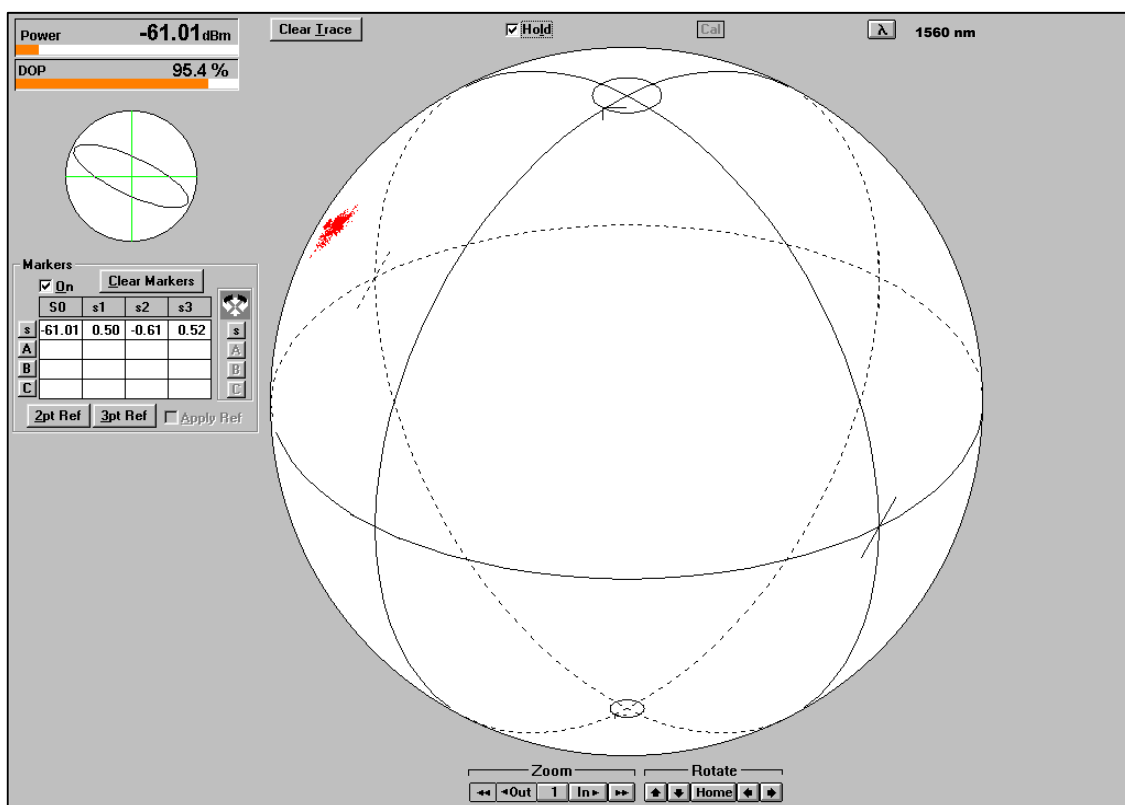


Figura 43. SOP con y sin bombeo aplicado. Resulta evidente que el bombeo genera un cambio en el SOP de la señal.

### VII.4.3 Influencia del bombeo y la birrefringencia inducida para una señal de 1566 nm.

Por último se presentan los resultados de SOP para 1566 nm. Para esta longitud de onda el cambio del SOP de la señal a la salida del bobinado helicoidal es más notorio y, al igual que para 1560 nm, al aplicar un bombeo el *DOP* se reduce considerablemente.

En la Figura 44 se muestra la señal de entrada para una longitud de onda de 1566 nm, con una potencia de -48.45 dBm y un *DOP* del 100%. El punto se ubica del lado superior derecho de la esfera, sobre el borde.

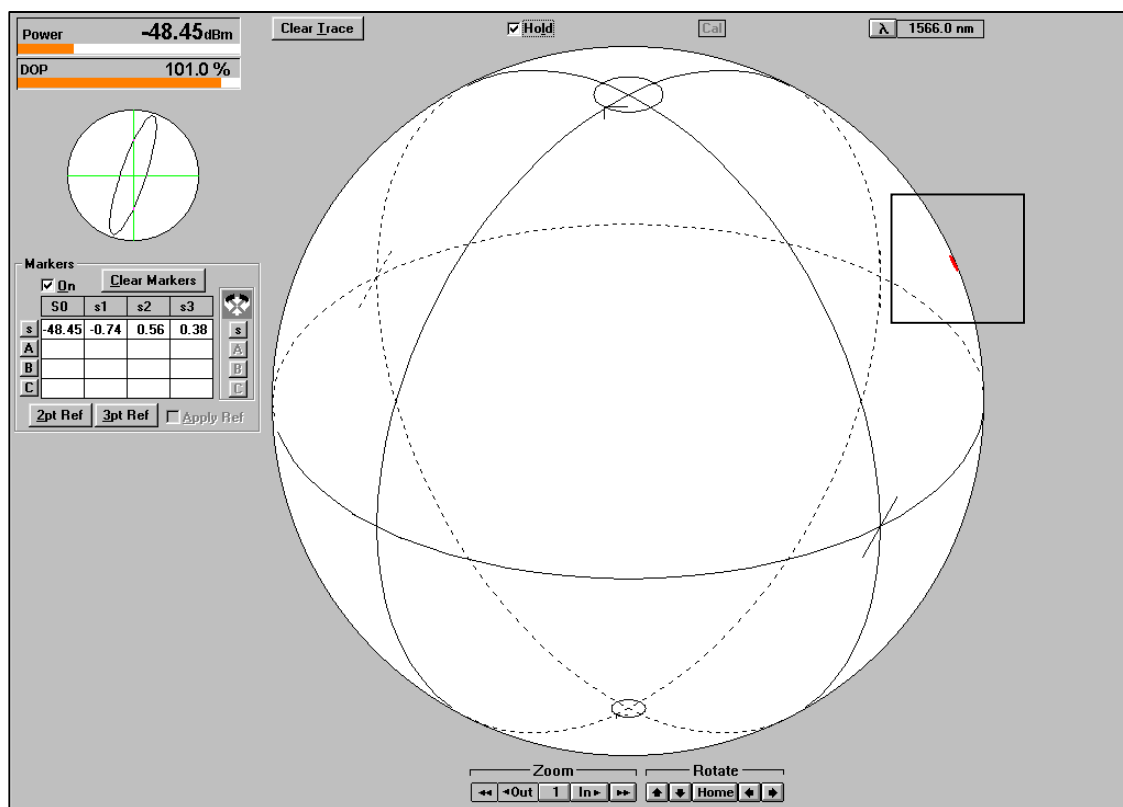


Figura 44. Estado de polarización de entrada al bobinado helicoidal para 1566 nm.

En la Figura 45 se muestra el SOP de la señal a la salida del bobinado helicoidal. El *DOP* es del 93.6% y la potencia de -60.28 dBm (0.937 nW); una potencia muy pequeña, en el límite de medición del analizador de polarización.

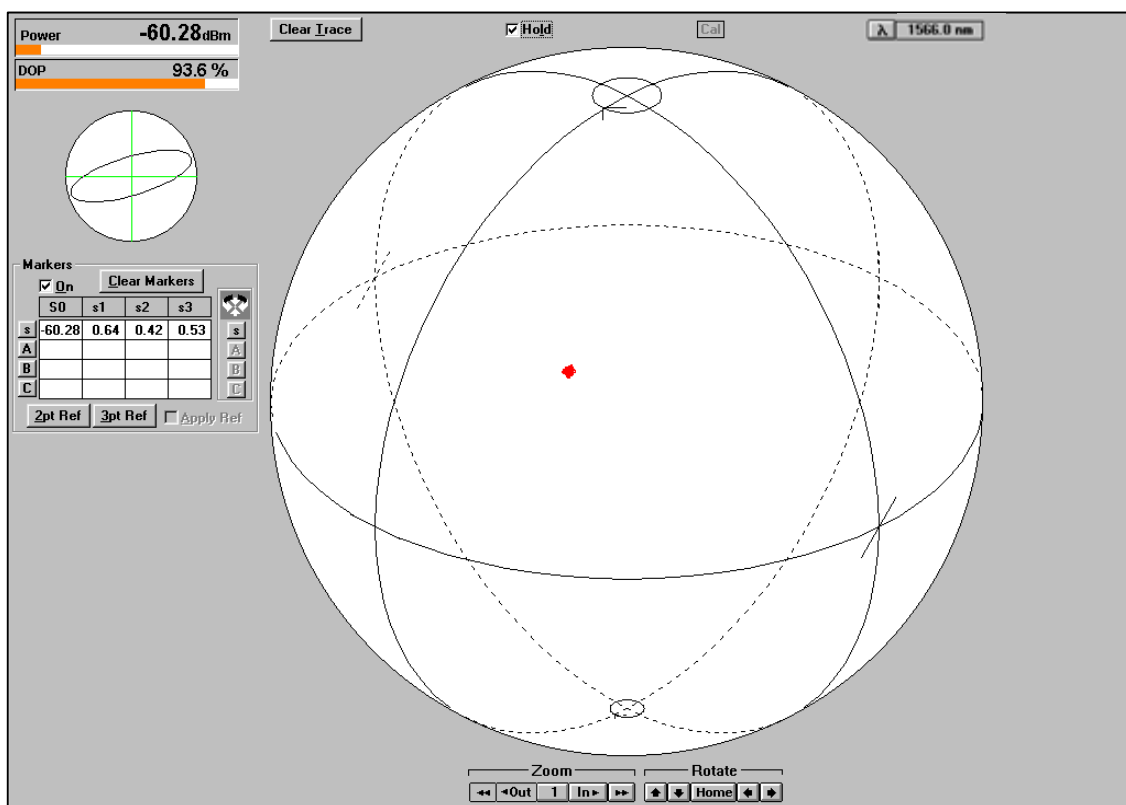


Figura 45. SOP de la señal a la salida del bobinado helicoidal. Se aprecia fácilmente que el SOP está cambiando al pasar por el bobinado.

En la Figura 46 se muestra el SOP de salida para un bombeo fijo de 30 mW a 980 nm. Nótese como disminuye el *DOP* considerablemente (es sólo del 37%). La potencia de la señal de salida es alta, sin embargo la despolarización indica que una parte importante de esta señal es de ruido. Esto puede verificarse consultando la curva de ganancia (Figura 35). La ganancia medida para esta longitud de onda fue de ~8 dB. Por otra parte, el cambio entre la potencia de entrada y la potencia de salida medidas por el analizador de polarización es de 15.25 dB. Dado que la parte no polarizada es menor al 7% (Figura 45), para este canal espectral la amplificación del ruido es considerablemente mayor que la de la señal (ganancia de ~27.6 dB).

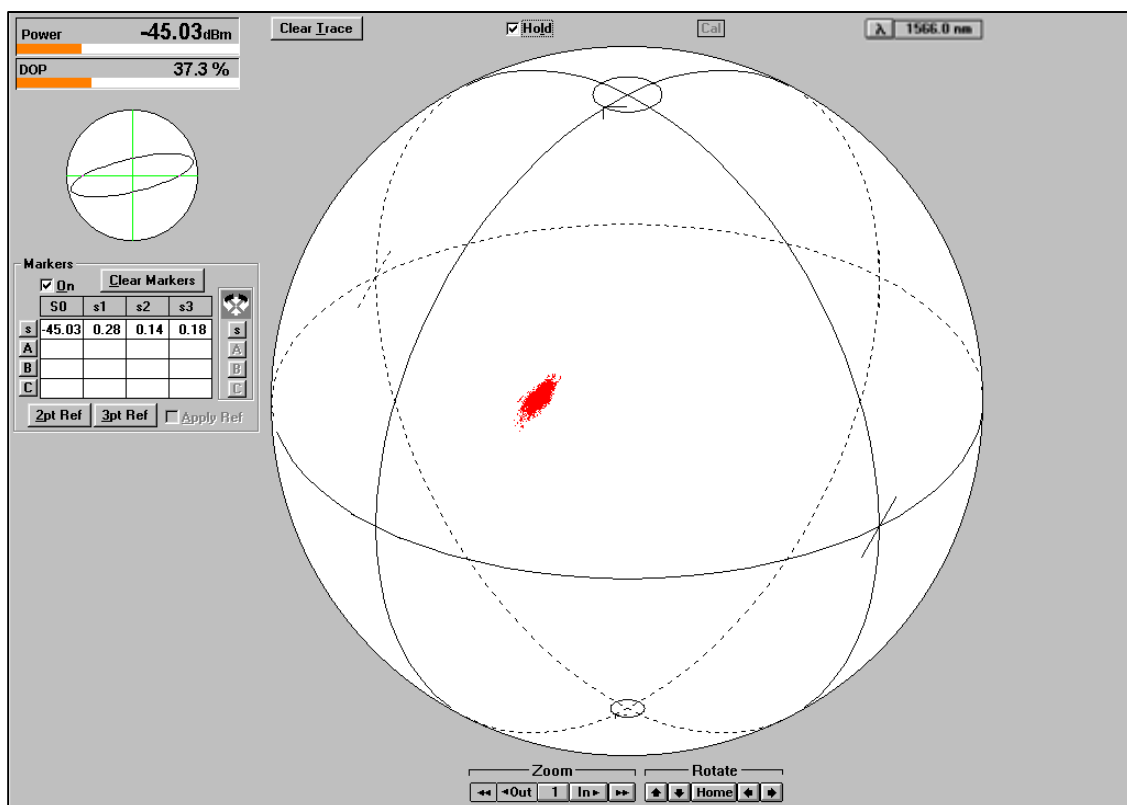


Figura 46. SOP de la señal después de haber pasado por el bobinado helicoidal para un bombeo de 980 nm.

En la Figura 47, para facilitar la comparación, se superpusieron en la misma esfera de Poincaré los estados de polarización de salida con bombeo aplicado y sin bombeo aplicado. Para 1566 nm se obtuvo el cambio más notorio de la influencia de la onda de bombeo sobre el SOP de una señal amplificada por un EDFA. La potencia y el *DOP* que aparecen en la figura son los de la señal de salida sin bombeo aplicado.

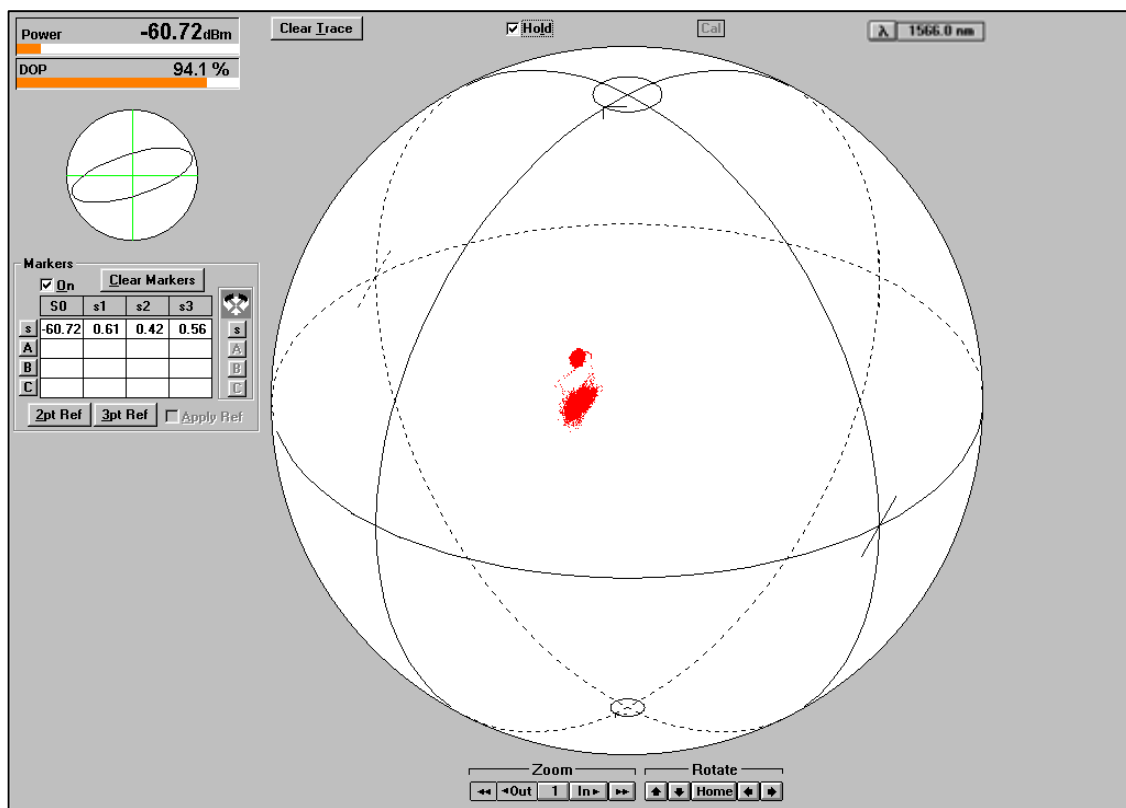


Figura 47. SOP de salida con y sin bombeo aplicado. Claramente se aprecia el cambio en el SOP de la señal al aplicar el bombeo.

## CONCLUSIONES

**En lo que respecta a la investigación de este trabajo, enfocándose en los objetivos y los experimentos realizados se llega a las siguientes conclusiones:**

1) Los experimentos realizados usando la técnica de barrido espectral sobre un rango amplio (1500-1600 nm) indican que no existen eigenmodos de polarización comunes a todas las trayectorias.

2) La birrefringencia residual de la fibra utilizada se ve modificada por la torsión inducida por el bobinado helicoidal. Posiblemente también se modifique debido al arqueamiento; sin embargo este cambio no se midió.

3) Las componentes de birrefringencia de la señal giran a lo largo de la fibra dopada debido al bobinado helicoidal, este giro puede ser representado por una matriz de rotación matemáticamente igual a la de birrefringencia circular, pero con otro significado físico. Esta matriz de rotación multiplica a la matriz de birrefringencia elíptica que representa al retardador elíptico de cada sección diferencial de la fibra dopada con erbio. Su retardo corresponde al acumulado a lo largo de toda la fibra.

4) Se comprobó que el SOP de la señal de información varía en su evolución debido a la birrefringencia de la fibra dopada con erbio.

5) Con la fibra utilizada, la presencia de un bombeo polarizado modificó el SOP de la señal amplificadora sólo para las longitudes de onda más altas que se estudiaron en este trabajo. Para las longitudes de onda dentro de la banda C de comunicaciones no se detectaron cambios.



6) La mejor amplificación del EDFA, como se esperaba, se obtiene para señales que se encuentran dentro de la meseta del espectro de emisión espontánea (1544-1560 nm) después del pico a 1532 nm, donde se tiene el pico más alto del espectro.

7) Es necesario hacer un análisis con la fibra utilizada para este trabajo, INO NOI 402K5, usando dos bobinados helicoidales, para verificar si es posible cancelar la birrefringencia.

**Centrándose en los retos y logros en el tiempo invertido en el laboratorio, dadas las limitaciones y libertades para realizar los experimentos requeridos se concluye:**

8) Para obtener los mejores resultados en el laboratorio es necesario cuidar en todo momento la alineación. La alineación obtenida debe ser la mejor posible y debe cuidarse que se mantenga, pues es fácilmente modificada por perturbaciones externas.

9) Por cuestiones de tiempo, es necesario pensar en la automatización de los equipos. Para este trabajo se utilizó un sistema automatizado de medición y procesado de información, con el apoyo del analizador de polarización Agilent 8509C; así como bases de desplazamiento para los componentes ópticos. Sin embargo fue necesario automatizar, por puerto GPIB, las mediciones y procesado de datos, para dos láseres y un analizador de espectros. Se usó el lenguaje de programación MATLAB.

10) Se realizaron una serie de programas para el procesado de la información en la esfera de Poincaré, que quedan para la utilización de experimentos futuros.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, "Erbium-doped fiber amplifiers. Fundamentals and Technology", Academic Press, San Diego, 1999.
- [2] R. Benítez, "Geometría Vectorial", Trillas, México, 2002.
- [3] F. Bruyère, "Measurement of polarization-dependent gain in EDFA's against input degree of polarization and gain compression", *Electronics Letters* 31 (5) 401-403, 1995.
- [4] F. Bruyère, O. Audouin, V. Letellier, G. Bassier, P. Marmier, "Demonstration of an optimal polarization scrambler for long-haul optical amplifier systems", *IEEE Photonics Technology Letters* 6 (9) 1153-1155, 1994.
- [5] Emmanuel Desurvire, *Erbium doped fiber amplifiers. "Principles and Applications"*, Wiley-Interscience, Seccion 1.1, 1994.
- [6] A. Einstein, "Zur Quantentheorie der Strahlung", *Zeitschrift fur Physik* 18, 121-128, 1917.
- [7] Lauro Ismael Fernández Farfán, Diana Tentori Santacruz, "Compensación de la birrefringencia a través de un doble embobinado helicoidal, para un amplificador de luz polarizada", *Memorias XVIII Reunión ANUAL de la AMO Pág: 27V03-1 a 27V03-10*, 2005.
- [8] E. J. Greer, D. J. Lewis and W. M. Macauley, "Polarisation dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers", *Electronics Letters*, 20 (1) 46-47, 1994.
- [9] A. Gutiérrez B., "Automatización del procedimiento de caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo dopadas con erbio", *Tesis de maestria, Centro de Investigacion Científica y de Educación Superior de Ensenada, Febrero 2007*.
- [10] A. Hernández Calvario y D. Tentori, "Efecto del campo de bombeo en el estado de polarización de señales amplificadas por un EDFA", *Suplemento del Boletín de la Sociedad Mexicana de Física* 20-3, 183-184, 2006.
- [11] K. Hirabayashi, C. Amano, "Liquid-crystal polarization stabilizers on fiber arrays", *J. Lightwave Technology* 21 (10) 2162-2171, 2003.
- [12] K. Hirabayashi, "Electrically controllable liquid-crystal rotatable wave plate with variable phase retardation", *Appl. Opt.* 44 (17) 3552-3559, 2005.

- [13] Keigo Iizuka, "Elements of Photonics Vol. II. For fiber and integrated optics", (Wiley Series in Pure and Applied Optics, Bahaa E.A. Saleh, ed.) Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, NY, 2002.
- [14] R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the  $N$ -matrices", *J. Opt. Soc. Am.* 38, 671-685, 1948.
- [15] Y. Kidoh, Y. Suematsu, K. Furuya, "Polarization control on output of single-mode optical fibers", *Journal of Quantum Electronics* 17 (6) 991-994, 1981.
- [16] H.C. Lefevre, "Single-mode fiber fractional wave devices and polarization controllers", *Electron Lett.* 16 (20) 778-780, 1980.
- [17] J. Liu, Q. Fang, Y. Yin, "Passive depolarizer based on artificial polarization-dependent delay", *Electronics Letters* 42 412, 2006.
- [18] E.R. Lyons, H.P. Lee, "An electrically tunable all-fiber polarization controller based on deposited thin-film microheaters", *Photonics Technology Letters* 14 (9) 1041-1135, 2002.
- [19] Rodica M. Martin, "Reciprocity between Emission and Absorption for Rare-Earth Ions in Glass, PhD Thesis", Worcester Polytechnic Institute, April 2006.
- [20] V. J. Mazurczyk, J. L. Zyskind, "Polarization dependent gain in erbium doped-fiber amplifiers", 6 (5) 616-618, 1994.
- [21] J. Prat, J. Comellas, G. Junyent, "Experimental demonstration of an all-fiber endless polarization controller based on Faraday rotation", *Photonics Technology Letters* 7 (12) 1430-1432, 1995.
- [22] H. Y. Pua, K. Peddinarappagari, Benyuan Zhu, C. Allen, K. Demarest, Rongqing Hui, "An adaptive first-order polarization-mode dispersion compensation system aided by polarization scrambling: theory and demonstration", *J. Lightwave Technology* 18 (6) 832-841, 2000.
- [23] J. N. Ross, "The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibers due to geometric effects", *Opt. Quantum Electron.*, 16, pp. 455-461, 1984.

- [24] H. Shimizu, S. Yamazaki, T. Ono, K. Emura, "Highly practical fiber squeezer polarization controller", *Journal of Lightwave Technology* 9 (10), pág: 1217-1224, 1991.
- [25] F.G. Sun, Z.G. Lu, G.Z. Xiao, C.P. Grever, "Novel polarization scrambling OSNR monitor", *Proceedings of SPIE* 5579 669-672, 2004.
- [26] O. Tarasenko, A. Claesson, W. Margulis, "All-fiber polarization control", *Australian Conference on Optical Fiber Telecommunications*; Sydney, Australia, julio 2005.
- [27] M. G. Taylor, "Observation of new polarisation dependence effect in long haul optically amplified system", *Post-deadline Paper PD5-1*, pp. 25-28, *OFC 93*, San Jose, California, 1993
- [28] M.G. Taylor, "Improvement in  $Q$  with low frequency polarization modulation on transoceanic EDFA link", *IEEE Photonics Technology Letters* 6 (7) 860-862, 1994.
- [29] D. Tentori, C. Ayala-Díaz, F. Treviño-Martínez, M. Farfán-Sánchez, F.J. Mendieta-Jiménez, "Birefringence evaluation of erbium doped optical fibers" *Proc. SPIE*, 5531, 359-366, 2004.
- [30] D. Tentori, C. Ayala Díaz, F. Treviño Martínez, F.J. Mendieta Jiménez, "Evaluation of the residual birefringence of single-mode erbium-doped silica fibers" *Opt. Commun.* 271, p. 73, 2007.
- [31] F. Treviño Martínez, D. Tentori, C. Ayala Díaz, F.J. Mendieta Jiménez, "Birefringence assessment of single-mode optical fibers," *Opt. Express* 13, p. 2556, 2005.
- [32] C. Tsao, "Optical fibre waveguide analysis", Chap. 3, *Oxford University Press*, New York, 1992.
- [33] R. Ulrich, S.C. Rashleigh and W. Eickhoff, "Bending-induced birefringence in single-mode fibers" 5, pp: 273-275 (1980).
- [34] G.R. Walker, N.G. Walker, "Rugged all-fiber endless polarization controller", *Electron. Lett.* 24 (22) 1353-1354, 1988.
- [35] P. Wang, J.K. Sahu, W.A. Clarkson, *High-Power Broadband Ytterbium-Doped Helical-Core Fiber Superfluorescent Source*, *Photonics Technology Letters*, 19 (5) 300 - 302 (2007).

[36] P. Wysocki, V. Mazurczyk, "Polarization Dependent Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Computer Model and Approximate Formulas", *J. Lightwave Technol.* 14 (4) 572-584, 1996.

[37] Ilyong Yoon, Byoung-ho Lee, Soojin Park, "A fiber depolarizer using polarization beam splitter loop structure for narrow linewidth light source", *Photonics Technology Letters* 18 (6) 776-778 (2006).

## Apéndice A

En esta sección se muestran las trayectorias generadas por la evolución del SOP de la señal para un barrido espectral de 1500-1600 nm. Se usaron incrementos en el ángulo azimutal de entrada del polarizador de  $10^\circ$  y se cubrió de esta manera de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ . Para fines de comparación, los datos se presentan usando la misma orientación de la esfera de Poincaré.

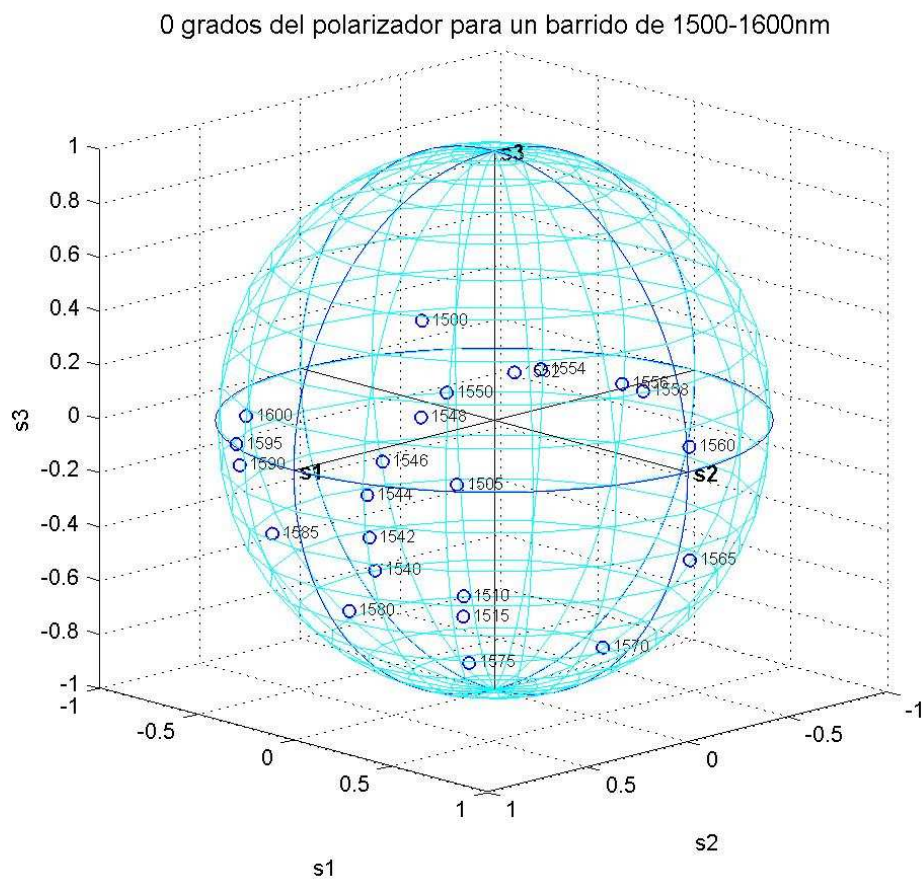


Figura 48. Trayectoria descrita por la evolución del SOP de la señal linealmente polarizada a  $0^\circ$  usando la técnica de barrido espectral.

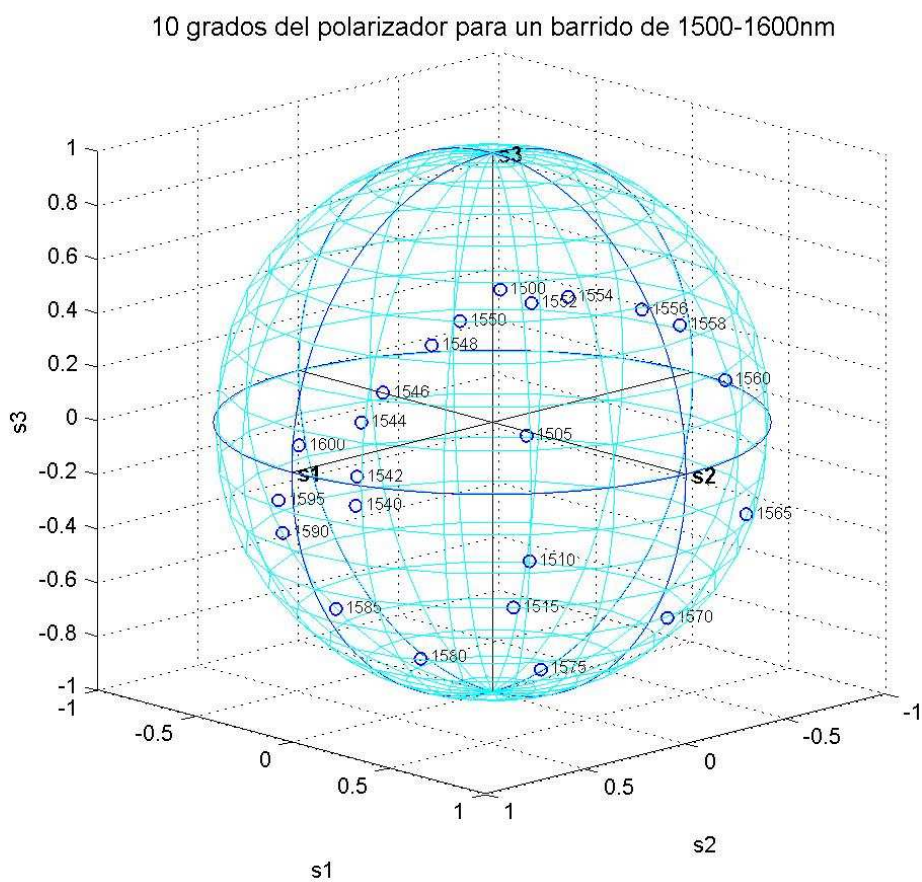


Figura 49. Trayectoria que describe la evolución del SOP lineal de entrada con un ángulo azimutal de  $10^\circ$ , obtenida para diferentes longitudes de onda entre 1550nm y 1600 nm.

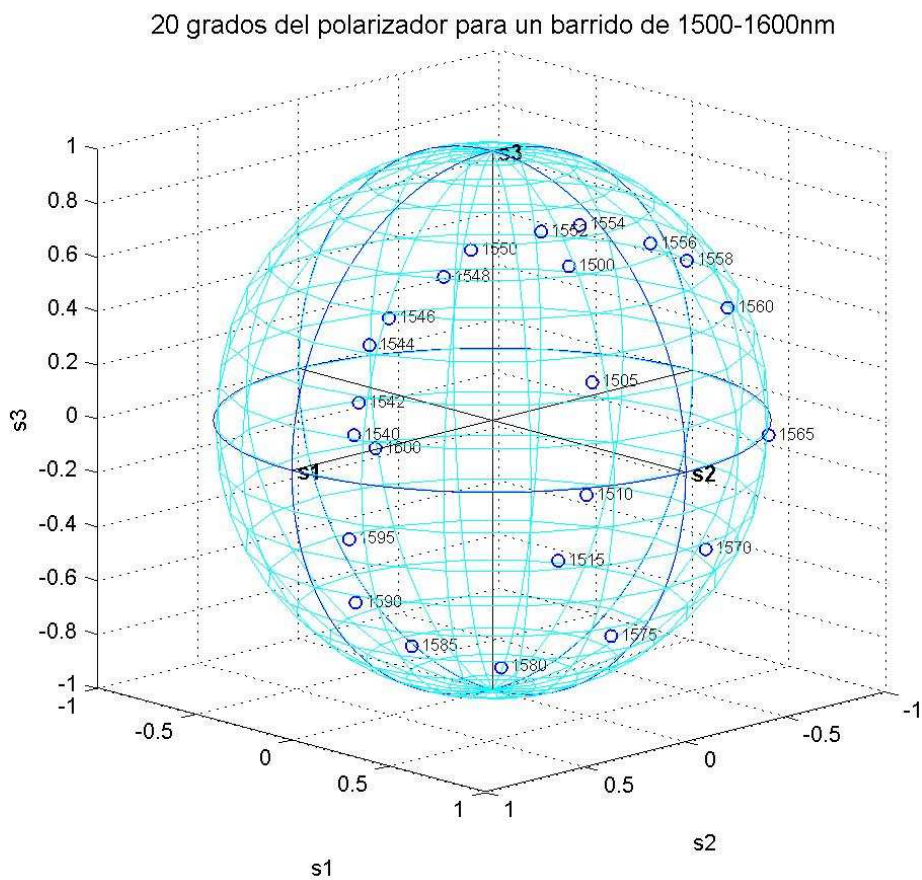


Figura 50. Para un ángulo azimutal del polarizador de entrada de  $20^\circ$ , se presenta la evolución del SOP de la señal para un barrido espectral de 1500-1600 nm.



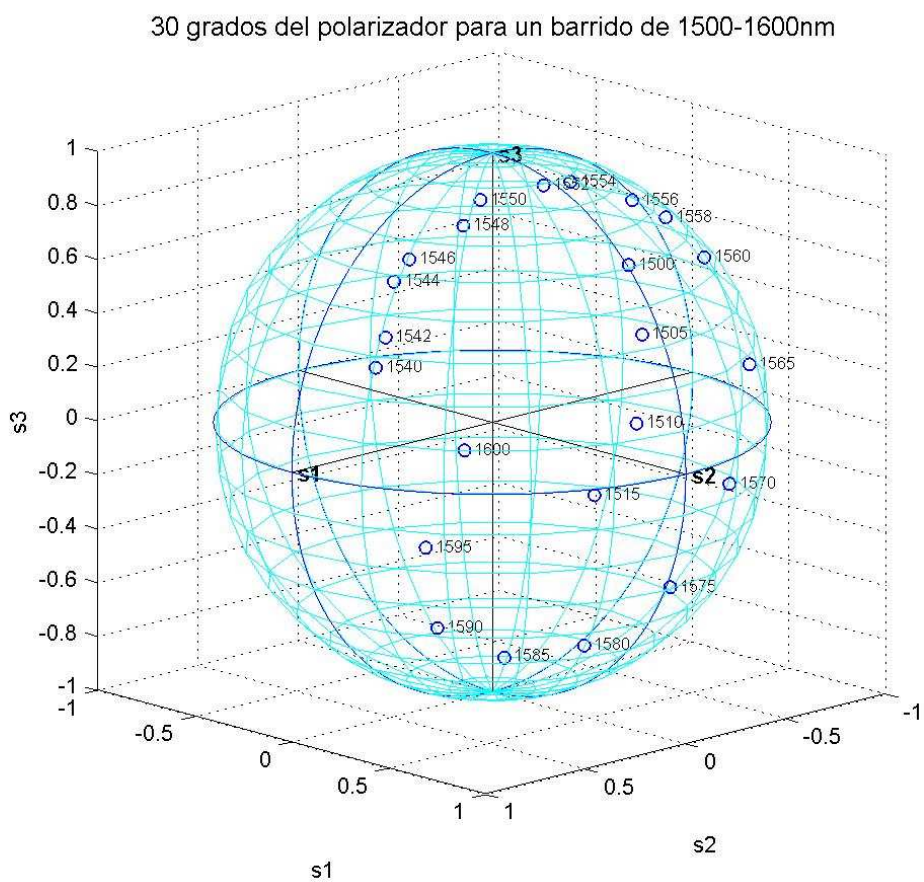


Figura 51. Se presenta para un SOP lineal de entrada a  $30^\circ$ , la trayectoria generada a partir de un barrido espectral de 1500-1600 nm

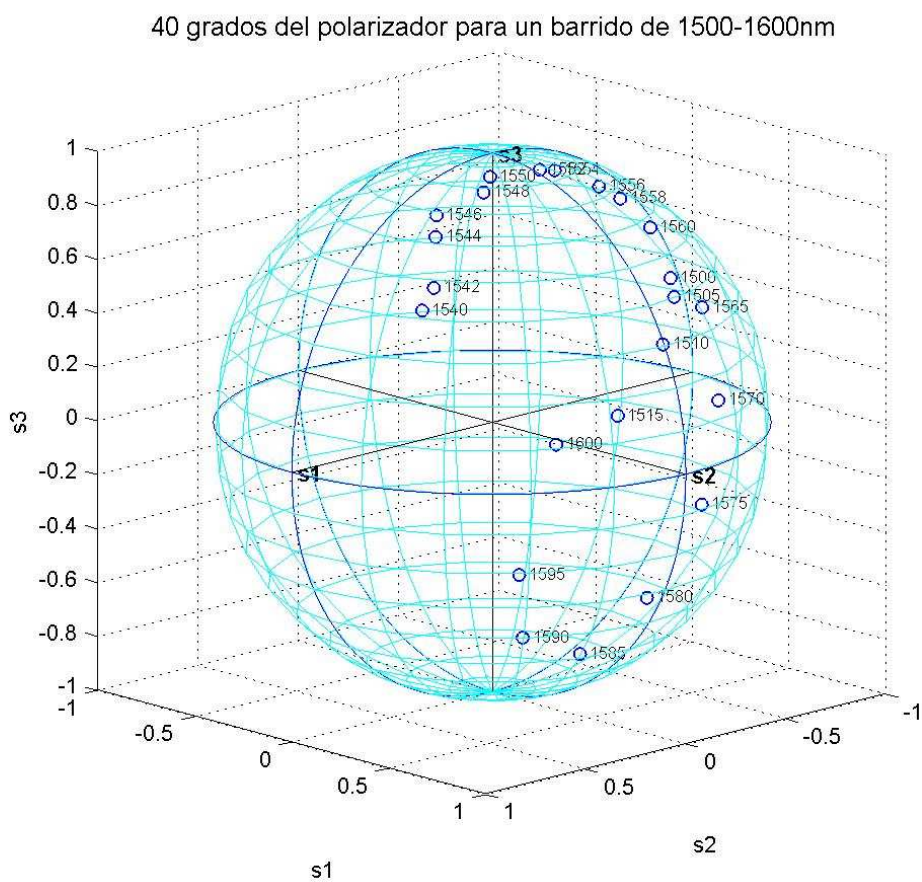


Figura 52. Trayectoria generada por la evolución del SOP para diferentes longitudes de onda entre 1500 nm y 1600 nm, con un ángulo azimutal del polarizador de entrada de  $40^\circ$ . Como se aprecia las trayectorias están comenzando a girar hacia el lado derecho de la esfera.

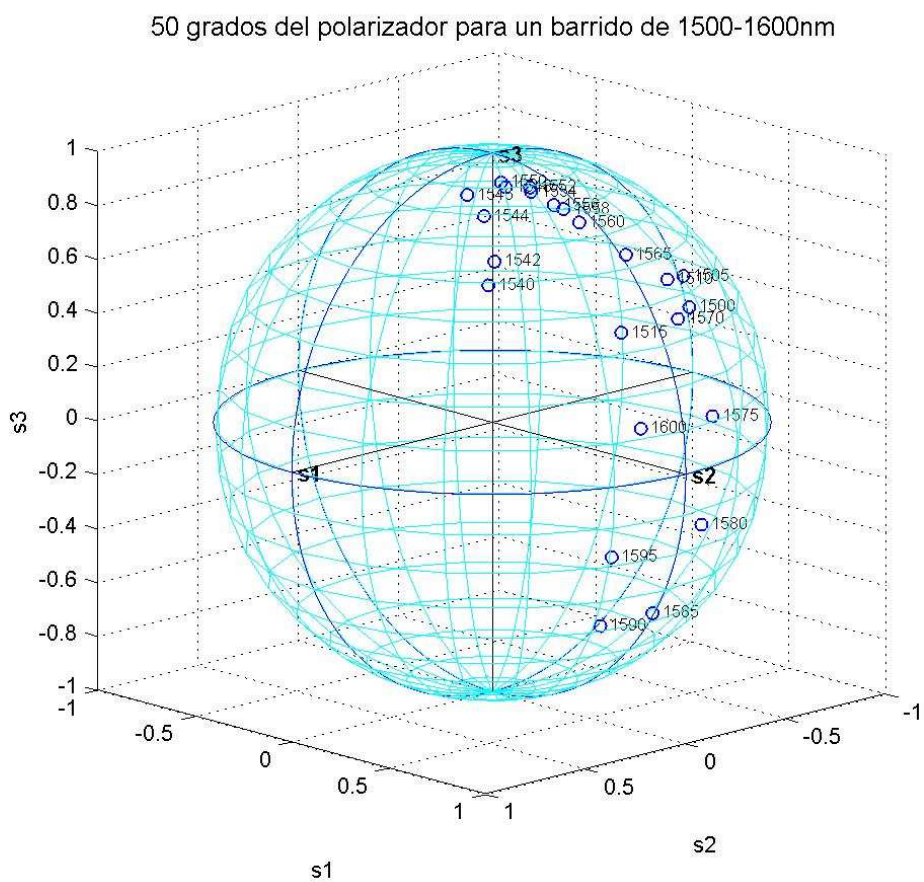


Figura 53. En esta figura se presenta la evolución del SOP de la señal de entrada para un barrido espectral de 1500-1600 nm, usando un ángulo azimutal del polarizador de entrada de  $50^\circ$ .

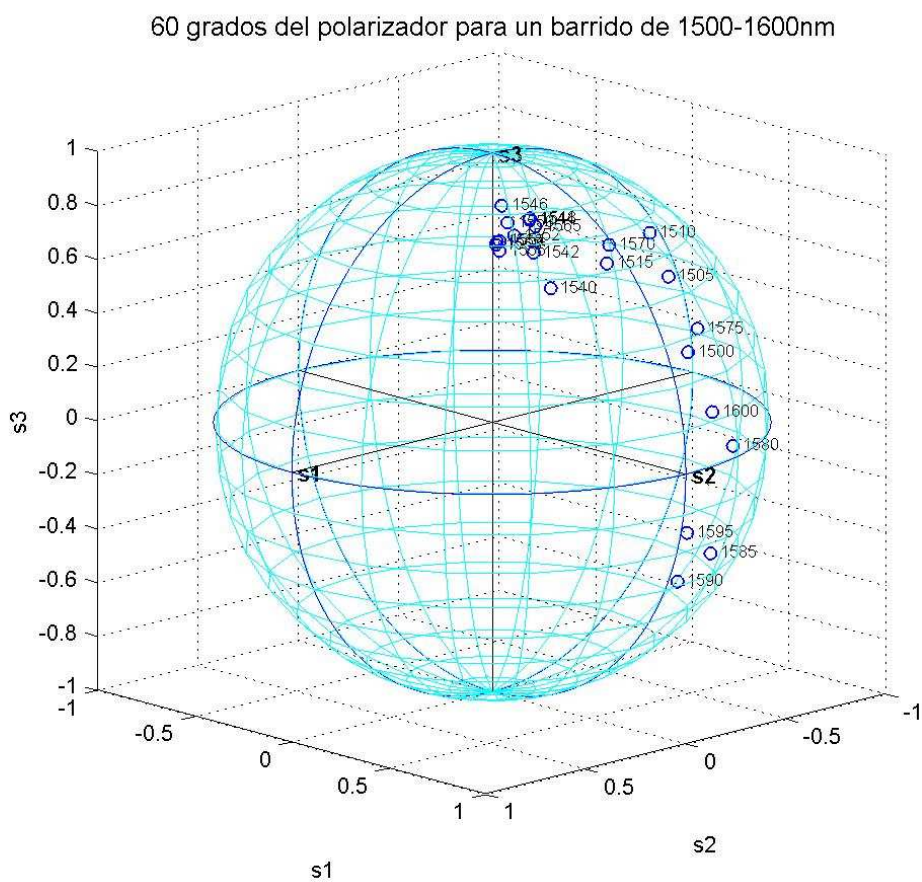


Figura 54. Para un SOP de  $60^\circ$  se presenta la trayectoria que describe la evolución del SOP al usar un barrido espectral de 1500-1600 nm. En esta trayectoria los puntos que describen la evolución de SOP se encuentran detrás de la esfera.

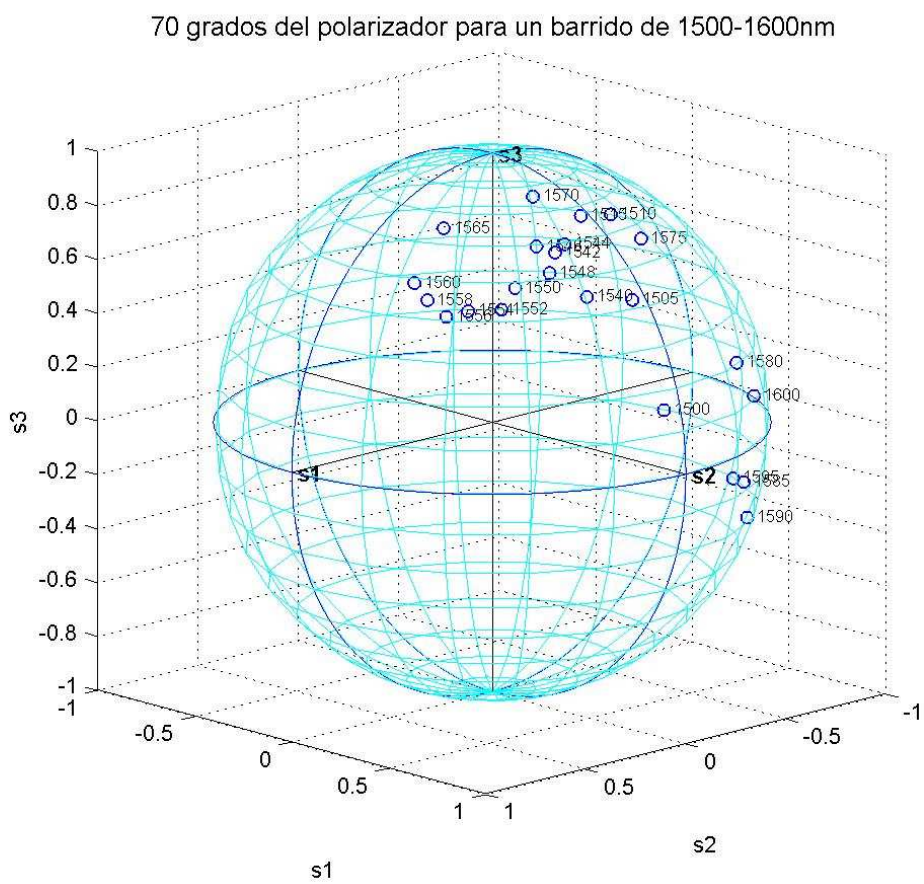


Figura 55. Trayectoria para un SOP =  $70^\circ$ . Se utilizó un barrido espectral de 1500-1600 nm.



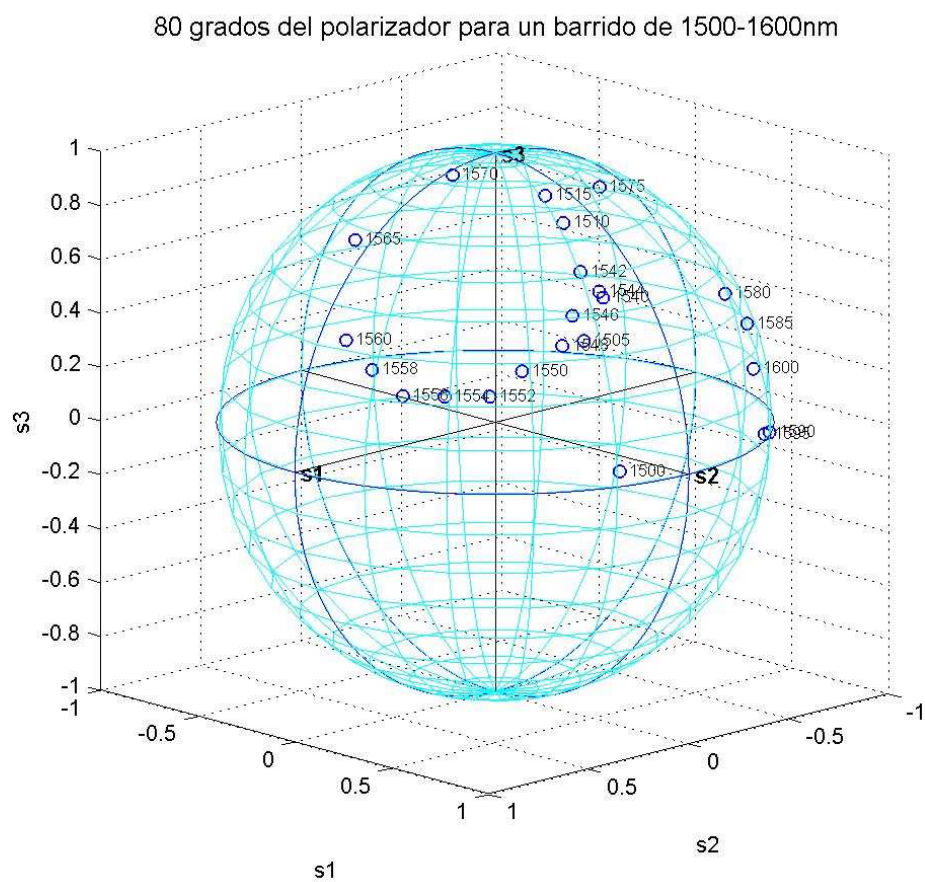


Figura 56. Trayectoria que describe la evolución del SOP de la señal para  $80^\circ$  con un barrido de 1500-1600 nm

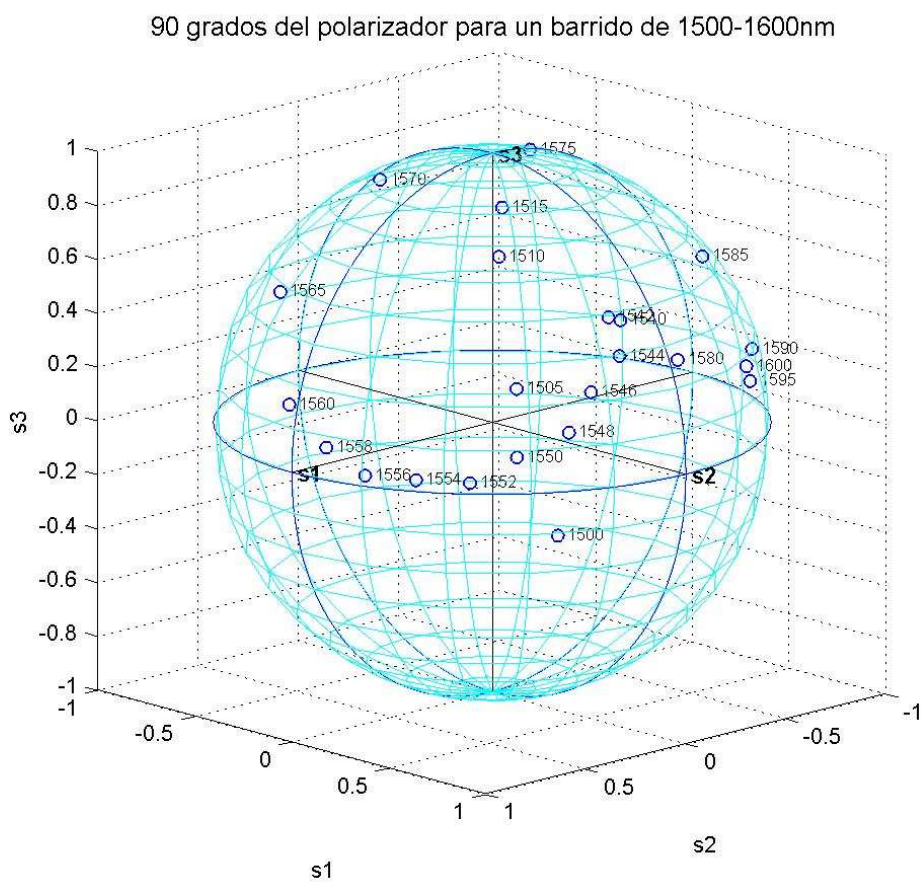


Figura 57. Trayectoria detrás de la esfera de Poincaré para  $90^\circ$  del polarizador de entrada que determina el SOP de la señal. Barrido espectral de 1500-1600 nm.

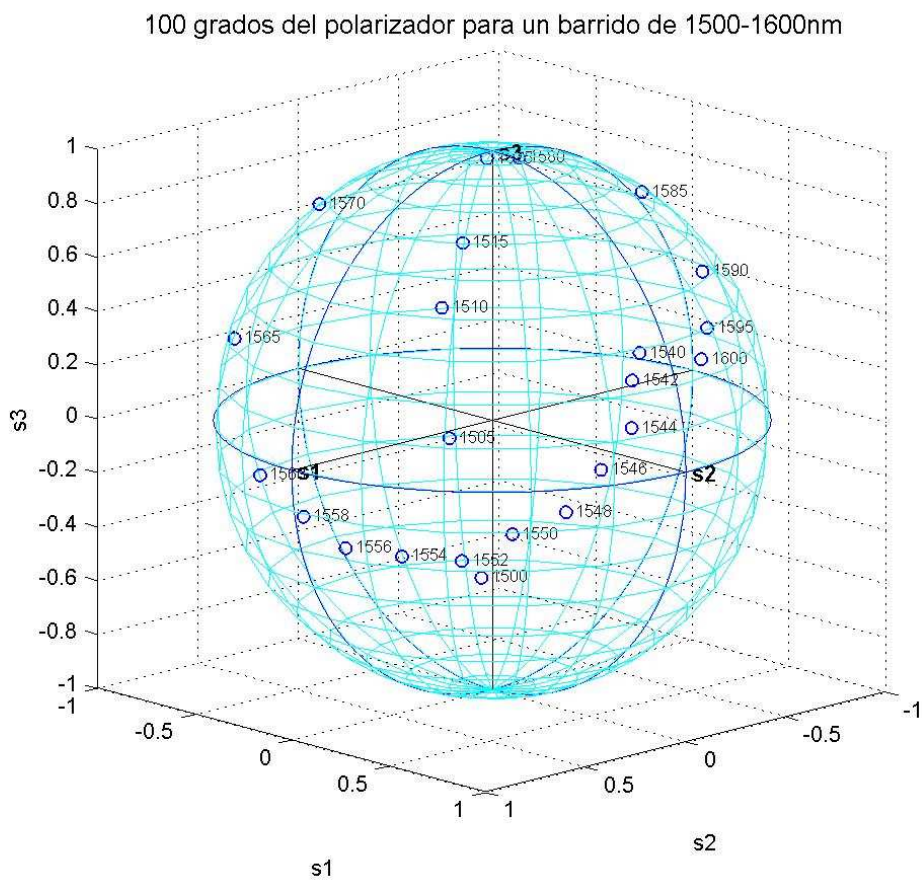


Figura 58. Se muestra la evolución del SOP para un ángulo azimutal de  $100^\circ$  con un barrido espectral de 1500-1600 nm. La trayectoria aún está detrás de la esfera de Poincaré.



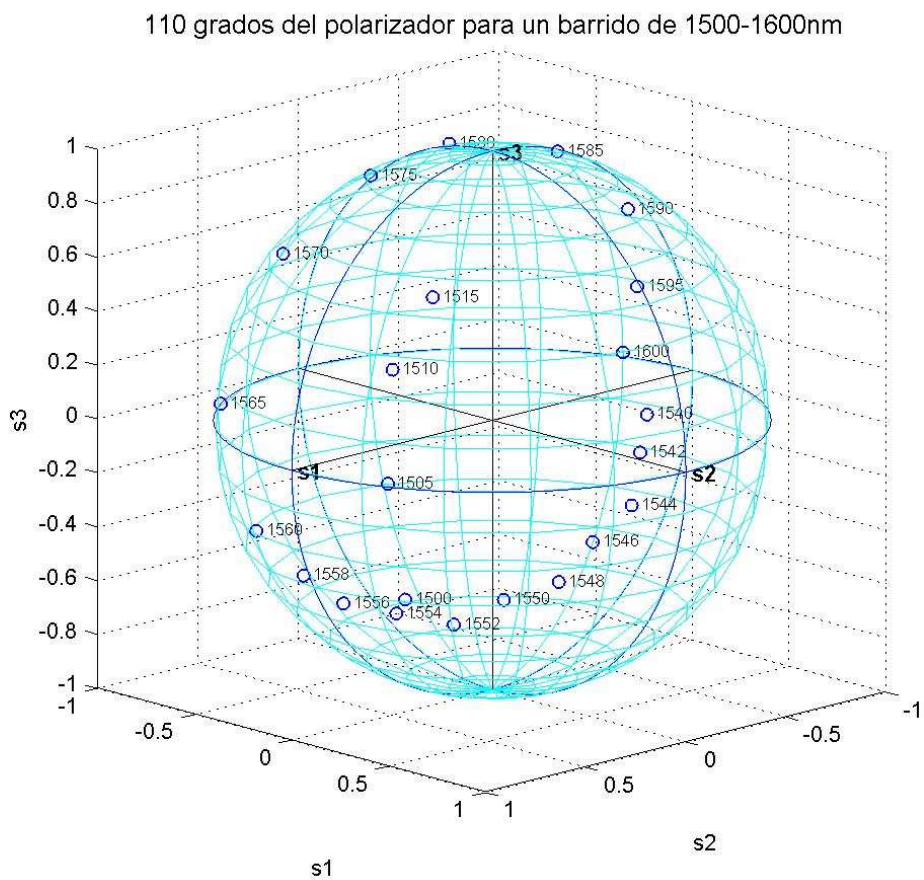


Figura 59. Se presenta la trayectoria generada en la esfera de Poincaré al utilizar un SOP =  $110^\circ$  y un barrido espectral de 1500-1600 nm.

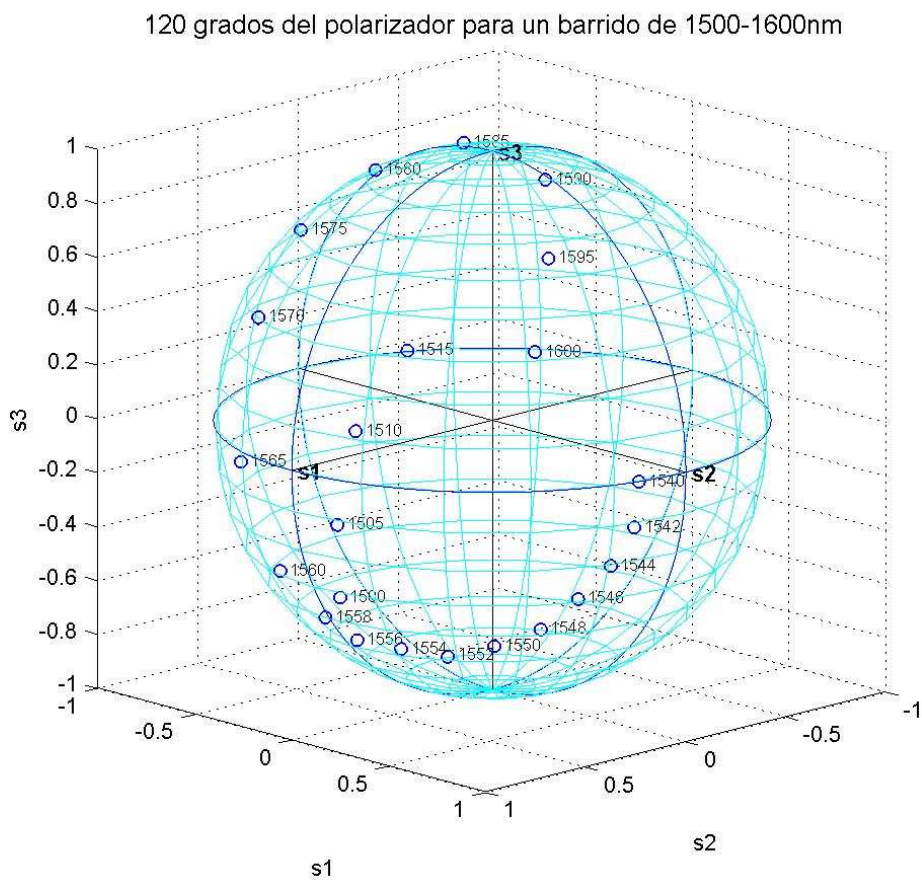


Figura 60. Se presenta la evolución del SOP en la esfera de Poincaré para un ángulo azimutal del polarizador de  $120^\circ$

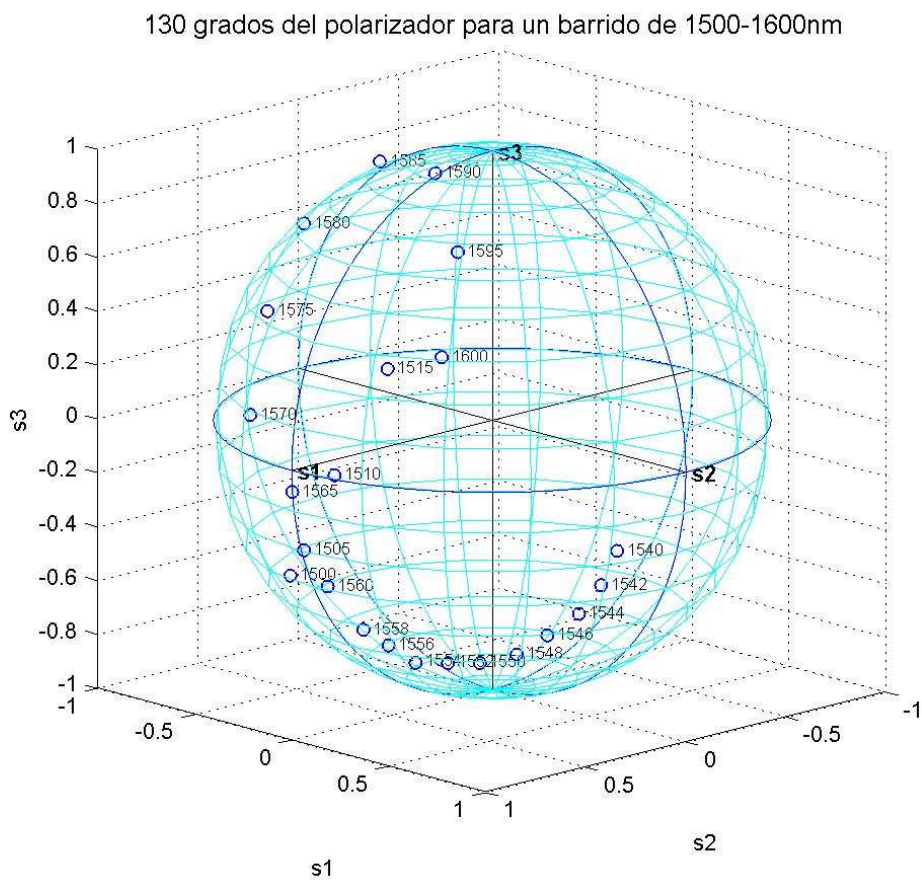


Figura 61. Trayectoria generada por un barrido espectral de 1500-1600 nm para un SOP = 130°

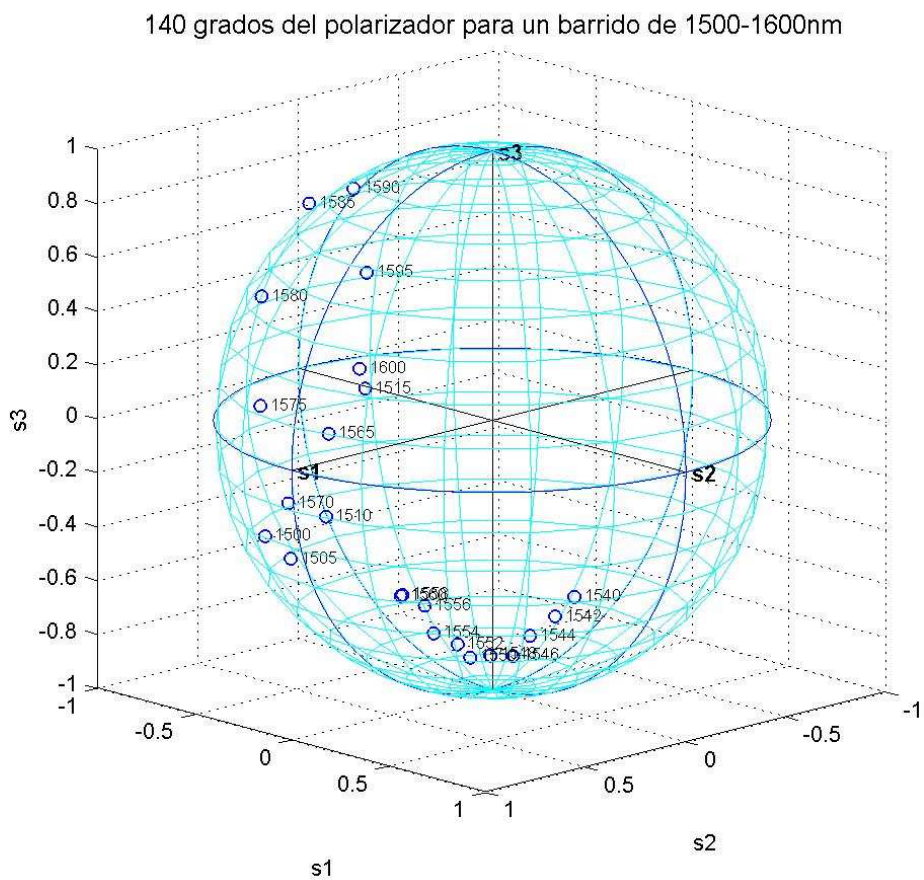


Figura 62. Evolución del SOP de la señal para un barrido espectral de 1500-1600 nm y un ángulo azimutal de  $140^\circ$

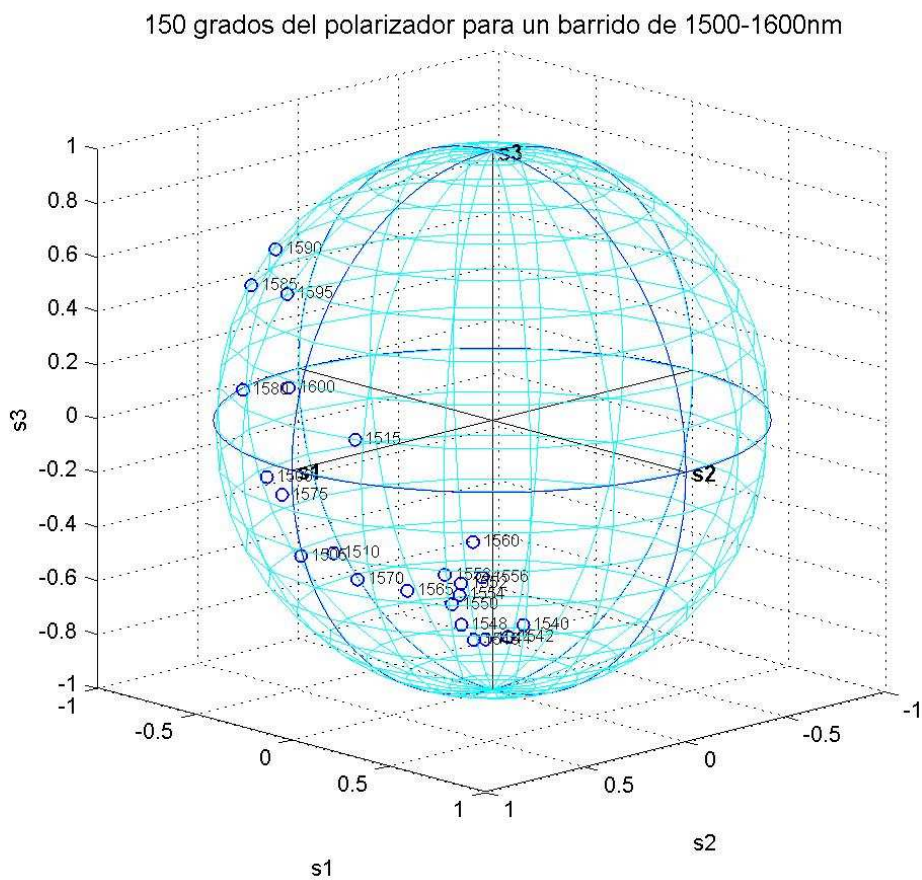


Figura 63. Evolución del SOP para  $150^\circ$  con un barrido espectral de 1500-1600 nm. A partir de este ángulo la trayectoria vuelve a situarse al frente de la esfera de Poincaré



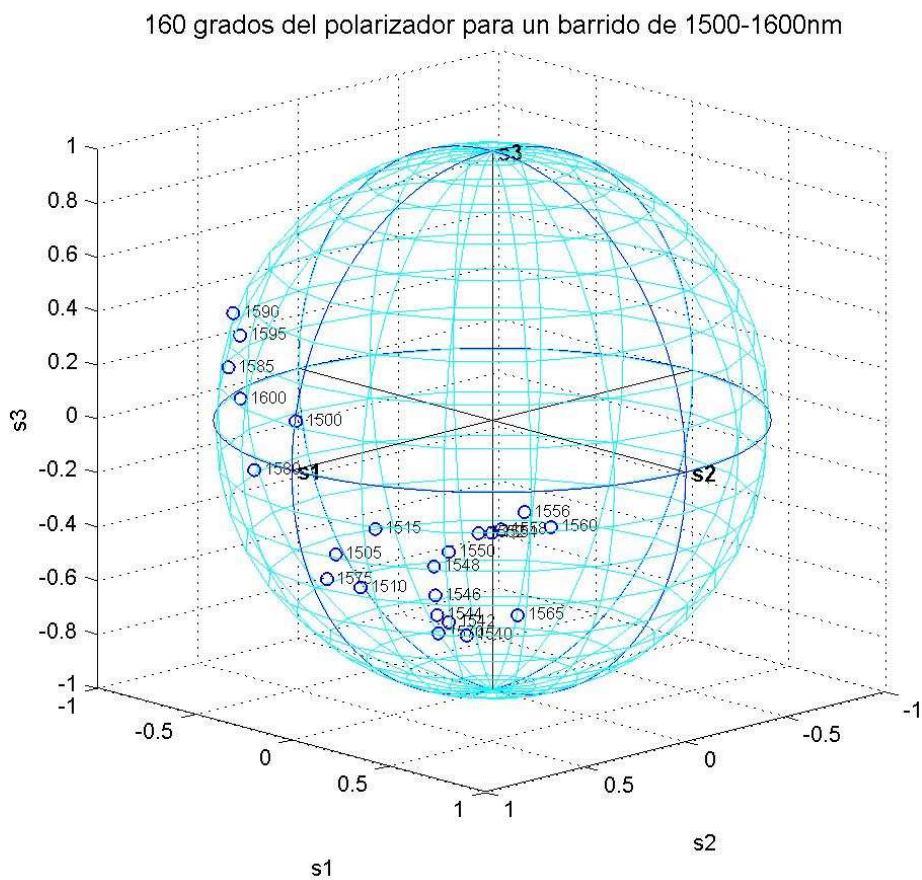


Figura 64. Se presenta en la esfera de Poincaré la trayectoria generada por la evolución del SOP para un ángulo azimutal del polarizador de entrada de  $160^\circ$  y un barrido helicoidal de 1500-1600 nm. Esta trayectoria está en la parte frontal de la esfera de Poincaré.

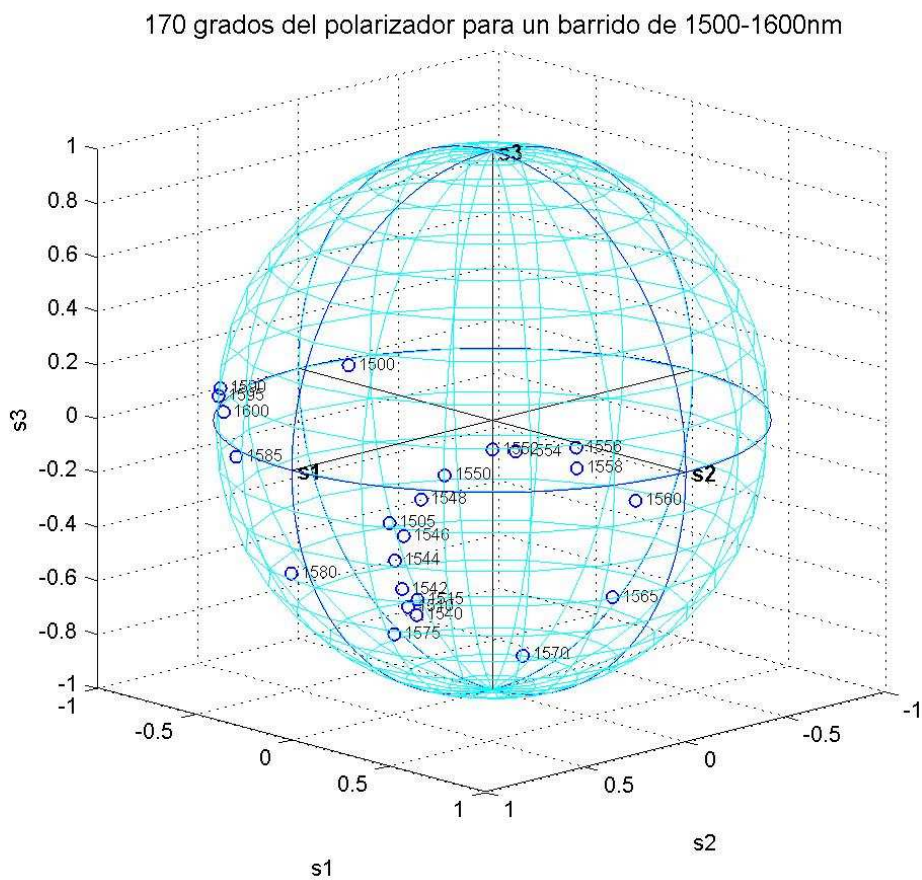


Figura 65. Evolución del SOP de la señal para  $170^\circ$  y un barrido espectral de 1500-1600 nm.

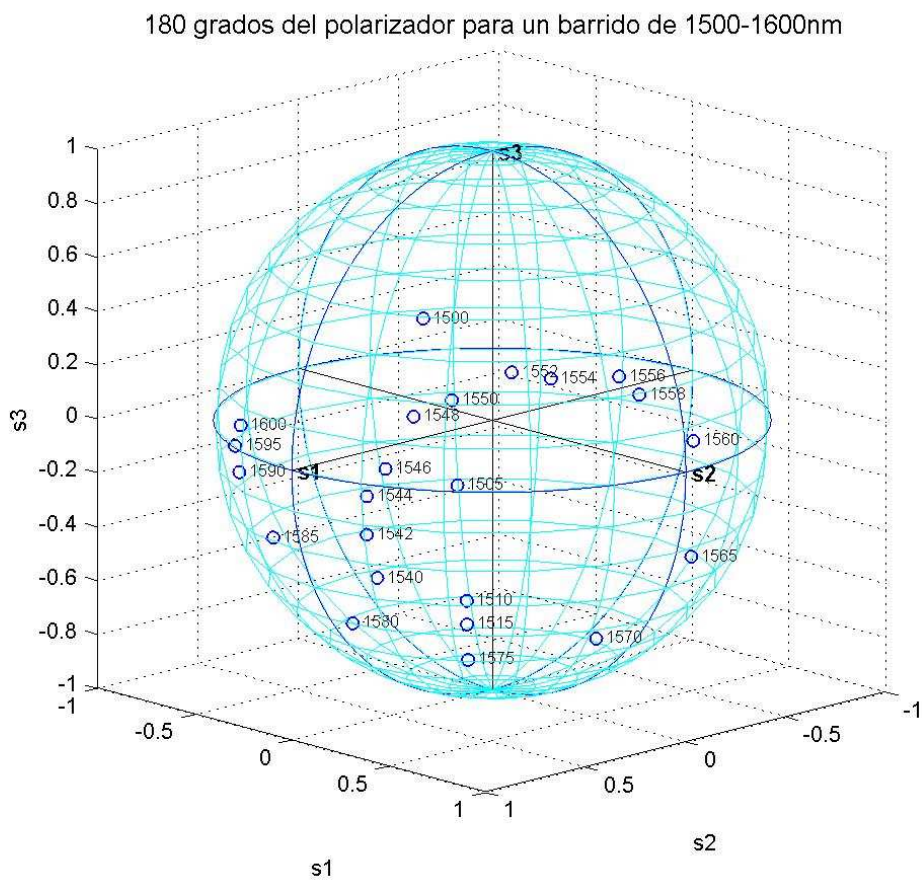


Figura 66. Figura que describe la evolución del SOP =  $180^\circ$  para un barrido de 1500-1600 nm. Nótese que, como se espera, esta trayectoria es similar a la trayectoria generada para  $0^\circ$  del polarizador de entrada.