

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de Posgrado en Ciencias en Óptica con
Orientación en Optoelectrónica**

**Efecto del control de la birrefringencia de la cavidad de un
láser de anillo de fibra dopada con erbio sobre su
sintonización espectral**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Ing. Alejandro Camarena Rodríguez

Ensenada, Baja California, México
2015

Tesis defendida por

Ing. Alejandro Camarena Rodríguez

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Diana Tentori Santa Cruz

Director de tesis

Dra. Mónica Hernández Rodríguez

Dr. Santiago Camacho López

Dr. Alfonso García Weidner

Dr. Joel Santos Aguilar



Dr. Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del Posgrado en Óptica

Dr. Jesús Favela Vara

Director de Estudios de Posgrado

Alejandro Camarena Rodríguez © 2015

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor

Resumen de la tesis que presenta **Ing. Alejandro Camarena Rodríguez**, como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Efecto del Control de la Birrefringencia de la Cavity de un Láser de Anillo de Fibra Dopada con Erblio Sobre su Sintonización Espectral

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director de tesis

En la actualidad, los láseres de fibra óptica son un tema amplio de investigación debido a sus aplicaciones: procesamiento de materiales, telecomunicaciones, medicina y militares. Un problema común a este tipo de láseres es originado por la birrefringencia de la fibra, la cual genera inestabilidad en la emisión láser. Al respecto, en este trabajo se estudiaron los efectos que tiene la birrefringencia de la cavity en la estabilidad en potencia y longitud de onda en un láser de fibra óptica. El láser estudiado tiene una cavity de anillo y se construyó con fibra monomodo de vidrio de sílice dopada con erbio (se usaron dos tipos distintos de fibras comerciales). Para mejorar la estabilidad de operación del láser, primeramente se caracterizó la birrefringencia de cada una de las componentes del arreglo en el láser de anillo de fibra dopada con erbio usando un sistema polarimétrico semiautomático. Dicho arreglo permitió verificar que utilizando bobinados helicoidales dobles en el multiplexor de bombeo y en la fibra dopada con erbio es posible cancelar, en cada uno de ellos, el efecto de la birrefringencia sobre la luz que viaja a través de ellos. Utilizando estos dispositivos modificados se estudió bajo qué condiciones los bobinados helicoidales permiten controlar la evolución de la polarización en la cavity resonante y se evaluó el efecto que tienen sobre la selectividad espectral en la emisión láser. El análisis teórico de los resultados medidos permitió establecer la necesidad de añadir a la cavity un polarizador lineal a la salida con el fin de restaurar el estado de polarización que reingresa en el siguiente ciclo y alcanzar la estabilidad en potencia y longitud de onda deseadas. Se presentan y analizan los resultados obtenidos.

Palabras claves: láser de fibra óptica, birrefringencia, cavity de anillo.

Abstract of the thesis presented by **Ing. Alejandro Camarena Rodríguez** as a partial requirement to obtain the Master in Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Effect of the birefringence control of the cavity of an erbium-doped fiber ring laser on its spectral tuning

Abstract approved by:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director de tesis

At present, fiber laser applications in diverse fields such as: materials processing, telecommunications, medicine and military, have positioned fiber laser optics as a very important research topic. A problem common to this type of lasers is the birefringence of single-mode fibers which generates instability in the laser emission. In this work, we analyzed the effect of the birefringence of the laser cavity on the power and wavelength stability of the fiber laser. The lasers studied had ring cavities and were built with single-mode erbium doped silica fibers (two different types of commercial fibers were used). To improve the operation stability of the laser, we characterized at first the birefringence of each fiber device used to build the ring cavity using a semiautomatic polarimetric system. This optical setup allowed the verification of the cancelation of the birefringence effect on each device (pump multiplexer, isolator) using double helical coils. A double helical structure was also used to cancel the birefringence effect of the erbium doped fiber on the light traveling through it. Using these modified devices and the helically wound laser fiber, the conditions under which these helical coils allowed the control of the evolution of the polarization in the cavity were investigated. The criterion used was the stabilization of the spectral laser emission (wavelength and power). The theoretical analysis of the ring cavity birefringence and the experimental results allowed to establish the need to add inside the cavity, close to its exit, a linear polarizer, to restore the polarization state reentering in the next cycle, and reach the desired stability in power and wavelength. The experimental and theoretical results obtained are presented and discussed.

Keywords: fiber laser, birefringence, ring cavity.

Dedicatoria

*A mi abuela Guadalupe,
y a mis tíos Rafa y Osiris.*

*Mil gracias
por todo su apoyo y amor,
que sin ustedes
no sería posible ser la persona que hoy soy.*

Gracias a todas esas personas que hicieron posible este sueño

Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE), por darme la oportunidad de cumplir esta etapa de mi desarrollo profesional.

A la Dra. Diana Tentori Santa Cruz por todas sus enseñanzas durante esta etapa de mi vida, por su confianza, su apoyo y sus consejos. Gracias por enseñarme a cómo mejorar día con día, de corazón, mil gracias.

A los miembros del comité de tesis, Dr. Alfonso García Weidner, Dra. Mónica Hernández Rodríguez, Dr. Santiago Camacho López y Dr. Joel Santos Aguilar, gracias por toda su paciencia, su valioso tiempo y sus consejos.

A Miguel Farfán, por toda su paciencia, sus enseñanzas, consejos y sus buenas historias. Gracias por todo ese ambiente excelente en el laboratorio.

Gracias a todo el personal académico que por sus enseñanzas, pude superar esta etapa de mi vida profesional y crecer como persona.

Al personal administrativo que siempre me brindo su ayuda de la mejor manera, muchas gracias.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatorias	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	x
Lista de tablas	xiv
Capítulo 1 Introducción	1
1.1 Láseres de fibra óptica.....	1
1.2 Hipótesis	2
1.3 Objetivo.....	2
1.3.1 Objetivos específicos	2
Capítulo 2 Láseres de fibra dopada con erbio	3
2.1 Procesos de emisión y absorción en fibras dopadas	3
2.2 Arquitectura de un láser	3
2.2.1 Modos longitudinales en una cavidad resonante	4
2.3 Amplificadores de fibra dopada con erbio	6
2.3.1 Arquitectura.....	6
2.3.2 Bombeo en copropagación	7
2.3.3 Bombeo en contrapropagación	7
2.3.4 Bombeo en doble dirección.....	7
2.4 Fibra de vidrio de sílice dopado con erbio ($\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$).....	8
2.4.1 Notación Russell-Saunders.....	8
2.4.2 Diagrama de niveles de energía: Er^{3+}	9
2.4.3 Secciones transversales de emisión y absorción.....	10
2.4.4 Fluorescencia.....	11

2.4.5	Ecuaciones de flujo de poblaciones para un sistema láser de tres niveles de energía.....	12
2.5	Amplificación.....	15
2.5.1	Transparencia.....	15
2.5.2	Ganancia.....	16
2.5.3	Ganancia saturada.....	17
2.6	Fusión de agujeros de polarización.....	18
Capítulo 3 Birrefringencia en fibras ópticas.....		19
3.1	Polarización de la luz.....	19
3.1.1	Elipse de polarización.....	19
3.1.2	Vectores y matrices de Jones.....	21
3.1.3	Vectores de Stokes.....	24
3.1.4	Esfera de Poincaré.....	26
3.1.5	Matrices de Mueller y vectores Stokes para retardadores homogéneos..	28
3.2	Birrefringencia residual en fibras ópticas monomodo.....	29
3.2.1	Evolución del SOP de una señal al propagarse por un retardador homogéneo.....	31
3.3	Métodos de recorte y barrido espectral.....	34
3.3.1	Uso de la técnica de barrido espectral.....	35
3.4	Bobinado helicoidal de fibra óptica: Descripción geométrica.....	35
3.4.1	Birrefringencia en un bobinado helicoidal doble.....	37
3.5	Filtro Lyot.....	38
3.6	Controlador de polarización de fibra óptica tipo Soleil-Babinet.....	39
Capítulo 4 Láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo.....		42
4.1	Cavidad de anillo.....	42
4.1.1	Resonador de anillo de fibra óptica.....	43
4.2	Antecedentes.....	46

4.2.1	Operación multilínea de un láser de anillo con fibra dopada de erbio (N. Park y P. F. Wysocki, 1996).....	46
4.2.1.1	Proceso experimental	47
4.2.2	Sintonización multilínea en un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo, basado en un filtro de interferencia Mach-Zehnder de doble paso (Luo, A. P. et al., 2009)	48
4.2.2.1	Proceso experimental	50
4.2.3	Láser sintonizable de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo con una ganancia fuertemente saturada (Bellemare et al., 2001).	50
4.2.3.1	Proceso experimental	51
4.3	Arreglo experimental implementado.....	52
4.3.1	Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia de un bobinado helicoidal doble de EDF y un multiplexor por división de longitud de onda (WDM).....	53
4.3.2	Procedimiento de la cancelación de la birrefringencia de un bobinado helicoidal doble de EDF y un multiplexor por división de longitud de onda (WDM).....	54
4.3.3	Control del estado de polarización del bombeo	56
 Capítulo 5 Efecto de la cancelación de la birrefringencia en un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo.....		58
5.1	Cancelación del efecto de la birrefringencia en un bobinado helicoidal doble y en un multiplexor por división de longitud de onda para tres longitudes de onda.....	58
5.2	Láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo con cancelación de la birrefringencia para tres longitudes de onda	61
5.3	Espectros de emisión del láser de fibra dopada con erbio, con control del estado de polarización del bombeo	71
5.4	Resumen de resultados	76
 Capítulo 6 Conclusiones		78

Lista de referencias bibliográficas	80
Anexos	82
Anexo a. Fibras dopadas.....	82

Lista de figuras

Figura		Página
1	Transiciones en un una fibra dopada con erbio; a) emisión espontánea, b) absorción y c) emisión estimulada.....	3
2	Diagrama básico de un láser. E_1 es un espejo 100% reflejante y E_2 un espejo parcialmente reflejante.....	4
3	Configuración de un láser de fibra de cavidad lineal.....	4
4	Modos longitudinales dentro de una cavidad resonante.....	5
5	Diagrama básico de un amplificador de fibra dopada con erbio...	6
6	Configuración de bombeo en copropagación.....	7
7	Configuración de bombeo en contrapropagación.....	7
8	Configuración de bombeo en doble dirección.....	8
9	Diagrama de Jablonski del sistema láser vidrio de sílice Er^{3+} : estados electrónicos que participan en la excitación (980 nm), en la emisión (banda de 1550 nm) y algunas de las transiciones posibles.....	9
10	Sección transversal de un átomo.....	10
11	Espectro de las secciones transversales de absorción del Er^{3+} , como dopante en vidrio de sílice. (Becker, et al., 1999).....	11
12	Espectro de fluorescencia en una fibra dopada de erbio modelo EDOS103.....	12
13	Transiciones de un sistema láser de tres niveles.....	12
14	Transiciones asociadas a la banda de 1550 nm en el sistema láser de $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$	13
15	Transiciones dominantes en el sistema láser de $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$ para la banda de 1550 nm.....	15
16	Diferencia de población contra densidad de potencia óptica de la señal. (Iizuka, K., 2002).....	17
17	Propagación del vector del campo eléctrico.....	19
18	Estados de polarización de la luz; a) polarización lineal, b) polarización circular y c) polarización elíptica.....	19
19	Representación geométrica de los parámetros asociados a la elipse de polarización.....	20
20	Placa birrefringente ($x'y'$) rotada un ángulo θ respecto de la horizontal del marco de referencia (xy) a) proyección xy y b) proyección xyz	23
21	Esfera de Poincaré; donde ψ es el ángulo de elipticidad y χ el ángulo azimutal.....	26
22	Representación del SOP en la esfera de Poincaré (P) en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes y como coordenada esféricas, usando los ángulos de la elipse de polarización (ψ es el doble del ángulo de elipticidad y χ el doble del ángulo azimutal).....	27

23	Corte transversal en una fibra óptica con imperfecciones en su geometría cilíndrica-circular, ocasionando diferentes longitudes de camino óptico (birrefringencia).....	31
24	Evolución del SOP al propagarse en una fibra con birrefringencia, para diferentes retrasos (δ) entre las componentes del campo eléctrico. L_B es la longitud de batimiento (cuando el haz de luz tiene un retraso total entre sus componentes igual a 2π).....	31
25	Trayectoria del SOP a través de un retardador lineal para diferentes ángulos azimutales φ del haz de entrada polarizado linealmente (15, 30, 45, 60, 75 y 90°), conforme se propaga a través del medio birrefringente.....	32
26	Trayectoria del SOP a través de un retardador circular de un haz polarizado linealmente conforme se propaga a través del medio birrefringente.....	32
27	Trayectoria del SOP a través de un retardador elíptico para diferentes ángulos azimutales φ del haz de entrada polarizado linealmente (15, 30, 45, 60, 75 y 90°), conforme se propaga a través del medio birrefringente y un ángulo de elipticidad $[(\pi/2) - \sigma] = 15^\circ$	33
28	Arreglo polarimétrico.....	35
29	Barrido espectral para una muestra una fibra monomodo comercial (INONOI 402K5 de 1.5 m), cada curva representa diferentes ángulos azimutales de polarización lineal de entrada (barrido: 1521 nm a 1570 nm, con pasos~5 nm) (Treviño, et. al., 2005).....	35
30	Formación de una hélice.....	36
31	Filtro Lyot, consiste en una secuencia de polarizadores (P) y placas birrefringentes (PB) de distintas longitudes (L_n).....	38
32	Función de transmitancia de un filtro Lyot.....	39
33	a) Compensador Soleil-Babinet, b) Cambio del ancho total d_2 ...	40
34	Controlador de polarización tipo Soileil-Babinet.(Newport Co., 2015).....	41
35	Láser de cavidad de anillo. E1, E2, E3 y E4 son espejos (E2 no tiene una reflectividad del 100 %), R es el bombeo óptico; I(R) es la emisión láser.....	42
36	Diagrama de un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo (EDFL, Erbium Doped Fiber Laser).....	43
37	Se muestra el esquema de un resonador de anillo de fibra óptica. Si el acoplador direccional tiene una región de acoplamiento extensa, la luz atrapada en el anillo de fibra se acoplará del puerto 2 al puerto 3 y continuará circulando. Similarmente, la luz introducida a la entrada del puerto 1 se acoplará principalmente a la salida del puerto 4. (Stokes, et al., 1982).....	44
38	Gráficas de los datos teóricos del resonador en función de βL . (a) Intensidad circulando dentro de la cavidad, (b) intensidad de salida en el puerto E_4 . (Stokes, et al., 1982).....	45

39	Diseño del láser de fibra multilínea de cavidad de anillo. (Park, N. y Wysocki, P. F., 1996).....	47
40	Láser de fibra multilínea de cavidad de anillo. a) Interferómetro Mach-Zehnder de doble paso. b) Diseño completo del láser de fibra de cavidad de anillo. (Luo, et al. ,2009).....	49
41	Medidas del espectro de transmisión del filtro de peine sintonizable en longitud de onda. (Luo, et al. ,2009).....	50
42	Diseño del láser sintonizable de cavidad de anillo. (Bellemare, et al., 2001).....	51
43	Arreglo experimental implementado del láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo.....	53
44	Arreglo experimental para la cancelación de birrefringencia en los bobinados de EDF.....	54
45	Definición del marco de referencia con $A = 0^\circ$ (respecto la mesa del laboratorio), $B = 60^\circ$ y $C = 120^\circ$	54
46	Arreglo experimental para la cancelación de birrefringencia en el WDM.....	55
47	Trayectorias descritas en la esfera de Poincaré al girar los bobinados helicoidales para distintas longitudes de onda.....	55
48	Barrido del ángulo azimutal (360°) de la polarización de entrada en el WDM para una longitud de onda de 1550 nm. a) Bobinado del WDM, b) bobinados del WDM y la EDF.....	56
49	Diagrama esquemático para el control del estado de polarización del bombeo.....	57
50	SOP de la señal de bombeo, visualizado en la PC. La línea roja denota el estado de polarización (lineal horizontal) establecido mediante los controladores de polarización.....	57
51	Cancelación del efecto de la birrefringencia para fibra dopada Fibercore DF1500E. a) 1536 nm, b) 1544 nm y c) 1552 nm.....	59
52	Cancelación del efecto de la birrefringencia para fibra dopada Fibercore DF1500E. a) 1536 nm, b) 1542 nm y c) 1549 nm.....	59
53	Rotaciones del estado de polarización de entrada (0°) a la salida del doble bobinado de fibra dopada DF1500E. a) 1536 nm y b) 1544 nm.....	60
54	Rotaciones del estado de polarización de entrada (0°) a la salida del doble bobinado de fibra dopada EDOS103. a) 1536 nm y b) 1542 nm.....	60
55	Emisión del láser de fibra construido con: a) fibra DF1500E y b) fibra EDOS103. Arreglo experimental para la cancelación de birrefringencia en los bobinados de EDF.....	62
56	Láser de fibra dopada de erbio con control de la birrefringencia de la cavidad.....	63
57	Emisión láser utilizando la fibra dopada con erbio DF1500E, con cancelación de la birrefringencia para a) 1536 nm, b) 1544 nm y c) 1552 nm. En d) se presenta una superposición de los espectros de salida medidos para los incisos a, b y c.....	64

58	Emisión láser utilizando la fibra dopada con erbio EDOS103, con cancelación de la birrefringencia para a) 1536 nm, b) 1542 nm y c) 1549 nm. En d) se muestra una superposición de los espectros de salida de los incisos a, b y c.....	65
59	Emisión láser para diferentes cancelaciones de la birrefringencia (1536, 1544 y 1552 nm), para la fibra dopada con erbio DF1500E.....	66
60	Emisión láser para diferentes cancelaciones de la birrefringencia (1536, 1542 y 1549 nm), para la fibra dopada con erbio EDOS103.....	67
61	Variación de la potencia de tres canales individuales para las tres cancelaciones de la birrefringencia. a) Fibra dopada DF1500E: línea roja cancelación a 1536 nm, línea negra cancelación a 1544 nm y línea azul claro cancelación a 1552 nm. b) Fibra dopada EDOS103: línea roja cancelación 1536 nm, línea rosa cancelación a 1542 nm y línea azul cancelación a 1549 nm.....	68
62	Diagrama esquemático para controlar la polarización del bombeo del láser de fibra dopada.....	72
63	Espectros de emisión de la fibra dopada con erbio EDOS103 para distintos estados lineales de la polarización del bombeo (0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120 y 135°).....	72
64	Espectros de emisión de la fibra dopada con erbio DF1500E para distintos estados lineales de la polarización del bombeo (0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120 y 135°).....	73

Lista de tablas

Figura		Página
1	Notación alfabética asignada a los valores numéricos del número cuántico L	8
2	Matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo.....	29
3	Vectores de Stokes de salida de una muestra de fibra.....	30
4	Diferencias entre los métodos de recorte y barrido espectral.....	34
5	Longitudes de onda seleccionadas para cancelación del efecto de la birrefringencia.....	58
6	Potencias asociadas a las longitudes de emisión para las cancelaciones de la birrefringencia en la fibra dopada con erbio DF1500E.....	67
7	Potencias asociadas a las longitudes de emisión para las cancelaciones de la birrefringencia en la fibra dopada con erbio EDOS103.....	68
8	Variaciones en la potencia de 3 canales individuales, utilizando la fibra dopada con erbio DF1500E. Cada columna corresponde a una cancelación de la birrefringencia distinta.....	69
9	Variaciones en la potencia de 3 canales individuales, utilizando la fibra dopada con erbio EDOS103. Cada columna corresponde a una cancelación de la birrefringencia distinta.....	70
10	Comparación entre las potencias promedio entre las distintas cancelaciones de la birrefringencia para ambas fibras dopadas....	71
11	Resultados de potencia máxima de la emisión en 1535.8 nm para la fibra dopada DF1500E. Para los distintos estados de polarización lineales del bombeo óptico.....	74
12	Resultados de potencia máxima de la emisión en 1536.9 nm para la fibra dopada EDOS103. Para los distintos estados de polarización lineales del bombeo óptico.....	75
13	Potencias obtenidas al variar el estado de polarización del bombeo y al cancelar la birrefringencia (para las longitudes que no coinciden con la emisión láser).....	75

Capítulo 1 Introducción

Los láseres de fibra hoy en día son dispositivos que empiezan a sustituir a los láseres de espacio libre, debido a su mejor desempeño y menor costo de construcción. Sin embargo, para algunas aplicaciones aún existen problemas no resueltos, por lo que éste es aún un tema amplio en investigación. En particular, es importante el estudio del efecto que tienen los parámetros de polarización de la luz de las cavidades resonantes de los láseres de fibra, sobre las características de la emisión láser.

1.1 Láseres de fibra óptica

Un láser de fibra está constituido primordialmente, como su nombre lo dice, por fibra óptica. En un láser de anillo el medio de ganancia es largo (~30 m) por lo que debe esperarse que debido a la dispersión, el camino óptico recorrido por la luz dependa de su longitud de onda, dando lugar a la aparición de un número alto de modos longitudinales de operación, igualmente espaciados, que operan en la banda de emisión del láser.

Debido a la gran cantidad de modos longitudinales, los láseres de anillo de fibra dopada con erbio pueden ser utilizados para que trabajen como láseres con selectividad multilínea, agregando algún dispositivo óptico con una alta selectividad espectral. Sin embargo, a pesar de las ventajas que presentan estos dispositivos, los láseres semiconductores de cavidad externa siguen siendo fuentes más confiables; ya que es difícil obtener un laseo estable a temperatura ambiente, debido a la fuerte competencia modal producida por las características de ensanchamiento homogéneo de la fibra dopada con erbio. Para solucionar este obstáculo, se han investigado diferentes métodos para aliviar la competencia entre modos y obtener un solo modo longitudinal de operación o bien un número discreto de oscilaciones (operación multilínea) a temperatura ambiente (Feng, et al., 2013; Park, N. & Wysocki, P. F, 1996).

Por otra parte, aunque se sabe que en una fibra óptica la presencia de un esfuerzo mecánico, cambios en la curvatura o en la temperatura de la fibra, ocasionan un cambio en su birrefringencia residual (Paschotta, R., 2008), existe poca información sobre las consecuencias de esta birrefringencia no controlada en la emisión de un láser de fibra. En general este efecto no se toma en cuenta dentro del diseño de la

cavidad, debido a que la mayor parte de los modelos desarrollados para describir la birrefringencia no permiten determinar el efecto de cada uno de los elementos que conforman la cavidad sobre la longitud óptica de la misma.

En los láseres de fibra, debido a que se considera que el estado de polarización cambia de lineal a elíptico de manera no predecible a lo largo de la fibra, se hace uso de controladores de polarización, ajustándolos a conveniencia por ensayo y error para minimizar los cambios inducidos por la birrefringencia y sus fluctuaciones con la temperatura (Park, N. & P. F. Wysocki, 1996; Feng, et al., 2013).

1.2 Hipótesis

La transmitancia espectral del multiplexor de bombeo con bobinados dobles en los brazos de bombeo y de la señal, combinada con la del doble bobinado de fibra dopada con erbio permitirá generar una oscilación multilínea estable.

1.3 Objetivo

Evaluar el efecto de controlar la sintonización espectral mediante la manipulación de la birrefringencia de la cavidad de un láser de anillo de fibra dopada con erbio.

1.3.1 Objetivos específicos

- Caracterizar el multiplexor de bombeo operando con luz linealmente polarizada, ajustando la cancelación del efecto de la birrefringencia para tres longitudes de onda de referencia.
- Caracterizar la fibra dopada con erbio, ajustando la cancelación del efecto de la birrefringencia en la fibra dopada con erbio a las longitudes de onda de referencia.
- Evaluar la evolución de la polarización en la cavidad a través de su emisión espectral, para arreglos basados en las diferentes longitudes de onda de referencia.
- Conocer la estabilidad de la emisión para arreglos basados en las diferentes longitudes de onda de referencia.

Capítulo 2 Láseres de fibra dopada con erbio

2.1 Procesos de emisión y absorción en fibras dopadas

Existen tres transiciones posibles dentro de las fibras dopadas con erbio en donde los fotones interactúan con los átomos de erbio: emisión espontánea, absorción y emisión estimulada (Iizuka, K., 2002) (Figura 1). La transición que se puede considerar como la más importante desde el punto de vista de los láseres, ocurre cuando se tiene un electrón excitado que interactúa con un fotón, el resultado es la emisión de un fotón idéntico al incidente. A este proceso se le denomina *emisión estimulada* (Figura 1(c)). El fotón también puede ser absorbido por un ion, excitándolo a un nivel superior de energía (*absorción*); el salto de energía corresponde a la energía de dicho fotón (Figura 1(b)). Cuando se tiene un ion excitado que decae espontáneamente a un nivel inferior de energía, se produce un fotón con una dirección y polarización aleatorias (*emisión espontánea*) (Figura 1(a)).

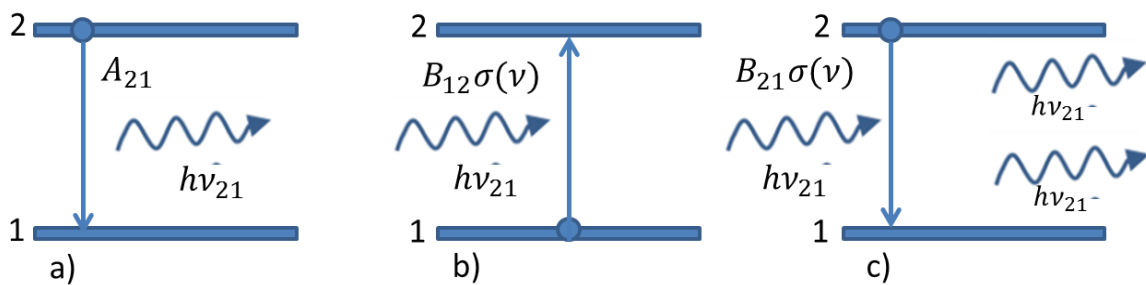


Figura 1. Transiciones en una fibra dopada con erbio; **a)** emisión espontánea, **b)** absorción y **c)** emisión estimulada.

2.2 Arquitectura de un láser

El funcionamiento de un láser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) se puede ver simplemente como un amplificador de luz donde la amplificación se da mediante el proceso de emisión estimulada y para obtener una mayor amplificación, el medio de ganancia se hace más largo artificialmente mediante la introducción de una cavidad de dos espejos. Estos espejos hacen que la luz se refleje en ellos y atraviese más veces el medio de ganancia por lo que se obtiene una mayor amplificación. Una de las cualidades de los láseres es que si la ganancia del medio es suficiente, cualquier ruido inicial (emisión espontánea) que ocurra dentro del medio de ganancia y viaje paralelo a la normal de los espejos (el resto de las emisiones viajan

en otras direcciones), puede ser amplificado generando un haz intenso de luz de salida, sin necesidad de una señal inicial de excitación. Para que exista una oscilación continua en la cavidad, se debe tener en cuenta la ganancia de la señal debe ser mayor o igual a las pérdidas de la cavidad. En la Figura 2, se muestra la arquitectura básica, que cuenta con un medio de ganancia, dos espejos que forman la cavidad y un bombeo óptico para excitar electrones del medio de ganancia.

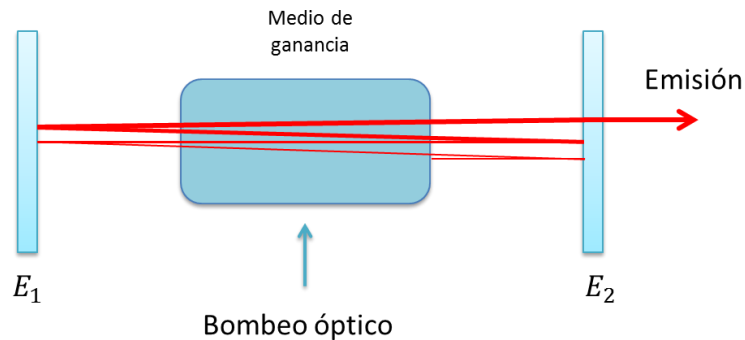


Figura 2. Diagrama básico de un láser. E_1 es un espejo 100% reflejante y E_2 un espejo parcialmente reflejante.

En la Figura 3 se observa el diagrama de un láser de fibra dopada con erbio, donde la luz de bombeo óptico se enfoca desde el lado izquierdo a través de un espejo dicróico al núcleo de la fibra dopada (medio de ganancia). La emisión láser generada, se extrae en el lado derecho. En este caso los espejos dicróicos generan la cavidad resonante.

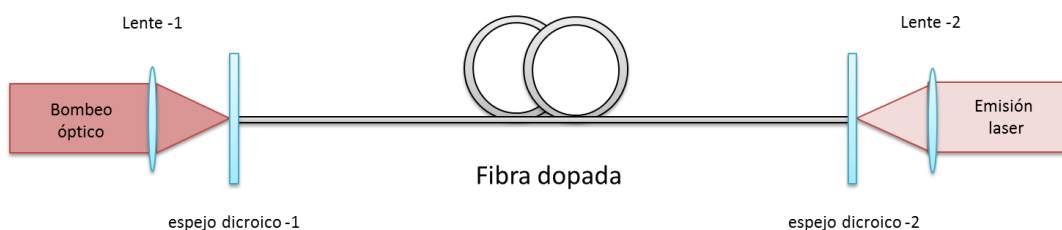


Figura 3. Configuración de un láser de fibra de cavidad lineal.

2.2.1 Modos longitudinales en una cavidad resonante

Los modos longitudinales de una cavidad resonante es un patrón particular de ondas estacionarias formado por ondas confinadas dentro de la cavidad. Corresponden a las longitudes de onda de la luz que interfieren constructivamente después de muchas reflexiones en las superficies reflectoras de la cavidad. El resto de las longitudes de onda se suprimen por interferencia destructiva.

Un patrón de modos longitudinales tiene sus nodos colocados en los extremos de la cavidad y axialmente a lo largo de ella (Figura 4). También pueden existir modos transversales (no en fibras monomodo), con nodos localizados perpendicularmente al eje de la cavidad.

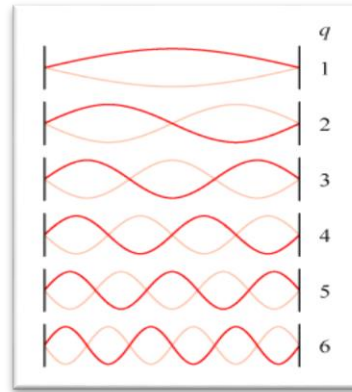


Figura 4. Modos longitudinales dentro de una cavidad resonante.

Un ejemplo común de modos longitudinales son las longitudes de onda de la luz emitida por un láser. En el caso más simple, la cavidad óptica más simple se forma con dos espejos planos opuestos entre sí y perpendiculares al medio de ganancia (cavidad plano-paralela o cavidad Fabry-Perot). Los modos permitidos de la cavidad son aquéllos para los que la separación entre espejos L es igual a un múltiplo exacto de media longitud de onda:

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

donde q es un entero conocido como el orden del modo.

En la práctica, la distancia de separación L entre los espejos es usualmente mucho mayor que la longitud de onda de la luz, por lo que los valores relevantes de q son grandes (alrededor de 10^5 o 10^6). La frecuencia de separación entre dos modos adyacentes cualesquiera, q y $q+1$, en un material que es transparente a la longitud de onda de la luz, está dada (para un resonador lineal vacío de longitud L) por $\Delta\nu$ (Silfvast, W. T., 2004):

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (2)$$

donde c es la velocidad de la luz y n es el índice de refracción del material ($n \cong 1$ en el aire).

2.3 Amplificadores de fibra dopada con erbio

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs, Erbium Doped Fiber Amplifiers) son usados principalmente para amplificar señales de datos a través de fibras ópticas en enlaces de telecomunicaciones de larga distancia. Por sus cualidades, los EDFAs son una herramienta adecuada para implementar su arquitectura en láseres de fibra óptica con solo agregarle una cavidad resonante, donde en vez de amplificar una señal de datos lo que se amplifica son los modos longitudinales de la cavidad. Las ventajas de utilizar este tipo de amplificadores son, entre otras cosas, una alta ganancia interna (30-50 dB), bajas pérdidas por inserción (<2 dB), y se considera que su sensibilidad a la polarización es prácticamente nula (en enlaces cortos).

2.3.1 Arquitectura

Un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) está formado por distintos dispositivos (Figura 5), entre los cuales se tiene: una fibra dopada con erbio (EDF, Erbium Doped Fiber) que junto a un láser (980 nm o 1480 nm) como fuente de bombeo, funciona como un medio de amplificación.

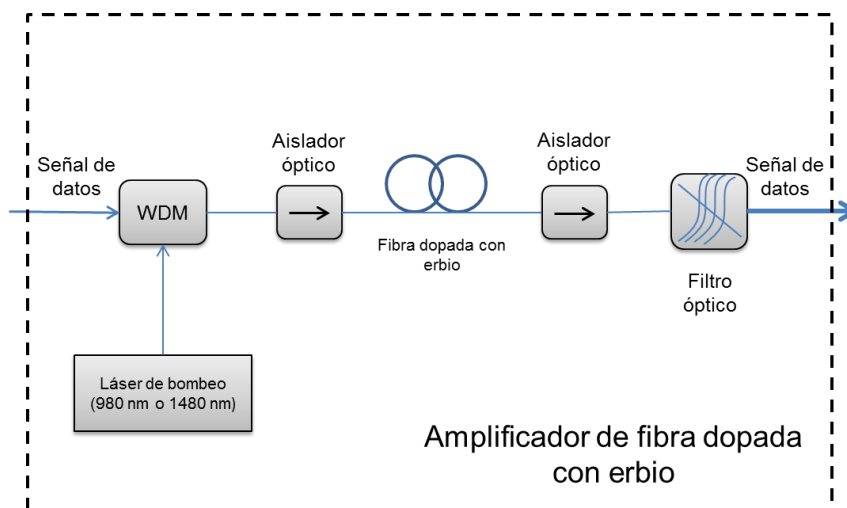


Figura 5. Diagrama básico de un amplificador de fibra dopada con erbio.

Para combinar la señal que se va a amplificar con el haz de bombeo dentro de la fibra dopada con erbio, se utiliza un multiplexor por división de longitud de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexer), denominado multiplexor de bombeo. Para garantizar que la señal se propague una sola vez a través del medio de ganancia, se utilizan aisladores ópticos antes y después de la EDF. Por último, se usa un filtro óptico para eliminar longitudes de onda que no sean de la señal de datos.

2.3.2 Bombeo en copropagación

En esta configuración, el bombeo se propaga en el mismo sentido que la señal de datos (Figura 6).

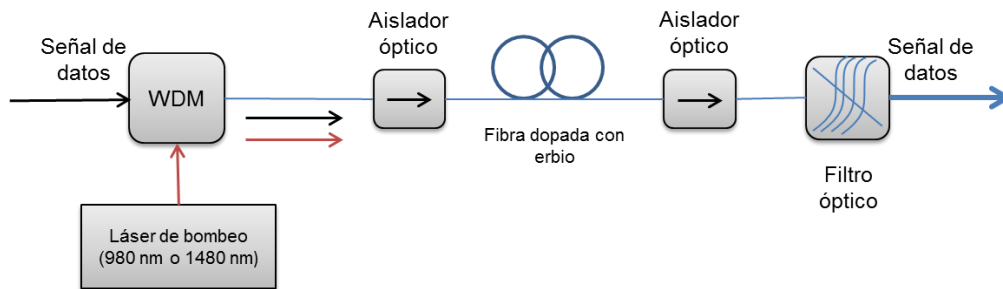


Figura 6. Configuración de bombeo en copropagación.

2.3.3 Bombeo en contrapropagación

En este caso el bombeo óptico viaja en sentido contrario al de la propagación de la señal de datos (Figura 7). El utilizar esta configuración tiene la ventaja de otorgar una mayor ganancia de amplificación; pero también tiene desventajas, como una mayor probabilidad de generar ruido en la señal de datos (Becker, et al., 1999).

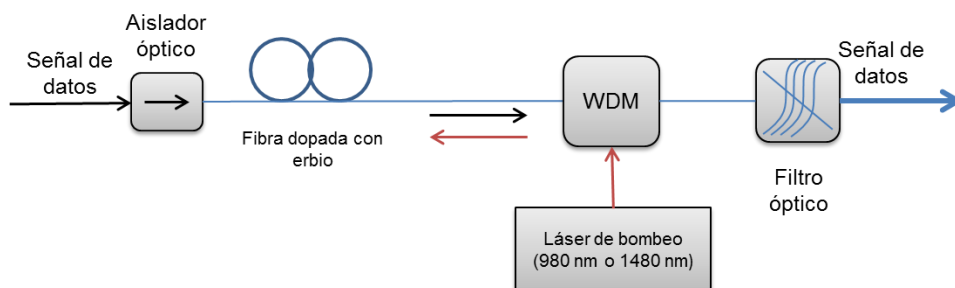


Figura 7. Configuración de bombeo en contrapropagación.

2.3.4 Bombeo en doble dirección

En esta configuración, el bombeo óptico se encuentra tanto en copropagación como contrapropagación. Este tipo de configuración necesita utilizar dos láseres de bombeo (bombeo dual o bidireccional) (Figura 8). Con esta arquitectura, la ganancia puede llegar a duplicarse.

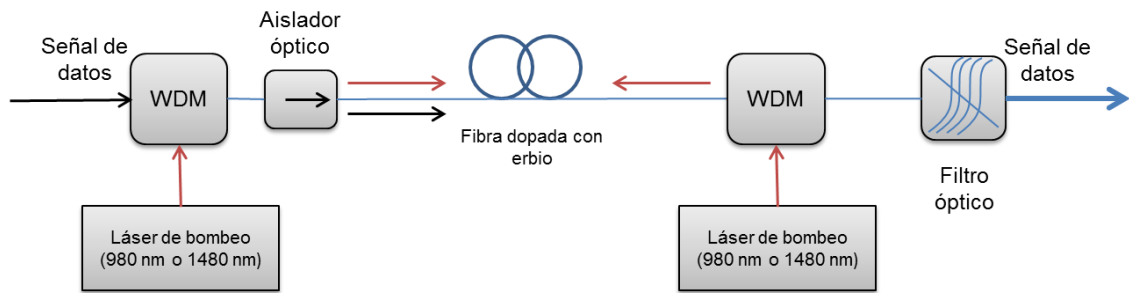


Figura 8. Configuración de bombeo en doble dirección.

2.4 Fibra de vidrio de sílice dopado con erbio ($\text{SiO}_2\text{:Er}^{3+}$)

En un láser, el medio de ganancia tiene un papel de suma importancia. Por lo tanto, se considera relevante el conocer la forma de operación de una fibra de vidrio de sílice dopado con erbio. A continuación se presentan los distintos procesos que se llevan a cabo en las EDF así como la estructura de sus niveles de energía. A partir de estos procesos se explica el desarrollo teórico del funcionamiento para un láser de fibra dopada, de tres niveles.

2.4.1 Notación Russell-Saunders

La notación de Russell-Saunders es utilizada para describir los estados degenerados de los niveles de energía en lantánidos y actínidos. Permite definir un nivel de energía de manera que los términos principales de la configuración electrónica involucrada resulten evidentes a primera vista. Esta nomenclatura se desarrolla mediante el siguiente esquema:

$$\text{superíndice}=\text{número}[\text{Letra}]_{\text{subíndice}=\text{número}}$$

donde la letra indica el número cuántico L del momento angular orbital, de acuerdo a la notación de la Tabla 1.

Tabla 1. Notación alfabética asignada a los valores numéricos del número cuántico L .

Letra	S	P	D	F	G	H	I	etc.
L	0	1	2	3	4	5	6	...

El valor numérico del superíndice es igual a $2S+1$, donde S es el momento angular intrínseco o de espín. El valor numérico del subíndice es igual a J (momento angular total $J = L + S$). A un nivel degenerado de energía ${}^4I_{11/2}$, se le llama “cuarteto- I -once medios”. A partir de su nombre puede definirse el conjunto de subniveles de energía

utilizando $g/2 = J + \frac{1}{2}$, por lo tanto la degeneración propia del nivel ${}^4I_{11/2}$, g , es igual a 6.

2.4.2 Diagrama de niveles de energía: Er^{3+}

En la fibra de vidrio de sílice dopado con erbio los subniveles de energía de importancia son los multipletes ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$. En la Figura 9 se puede observar el diagrama de niveles de energía, donde la absorción hacia el nivel ${}^4I_{11/2}$ representa al bombeo necesario para excitar los átomos de erbio, que típicamente es de 980 nm, pero también se puede bombear hacia el nivel ${}^4I_{13/2}$ utilizando un bombeo de 1480 nm.

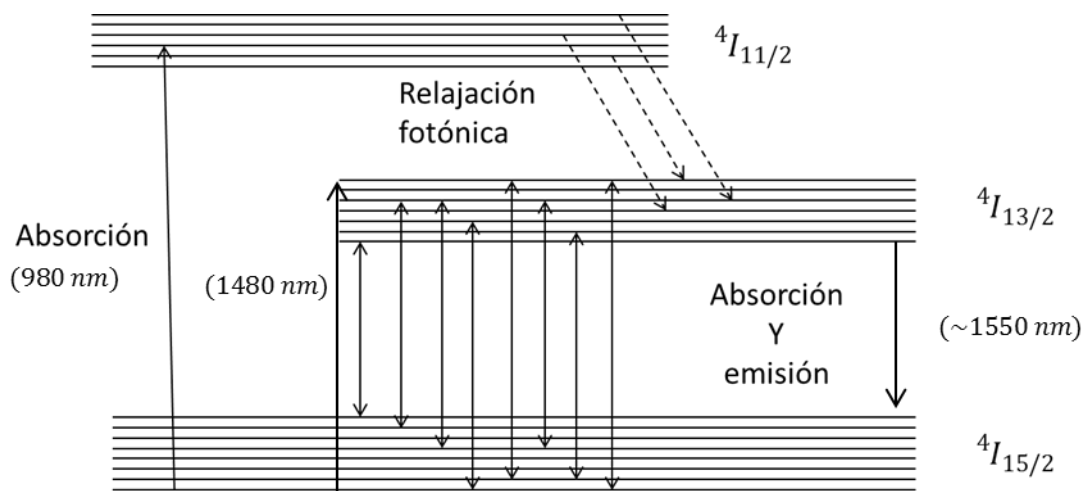


Figura 9. Diagrama de Jablonski del sistema láser vidrio de sílice Er^{3+} : estados electrónicos que participan en la excitación (980 nm), en la emisión (banda de 1550 nm) y algunas de las transiciones posibles.

Entre los niveles ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$ se lleva a cabo la amplificación de las señales, aprovechando una de las cualidades del dopante, que los electrones excitados hacia el nivel ${}^4I_{11/2}$ permanecen un tiempo muy corto ($\approx 10 \mu\text{s}$), decayendo rápidamente al nivel ${}^4I_{13/2}$ donde permanecen un tiempo mayor ($\approx 10 \text{ms}$), de modo que este nivel está poblado y es repoblado rápidamente por iones excitados que son aprovechados por la señal que se desea amplificar, utilizando el proceso de emisión estimulada (un fotón de una frecuencia ν desexcita un electrón para generar otro fotón con las mismas características que el fotón incidente).

2.4.3 Secciones transversales de emisión y absorción

La sección transversal de un ion representa la probabilidad de que ocurra una transición entre dos niveles de energía, ya sea de absorción o emisión de un fotón. En el caso del erbio (Er^{3+}) las transiciones de importancia se dan entre los niveles ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$. Como se vio anteriormente entre los niveles de energía ${}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{13/2}$, se tiene una transición mucho más rápida que entre los niveles ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$, por lo que las interacciones de importancia para este caso ocurren entre los niveles ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$. Esto permite simplificar el sistema de 3 niveles de energía a uno de 2.

La sección transversal de absorción se puede interpretar como el “área” del ion que “ven” los fotones incidentes. Entre más grande sea esta área, más fácil será que un fotón interactúe con el ion. En este caso la potencia absorbida será el producto de la sección transversal de absorción por la intensidad (potencia por unidad de área) de la luz incidente.

En el caso de la emisión ésta se puede definir de manera similar a la absorción. Por lo tanto, la sección transversal $\sigma(\nu)$ es el área límite que indica la capacidad de cada ion para emitir luz (Figura 10).

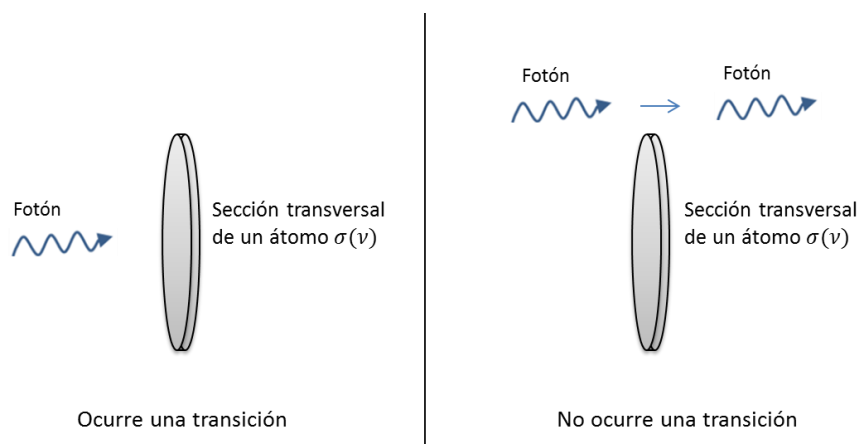


Figura 10. Sección transversal de un átomo.

En un medio de ganancia es importante conocer el espectro de absorción y emisión, ya que de esta cualidad es de suma importancia, dependiendo de la aplicación en la que se pretenda realizar. La Figura 11 muestra la respuesta espectral de una fibra de vidrio de sílice dopado con erbio en términos del espectro de la sección transversal de absorción.

Dado que la probabilidad de emisión y absorción son proporcionales a la intensidad de la luz del bombeo, mientras más pequeña sea el área donde se concentra la luz, mayor es la probabilidad de absorción o emisión de luz (Becker, et al., 1999). Esta condición favorece la eficiencia de operación de las fibras láser.

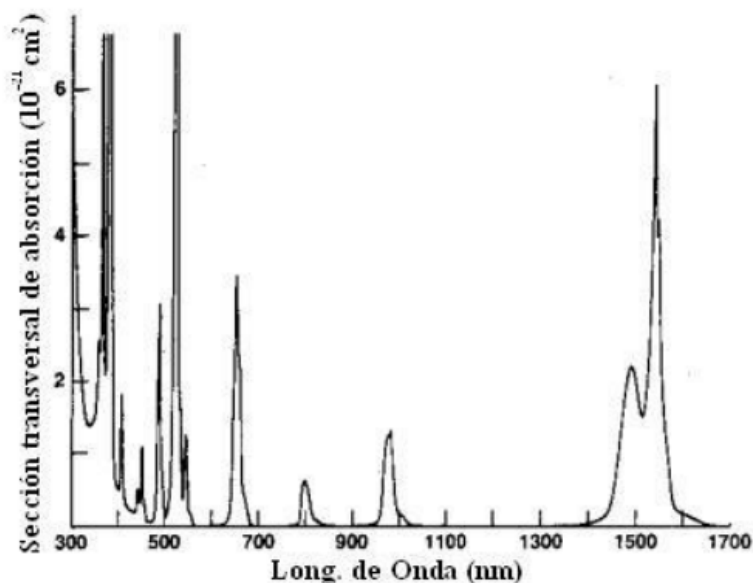


Figura 11. Espectro de las secciones transversales de absorción del Er^{3+} , como dopante en vidrio de sílice (Espectro tomado de Becker, et al., 1999).

2.4.4 Fluorescencia

La fluorescencia en fibras dopadas con erbio es una de sus características relevantes. Se puede definir como un proceso donde un material absorbe un fotón de una longitud de onda específica, cuya energía es en parte transformada en vibraciones de la red (fonones) y en parte emitida a una longitud de onda distinta a la inicial (de menor energía). Los electrones al pasar de un nivel de energía a otro, pueden hacerlo a través de emisiones no radiantes. La presencia de estas emisiones no radiantes (fonones) proporciona energía adicional que permite que se emitan fotones de mayor energía.

Cuando la emisión de la luz se debe a la incidencia de fotones sobre el material, el proceso se conoce como fotoluminiscencia, la fluorescencia corresponde a uno de los casos de emisión luminiscente y se refiere a ciertos procesos en los que las moléculas pueden ser excitadas y emitir energía en forma de luz (Paschotta, R., 2008). La fluorescencia es una emisión espontánea, por lo que en un medio no cristalino cada fotón emitido tendrá una dirección diferente y una polarización también distinta a la

inicial. En la Figura 12 se tiene un ejemplo de fluorescencia en una fibra dopada con erbio (Photonetics EDOS103).

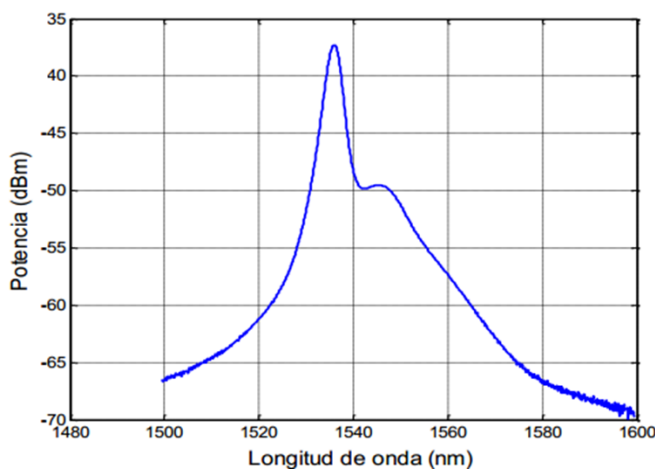


Figura 12. Espectro de fluorescencia en una fibra dopada de erbio modelo EDOS103.

Es importante mencionar que una de las razones que obligan a conocer los espectros de fluorescencia de las fibras dopadas de erbio, es que indican el perfil de amplificación del medio de ganancia.

2.4.5 Ecuaciones de flujo de poblaciones para un sistema láser de tres niveles de energía

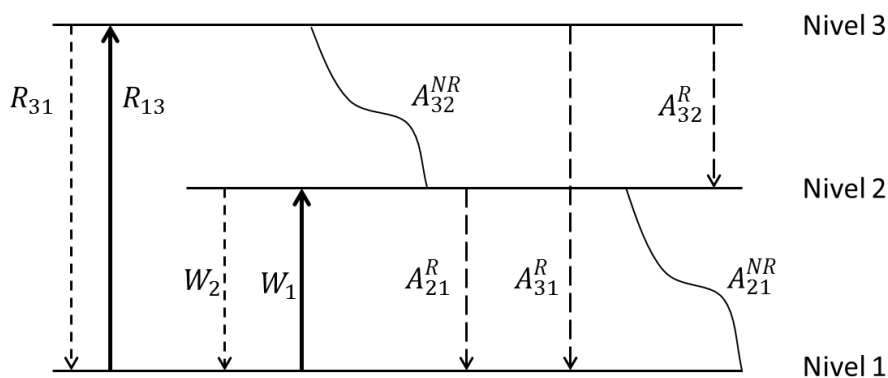


Figura 13. Transiciones posibles en un sistema láser de 3 niveles.

Las propiedades de las fibras dopadas con erbio se modelan considerando que se comportan como un sistema láser de tres niveles de energía (Figura 13). Se explican a continuación las propiedades de dicho sistema:

1. El nivel 1 es el estado base, el nivel 2 es un nivel metaestable caracterizado por un tiempo de decaimiento lento en comparación con los otros dos niveles,

y el nivel 3 es el nivel de energía del bombeo. La emisión láser ocurre entre los niveles 2 y 1.

2. La rapidez de bombeo del nivel 1 al 3 se denota como R_{13} (bombeo); mientras que la rapidez con la que se emite luz en forma estimulada por el bombeo del nivel 3 al 1 es R_{31} .
3. Se tienen dos posibilidades de decaimiento desde el estado excitado del nivel 3, el decaimiento radiante (rapidez $A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) y el no radiante (rapidez A_{32}^{NR}). El decaimiento espontáneo desde el nivel 3 se supone que es predominantemente no radiante; es decir, que $A_{32}^{NR} \gg A_{32}^R$.
4. La rapidez de emisión y absorción estimulada entre los niveles 1 y 2 se representan como W_{12} (absorción) y W_{21} (emisión).
5. El decaimiento espontáneo radiante y no radiante desde el nivel 2 es $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$, con $A_{21}^R = 1/\tau$; en donde τ es el tiempo de vida de la fluorescencia. Se supone que el decaimiento espontáneo radiante es predominante; es decir, que $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$.

Como se menciona en los puntos 3 y 5, ciertas posibilidades de decaimiento son mucho mayores que otras, por lo que las de menor probabilidad se pueden despreciar. Por lo tanto, las transiciones del sistema láser se pueden representar como se ve en la Figura 14.

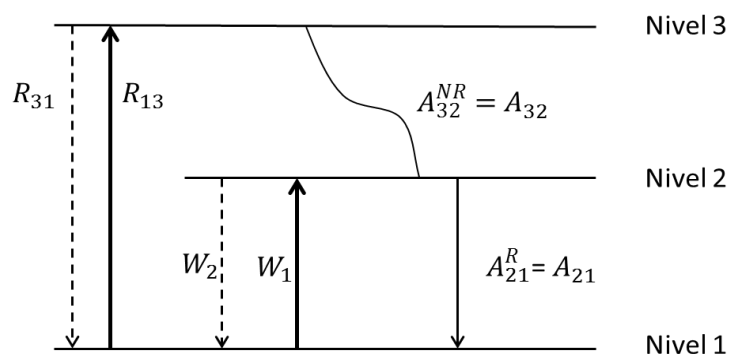


Figura 14. Transiciones asociadas a la banda de 1550 nm en el sistema láser de $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$.

Si ρ es la densidad total de iones y N_1 , N_2 y N_3 las poblaciones de cada nivel de energía, considerando lo anterior se propone la siguiente ecuación:

$$\rho = N_1 + N_2 + N_3. \quad (3)$$

Utilizando las propiedades del sistema de tres niveles que se explicaron anteriormente, se puede llegar a las ecuaciones que rigen las poblaciones de cada nivel de energía

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2, \quad (4)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3, \quad (5)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13} - R_{31}N_3 - W_{12}N_1 - A_{32}N_3; \quad (6)$$

$$\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt} = 0. \quad (7)$$

Considerando las Ecs. 4, 5 y 6 en estado estacionario ($\frac{dN_i}{dt} = 0$) (Ec. 7), se puede llegar a las siguientes relaciones que describen las poblaciones de los niveles 1 y 2

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau}, \quad (8)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{21}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau}. \quad (9)$$

Ahora, si se supone que el decaimiento no radiante A_{32} domina sobre el decaimiento radiante R_{31} ($A_{32} \gg R_{31}$), y se factoriza $\left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)$ es posible reescribir las ecuaciones 8 y 9 de la siguiente manera

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau)}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}, \quad (10)$$

$$N_2 = \rho \frac{(R_{13}\tau + W_{21}\tau)}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}. \quad (11)$$

A partir del resultado anterior se tiene que el nivel 3 está despoblado ($N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0$). La razón de esto es que los iones que son bombeados al nivel 3 decaen rápidamente al nivel 2 sin emitir luz y este proceso de relajación es más rápido que el de bombeo.

Ya que las poblaciones que llevan a cabo las transiciones de emisión láser y fluorescencia se encuentran en los niveles 1 y 2, el diagrama que describe a este sistema láser queda como se muestra en la Figura 15.

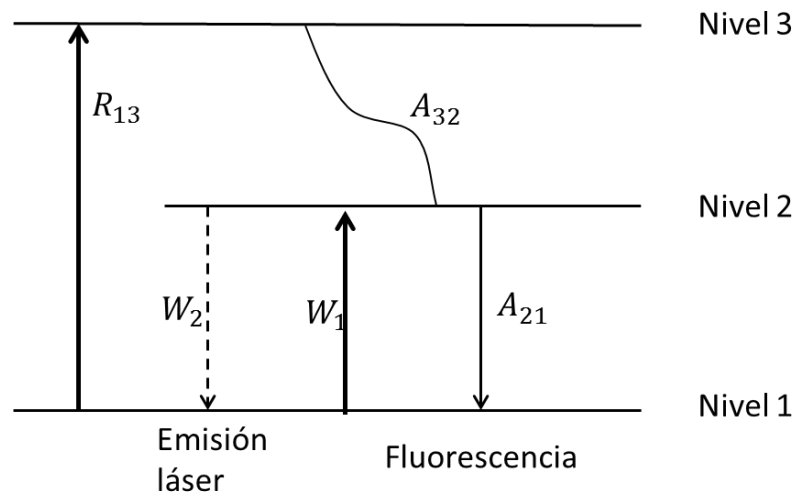


Figura 15. Transiciones dominantes en el sistema láser de $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$ para la banda de 1550 nm.

2.5 Amplificación

2.5.1 Transparencia

Cuando la ganancia en un medio de amplificación es igual a cero, se dice que se encuentra en transparencia. Partiendo del modelo de un láser de fibra de 3 niveles (Figura 15) se tiene que la emisión laser se da del nivel 2 (N_2) al nivel 1 (N_1) y que siendo emisión estimulada, se puede definir el coeficiente de ganancia con la expresión:

$$\gamma(\lambda) = N_2\sigma_{em}(\lambda) - N_1\sigma_{abs}(\lambda) \quad (12)$$

donde σ_{em} y σ_{abs} son las secciones transversales de emisión y absorción respectivamente. Si se analiza la Ec. (12) en ausencia bombeo y sin pérdidas, la población en N_2 es menor que la de N_1 , ya que no hay electrones excitados por el bombeo al nivel 3 que decaigan al nivel 2. Por lo que no hay inversión de población ($\Delta N < 0$, $\Delta N = N_2 - N_1$). Por lo tanto, el coeficiente de ganancia es menor a cero.

Conforme aumenta el bombeo (R_{13}), también N_2 lo hace, mientras que la población en N_1 disminuye (Ecs. 10-11), hasta que las poblaciones en N_2 y N_1 se igualan, de modo que se alcanza la transparencia ($\gamma = 0$) (Quimby, R. S., 2006). Si se continúa

bombeando, la ganancia seguirá aumentando hasta que sea mayor a cero. En este punto se ingresa al régimen de amplificación.

2.5.2 Ganancia

Dado que la ganancia se define como la relación entre las intensidades de salida y de entrada ($G = \frac{I_{out}}{I_{in}}$), para conocer como aumenta la ganancia en un amplificador de fibra dopada se necesita analizar cómo cambia la intensidad conforme se propaga el haz. Si se tiene un haz de luz I que atraviesa un material de un grosor dz , y la frecuencia del haz incidente ν es muy cercana a la frecuencia asociada a la diferencia de energías entre los niveles del átomo 1 y 2 (N_1 y N_2 son las poblaciones asociadas a dichos niveles), se tiene que la intensidad del haz aumenta de la siguiente forma (Quimby, R. S., 2006):

$$\frac{dI}{dz} = \frac{I\gamma_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (13)$$

donde $\gamma_0 = \tau_{21}R_{13}N_1\sigma_{em}$ e I_{sat} es la intensidad de saturación. Para el caso en que la intensidad I sea mucho menor que la intensidad de saturación ($\frac{I}{I_{sat}} \rightarrow 0$) se tiene que

$$\frac{dI}{dz} \approx I\gamma_0, \quad (14)$$

$$\frac{dI}{I} = \gamma_0 dz. \quad (15)$$

Integrando ambas partes,

$$\int \frac{dI}{I} = \int \gamma_0 dz, \quad (16)$$

$$\ln\left(\frac{dI}{I}\right) = \gamma_0 dz, \quad (17)$$

$$I(z) = e^{\gamma_0 z} I(0). \quad (18)$$

De la ecuación (18), donde $I(z)$ es la intensidad al pasar por el medio e $I(0)$ es la intensidad del haz antes de entrar al medio, se tiene que la ganancia de una fibra dopada en este caso toma la siguiente forma:

$$G = \frac{I(z)}{I(0)} = e^{\gamma_0 z}. \quad (19)$$

La ecuación (19) muestra que la ganancia en un amplificador de fibra dopada crece de manera exponencial cuando se tienen señales con intensidades bajas, con una ganancia por unidad de longitud γ_0 dada por

$$\gamma_0 = \tau_{21} R_{13} N_1 \sigma_{em} ; \quad (20)$$

donde τ_{21} es el tiempo de decaimiento entre los niveles 2 y 1, R_{13} es el bombeo, N_1 es la población del nivel 1 y σ_{em} es la sección transversal de emisión.

2.5.3 Ganancia saturada

En la aproximación de ganancia para una señal de pequeña intensidad (Ec. 19), la ganancia está determinada por el bombeo (I_p) y no por la intensidad de la señal (I); ya que la razón de emisión estimulada debida a I es mucho menor que la razón de emisión espontánea debida al bombeo. Conforme aumenta la intensidad I , la situación cambia. El número de iones del nivel metaestable disminuye debido a que si se opera con una intensidad mayor para la señal, aunque la emisión estimulada aumente, ya no hay suficientes iones de erbio para amplificar la señal. Esto ocasiona que la ganancia disminuya, a este efecto se le conoce como *saturación de la ganancia*.

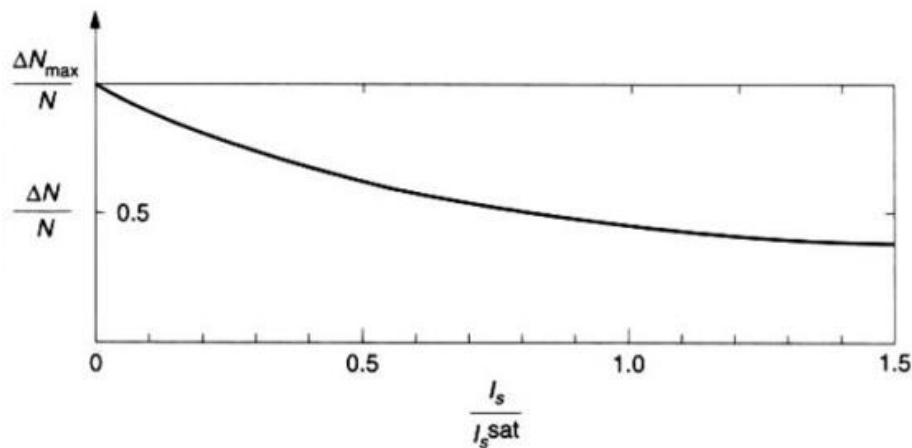


Figura 16. Diferencia de población contra densidad de potencia óptica de la señal (Iizuka, K., 2002).

La saturación de la ganancia se caracteriza mediante la intensidad de saturación I_{sat} , definida como la intensidad para la cual la ganancia se reduce en un factor de 2 (Quimby, R. S., 2006). En la Figura 16 se puede ver como al aumentar la razón $\frac{I}{I_{sat}}$, la inversión de población disminuye. Por lo tanto, la ganancia disminuye.

2.6 Fusión de agujeros de polarización

En este modelo, usado para describir efectos observados en EDFAs que operan con señales polarizadas, la fusión de agujeros de polarización se explica proponiendo que cuando una señal de datos con un estado de polarización dado, se propaga por el medio de amplificación que opera en un régimen de saturación, la componente de emisión ASE (emisión espontánea amplificada) que está polarizada en dirección ortogonal a la señal, se amplifica en un régimen de señal pequeña. Esta forma de operación ocasiona que su ganancia sea mayor que la obtenida en la señal de datos. Por lo tanto, a la salida del medio amplificador, el ruido ASE puede tener una potencia igual o mayor que la señal amplificada, con lo que incluso se llega a perder la señal de datos en el proceso de amplificación.

Este efecto usualmente se analiza usando dos señales de datos que se propagan por el mismo EDFA. Antes de entrar en el medio de amplificación, una de las señales tiene una potencia mucho menor que la otra y su estado de polarización es ortogonal al de la señal de mayor potencia. Por lo tanto, cada señal opera en un régimen de saturación distinto. La señal de mayor potencia opera en saturación antes que la señal de menor potencia, por lo que la señal de menor potencia continúa amplificándose hasta alcanzar un régimen de saturación profunda. Como resultado se puede lograr que ambas señales, a pesar de entrar con distintas potencias, a la salida del EDFA tengan la misma potencia (Wang, et al., 1998).

Capítulo 3 Birrefringencia en fibras ópticas

3.1 Polarización de la luz

La luz es una onda electromagnética transversal representada mediante un vector de campo eléctrico (\vec{E}) que se propaga en la dirección positiva del eje z de un sistema cartesiano xyz (Figura. 17). La trayectoria que describe el vector de campo eléctrico, proyectada sobre el plano xy se usa para determinar su estado de polarización (SOP, State of Optical Polarization) (Figura 18).

Para definir el estado de polarización de la luz es necesario establecer un marco de referencia (orientación de los ejes x y y con respecto al sistema de medida). La definición de dicho marco facilita el análisis de la evolución del estado de polarización al propagarse por diferentes medios ópticos.

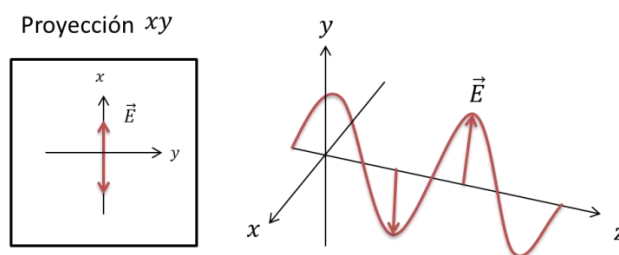


Figura 17. Propagación del vector del campo eléctrico.

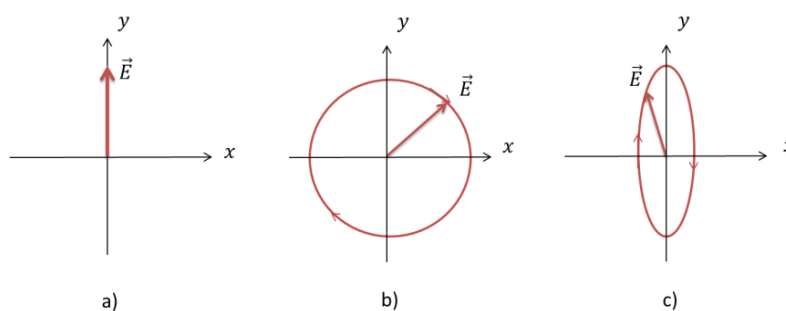


Figura 18. Estados de polarización de la luz; **a)** polarización lineal, **b)** polarización circular y **c)** polarización elíptica.

3.1.1 Elipse de polarización

El estado de polarización de la luz requiere de una descripción vectorial. Para hacerla se considera a la luz como un campo óptico monocromático de frecuencia ν y longitud

de onda λ , que se propaga a través de un medio en la dirección z , en un sistema cartesiano de referencia xyz , que puede expresarse de la siguiente forma:

$$E = E_x \hat{i} + E_y \hat{j} \quad (21)$$

donde \hat{i} y \hat{j} , son vectores unitarios en las direcciones x y y , respectivamente, y las componentes están dadas por

$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \delta_x) \quad (22)$$

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \delta_y) . \quad (23)$$

Los parámetros E_{0x} y E_{0y} , son las amplitudes de los campos, $\omega = 2\pi\nu$ es la frecuencia angular y δ_x , δ_y son constantes de fase.

Mediante las ecuaciones (22), (23) y utilizando algunas identidades trigonométricas se puede demostrar la siguiente relación

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\delta_y - \delta_x) = \text{sen}^2(\delta_y - \delta_x) \quad (24)$$

$$\delta = (\delta_y - \delta_x) . \quad (25)$$

La ecuación (24) representa a una elipse denominada *elipse de polarización* (Figura 19). Su excentricidad y orientación en el plano xy dependen de la diferencia de fase entre las componentes E_x y E_y (δ), la cual puede tomar valores de 0 a 2π . Es importante observar que no se tiene ninguna dependencia con la dirección de propagación z .

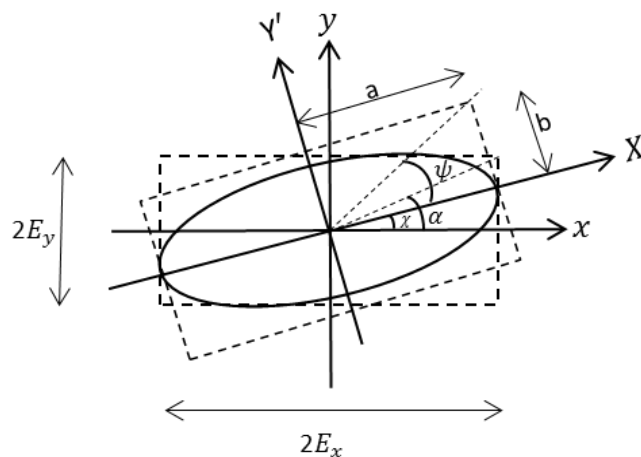


Figura 19. Representación geométrica de los parámetros asociados a la elipse de polarización.

En la Figura 19 se pueden observar los parámetros asociados a la elipse de polarización, donde ψ es el ángulo de elipticidad, χ el ángulo azimutal, $\epsilon = \frac{a}{b}$ define el grado de elipticidad, el cual puede tomar un rango de valores de -1 a 1 ($-1 < \epsilon < 1$).

Mediante la ecuación (24) se pueden definir los distintos estados de polarización (lineal, circular y elíptico), los cuales se obtienen modificando los diferentes parámetros de la elipse de polarización.

- Polarización lineal dentro de eje (x en este caso) $E_{0y} = 0 \quad \therefore E_y = 0$

$$E_x = E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \delta_x\right) \quad (26)$$

- Polarización lineal fuera de eje $\delta = (\delta_y - \delta_x) = 0$

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(0) = \sin^2(0) \quad (27)$$

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \pm \frac{E_y}{E_{0y}}. \quad (28)$$

La ecuación (28) se comporta como una línea recta fuera de eje, cuyo ángulo azimutal dependerá de los valores de las amplitudes (E_{0x} y E_{0y}).

- Polarización elíptica y circular $\delta = (\delta_y - \delta_x) = \frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}$

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = \pm 1 \quad (29)$$

Esta ecuación tiene la forma de una elipse, la cual puede ser de mano izquierda o mano derecha. Se tiene polarización circular cuando $E_{0x} = E_{0y} = E_0$, por lo que la expresión queda de la siguiente forma

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2. \quad (30)$$

La ecuación (30) corresponde a un círculo, que puede trazarse girando a la izquierda (o a la derecha), y representa a la polarización circular izquierda (o derecha).

3.1.2 Vectores y matrices de Jones

Mediante la descripción vectorial se pueden representar las cualidades de la luz polarizada y detallar su interacción con la materia al propagarse en medios ópticos.

Sin embargo, los cálculos son frecuentemente complicados. Para solucionar estos inconvenientes existen otros métodos como el propuesto por Jones, el cual se basa en un modelo matricial. En dicho modelo, para describir cómo cambia la polarización de la luz al propagarse es necesario definir al vector Jones, el cual es un vector compuesto de dos elementos complejos que son las componentes E_x y E_y del vector de luz E (Ec. 21); donde E es una onda plana cuya polarización está bien definida. El vector de Jones entonces está dado por

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Para definir de manera más clara los estados de polarización del vector de Jones es necesario normalizar la intensidad utilizando $E \cdot E^* = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = 1$. Se pueden definir los distintos SOP que se han mencionado anteriormente, mediante los vectores de Jones que se presentan a continuación,

$$\text{polarización horizontal} \quad E_{ph} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (32)$$

$$\text{polarización vertical} \quad E_{pv} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

$$\text{polarización } \pm 45^\circ \quad E_{\pm 45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}; \quad (34)$$

$$\text{polarización circular} \quad E_{pc} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}. \quad (35)$$

En la ecuación (35) el signo \pm denota si se trata de polarización circular izquierda (-) o derecha (+).

Para definir las matrices de Jones es necesario un breve análisis. Cuando una onda de luz monocromática como la dada por la ecuación (21) atraviesa un medio óptico, la onda que emerge de dicho medio experimenta una transformación lineal

$$E_x' = A_1 E_x + A_3 E_y, \quad (36)$$

$$E_y' = A_4 E_x + A_2 E_y; \quad (37)$$

donde A_1, A_2, A_3, A_4 , son coeficientes complejos que dependen de las características del medio óptico. Por lo que pueden reescribirse las Ecs. 36 - 37 de la forma

$$\begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & A_2 \\ A_3 & A_4 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (38)$$

ó bien

$$E' = J * E \quad (39)$$

la matriz J es la que se denomina matriz de Jones. Existen distintos tipos de matrices para describir a diferentes medios ópticos, las cuales se muestran a continuación,

polarizador lineal horizontal $J = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (40)$

polarizador lineal vertical $J_{PV} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (41)$

polarizador lineal $\pm 45^\circ$ $J_{\pm 45^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \pm 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 \end{pmatrix}, \quad (42)$

retardador $J_{ret} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix}; \quad (43)$

rotador a un ángulo θ $J(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix}. \quad (44)$

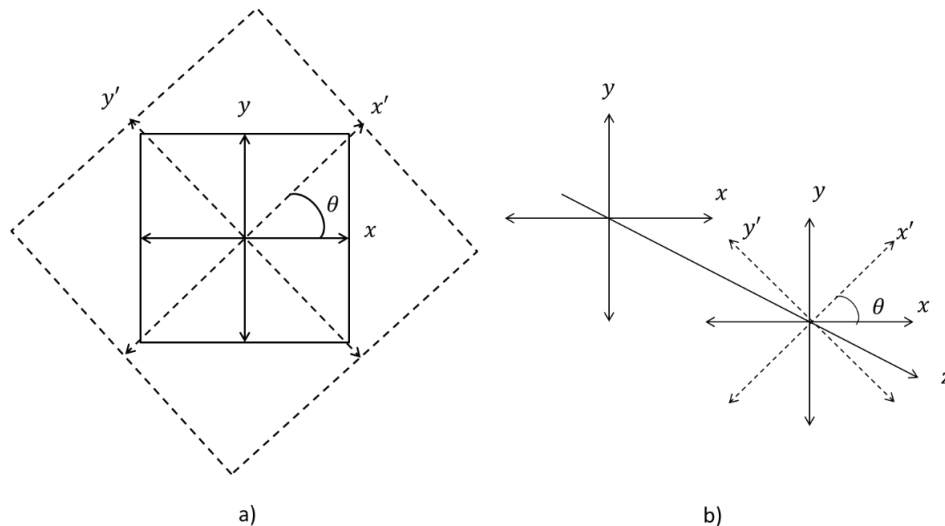


Figura 20. Placa birrefringente ($x'y'$) rotada un ángulo θ respecto de la horizontal del marco de referencia (xy) **a)** proyección xy y **b)** proyección xyz .

Cuando una onda de luz pasa a través de un medio birrefringente el cual no se encuentra alineado con el marco de referencia (Figura 20), es necesario hacer un tratamiento para calcular su matriz equivalente. Esto se debe a que, como se mencionó anteriormente, para definir de manera correcta la polarización es necesario

definir un marco de referencia. Y debido a la fuerte dependencia que muestra la evolución de la onda incidente con respecto a la orientación de los ejes característicos del medio birrefringente, es necesario tener esto en cuenta. Cabe señalar que el término *medio birrefringente* se refiere a un material en el que los índices de refracción asociados a luz polarizada a lo largo de los dos ejes principales x' y y' de la placa tienen valores diferentes.

La ecuación (44), la cual es una matriz de rotación, se puede utilizar para analizar el caso de la placa rotada a un ángulo θ con el plano de referencia, de tal manera que se pueda obtener una matriz de la placa, referida al marco de referencia del laboratorio. Para ello se define a la matriz de rotación

$$J(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix}. \quad (45)$$

Y puede considerarse que el medio birrefringente es una placa retardadora (43)

$$J_{ret} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Puede escribirse la matriz $J_{(ret,\theta)}$ que resulta de dicha rotación como

$$J_{(ret,\theta)} = J(\theta) * J_{ret} * J(-\theta). \quad (47)$$

La ecuación (47) describe a un medio birrefringente rotado un ángulo θ con respecto a la horizontal del marco de referencia. Una manera de explicar esta transformación, es decir que se cambia del marco referencia xy usado para describir el SOP de la onda incidente, al marco de la placa birrefringente $x'y'$, con la matriz $J(-\theta)$. Al emerger de dicha placa éste será de nuevo cambiado al marco de referencia xy con la matriz $J(\theta)$, en la cual, el signo positivo del ángulo θ le confiere una rotación contraria a la que se le dio inicialmente, regresando como se mencionó, al marco de referencia inicial (Figura 20).

3.1.3 Vectores de Stokes

Cuando la luz se encuentra totalmente polarizada, puede ser descrita utilizando vectores de Jones. Pero hay casos en los que la onda de luz puede encontrarse parcialmente polarizada; en este caso se utiliza el formalismo de Stokes, que es un vector columna compuesto de cuatro elementos S_0, S_1, S_2 y S_3 . Los valores de las

componentes del vector de Stokes se obtienen partiendo de la elipse de polarización, mediante la cual se puede llegar a la siguiente relación:

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y}\cos\delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y}\sin\delta)^2 \quad (48)$$

donde E_{0x} , E_{0y} , son las componentes del campo eléctrico y δ es el desfaseamiento entre dichas componentes. De la ecuación (48) se obtienen los valores para cada una de las componentes del vector, de tal manera que

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \quad (49)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \quad (50)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta, \quad (51)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta; \quad (52)$$

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (53)$$

Cada uno de los elementos del vector describe diferentes características de la onda de luz. S_0 representa la intensidad total; S_1 es la tendencia hacia una polarización lineal horizontal o vertical; S_2 es la tendencia hacia una polarización lineal a un ángulo de $\pm 45^\circ$; S_3 es la tendencia hacia una polarización circular (izquierda o derecha). Los parámetros del vector de Stokes están sujetos a la condición de la ecuación (53). Cuando se cumple la igualdad $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$, se tiene un haz de luz totalmente polarizado, de tal manera que de esta expresión se puede llegar a otro parámetro importante, conocido como *grado de polarización* (DOP), el cual se define a continuación:

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{total}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 < DOP < 1. \quad (54)$$

Los vectores de Stokes más utilizados para describir el SOP de un haz se muestran a continuación:

luz no polarizada

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (55)$$

luz polarizada horizontal $S = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$ (56)

luz polarizada vertical $S = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$ (57)

luz polarizada linealmente a $\pm 45^\circ$ $S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm 1 \\ 0 \end{bmatrix},$ (58)

luz polarizada circular (izquierda) $S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix};$ (59)

luz polarizada circular (derecha) $S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$ (60)

3.1.4 Esfera de Poincaré

El estado de polarización puede ser representado en la esfera de Poincaré, la cual es una representación geométrica en la que el SOP se denota a través de un punto en una esfera de radio unitario (ver Figura 21).

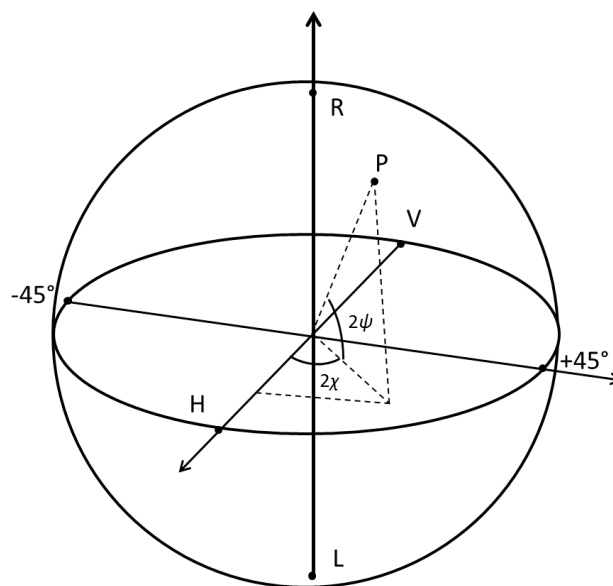


Figura 21. Esfera de Poincaré; donde ψ es el ángulo de elipticidad y χ el ángulo azimutal.

Ubicación de los estados de polarización en la esfera de Poincaré:

- Los polos representan una polarización circular, la coordenada R significa que se tiene una polarización circular derecha, mientras que la L denota a una polarización circular izquierda.
- Los estados de polarización lineales son representados en el ecuador de la esfera, donde la coordenada H significa que se tiene una polarización lineal horizontal, mientras que la coordenada V es una polarización lineal vertical. El movimiento alrededor del ecuador, fuera de las coordenadas anteriores, corresponde al resto de las polarizaciones lineales.
- Se obtiene polarización elíptica cuando el ángulo de elipticidad (ψ) es diferente a 0° y la coordenada en la esfera se encuentra fuera de los polos (coordenadas L y R).
- El centro de la esfera, representa luz no polarizada.

Hay dos formas básicas de representar un SOP en la esfera de Poincaré, una de ellas es utilizar los parámetros de Stokes como coordenadas cartesianas (S_1, S_2, S_3) y la otra es mediante los parámetros de la elipse de polarización (el ángulo azimutal y el de elipticidad), utilizándolos como coordenadas esféricas que son ángulos dobles respecto a su valor real (Figura 22).

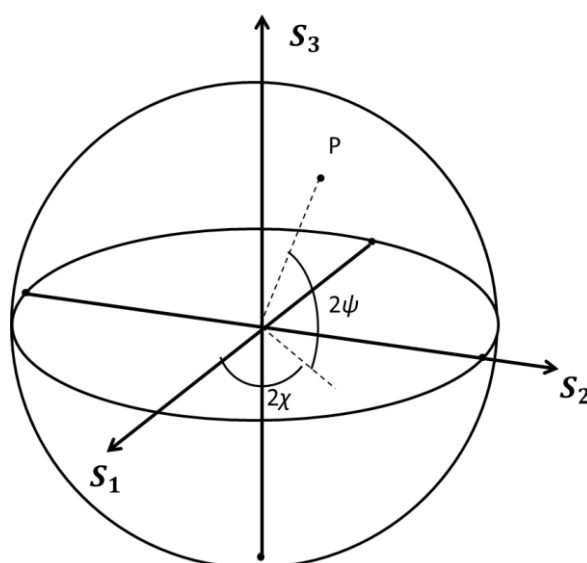


Figura 22. Representación del SOP en la esfera de Poincaré (P) en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes y como coordenada esféricas, usando los ángulos de la elipse de polarización (ψ es el doble del ángulo de elipticidad y χ el doble del ángulo azimutal).

Con base en que usando ambas representaciones (parámetros de Stokes y la elipse de polarización) se puede mapear un SOP en la esfera de Poincaré, se puede determinar que existe una relación entre ambos, dada por las siguientes ecuaciones,

$$S_1 = \cos(2\psi) \cos(2\chi) \quad (61)$$

$$S_2 = \cos(2\psi) \sin(2\chi) \quad (62)$$

$$S_3 = \sin(2\psi); \quad (63)$$

donde, como se mencionó antes, ψ es el ángulo de elipticidad y χ el ángulo azimutal.

3.1.5 Matrices de Mueller y vectores Stokes para retardadores homogéneos

Para determinar, mediante los vectores de Stokes, cómo evoluciona el SOP en la esfera de Poincaré al propagarse por un medio birrefringente, es necesario conocer las matrices de Mueller de los retardadores homogéneos. Cuando una onda de luz descrita en forma de un vector de Stokes atraviesa un medio óptico, la onda que emerge de dicho medio tiene una transformación lineal de la forma:

$$S'_0 = m_{01}S_0 + m_{02}S_1 + m_{03}S_2 + m_{04}S_3, \quad (64)$$

$$S'_1 = m_{11}S_0 + m_{12}S_1 + m_{13}S_2 + m_{14}S_3, \quad (65)$$

$$S'_2 = m_{21}S_0 + m_{22}S_1 + m_{23}S_2 + m_{24}S_3, \quad (66)$$

$$S'_3 = m_{31}S_0 + m_{32}S_1 + m_{33}S_2 + m_{34}S_3; \quad (67)$$

donde m_{vn} son coeficientes que dependen de las características del medio óptico. Se pueden escribir las relaciones anteriores de una forma matricial

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{01} & m_{02} & m_{03} & m_{04} \\ m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (68)$$

ó bien usando

$$\mathbf{S}' = \mathbf{M} * \mathbf{S} . \quad (69)$$

\mathbf{M} es la matriz de Mueller que describe al medio birrefringente y \mathbf{S} es el vector de Stokes del haz incidente. En la Tabla 2 se muestran las diferentes matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo.

Tabla 2. Matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo.Retardador lineal con ángulo azimutal cero; con un retardo lineal γ

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \gamma & \sin \gamma \\ 0 & 0 & -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (70)$$

Retardador circular (derecho e izquierdo); con un retardo circular θ

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (71)$$

Retardador elíptico con ángulo azimutal cero, ángulo de elipticidad σ , y el retardo total δ

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2\sin^2 2\psi \sin^2 \frac{\delta}{2} & \sin 2\psi \sin \delta & \sin 4\psi \sin^2 \frac{\delta}{2} \\ 0 & -\sin 2\psi \sin \delta & \cos \delta & \cos 2\psi \sin \delta \\ 0 & \sin 4\psi \sin^2 \frac{\delta}{2} & -\cos 2\psi \sin \delta & 1 - 2\cos^2 \psi \sin^2 \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (72)$$

Utilizando las matrices de Mueller usadas para describir la birrefringencia de fibras monomodo (Tabla 2) y multiplicándolas por el vector Stokes de un haz polarizado linealmente a un ángulo azimutal χ , se obtiene:

$$\mathbf{S} = (1 \cos 2\chi \sin 2\chi 0)^t \quad (73)$$

(el superíndice t indica transpuesta) el cual representa a la señal incidente, se obtienen como resultado los vectores de Stokes de salida (Tabla 3), con los cuales es posible describir la evolución del SOP al propagarse por una fibra óptica. El cambio del SOP depende de la birrefringencia de la fibra, de su orientación y del estado de polarización de la señal de entrada.

3.2 Birrefringencia residual en fibras ópticas monomodo

Durante el proceso de fabricación de las fibras ópticas se inducen anisotropías que hacen que conforme se propaga un haz de luz, ésta cambie su estado de polarización. Esto puede ser debido a cambios en el índice de refracción o en la longitud de los ejes geométricos transversales de la fibra óptica (asimetría de la sección transversal). Aun si la fibra óptica tuviera una forma cilíndrica-circular, no se puede asegurar que se mantiene dicha simetría cuando se introduce una curvatura, torsión o esfuerzos en ella. Las imperfecciones que se producen durante la fabricación dan lugar a la

existencia de trayectorias a través de las cuales la luz se propaga más rápido o más lento (birrefringencia).

Tabla 3. Vectores de Stokes de salida de una muestra de fibra.

Retardador lineal

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\chi \\ \cos \gamma \sin 2\chi \\ -\sin \gamma \sin 2\chi \end{pmatrix} \quad (74)$$

Retardador circular

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\chi + \theta) \\ \sin(2\chi + \theta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (75)$$

Retardador elíptico

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\chi \left(1 - 2\sin^2 2\psi \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) + \sin 2\chi \sin 2\psi \sin \delta \\ -\cos 2\chi \sin 2\psi \sin \delta + \sin 2\chi \cos \delta \\ \cos 2\chi \sin 4\psi \sin^2 \frac{\delta}{2} - \sin 2\chi \cos 2\psi \sin \delta \end{pmatrix} \quad (76)$$

Cuando la anisotropía se debe a la presencia de esfuerzos, lo que se tiene es un cambio real en el valor del índice de refracción. La densidad del material se modifica generando un plano sobre el que la luz viaja más lento (n_{max} = índice de refracción mayor) y otro por el que se propaga más rápido (n_{min} = índice de refracción menor). Pero cuando la anisotropía se debe a la geometría de su sección transversal (Figura 23), la longitud de camino óptico es diferente dependiendo la dirección de propagación, ocasionando también que la luz viaje a diferentes velocidades entre dos puntos en un tramo de fibra. Este cambio aparente de velocidad se describe usando un índice de refracción efectivo y varía dependiendo de las imperfecciones que pueda tener la fibra a lo largo de su longitud (n_{min} eje rápido y n_{max} eje lento).

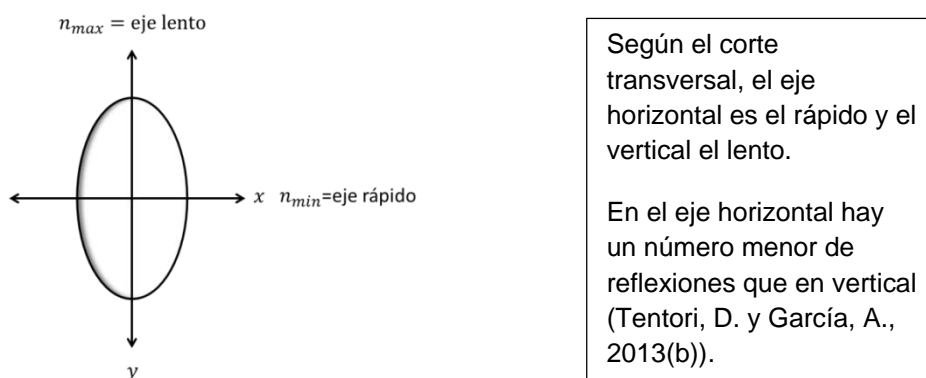


Figura 23. Corte transversal en una fibra óptica cuyas imperfecciones en su geometría cilíndrica-circular, generan diferentes longitudes de camino óptico (birrefringencia).

La birrefringencia en fibras ópticas es un gran problema ya que la polarización de entrada puede ser distinta a la de salida, debido al retraso que introduce entre los modos de polarización. Esto ocasiona que conforme se propaga el haz de luz, el estado de polarización cambie (Figura 24).

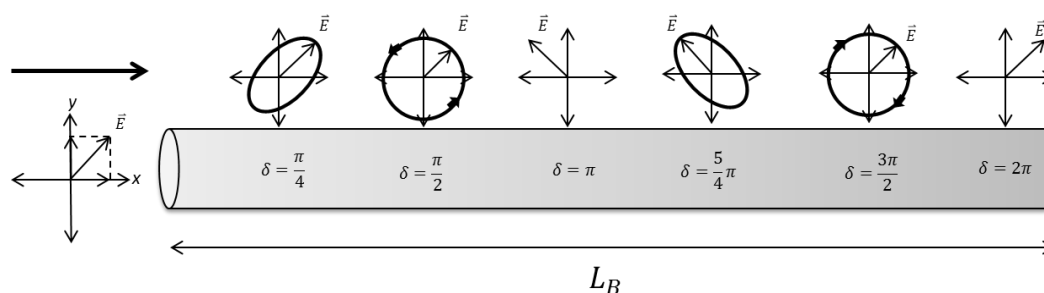


Figura 24. Evolución del SOP al propagarse en una fibra con birrefringencia, para diferentes retardos (δ) entre las componentes del campo eléctrico. L_B es la longitud de batimiento (cuando el haz de luz tiene un retraso total entre sus componentes igual a 2π).

3.2.1 Evolución del SOP de una señal al propagarse por un retardador homogéneo

En esta sección, utilizando los vectores de Stokes (Tabla 3) y variando γ , θ y δ , se calculan las trayectorias descritas en la esfera de Poincaré por la evolución del estado de polarización al propagarse por una fibra monomodo.

La Figura 25, representa la evolución del SOP al propagarse por un retardador lineal. Las trayectorias son circulares y varían su posición en la esfera dependiendo del ángulo azimutal χ de la señal de entrada. En particular, puede observarse que cuando el ángulo azimutal χ de entrada es de 45° , la trayectoria incluye los estados de polarización circulares (circular derecho y circular izquierdo) ubicados en los polos de

la esfera. Para un retardador lineal, este ángulo azimutal de entrada es el único caso en el que es posible tener polarización circular, ya que ambas componentes del campo tienen la misma amplitud y al tener un desfase de 90° o 270° se obtienen estados de polarización circulares. El desfase entre los eigenmodos de polarización circulares se denota aquí como γ (Ec. 74).

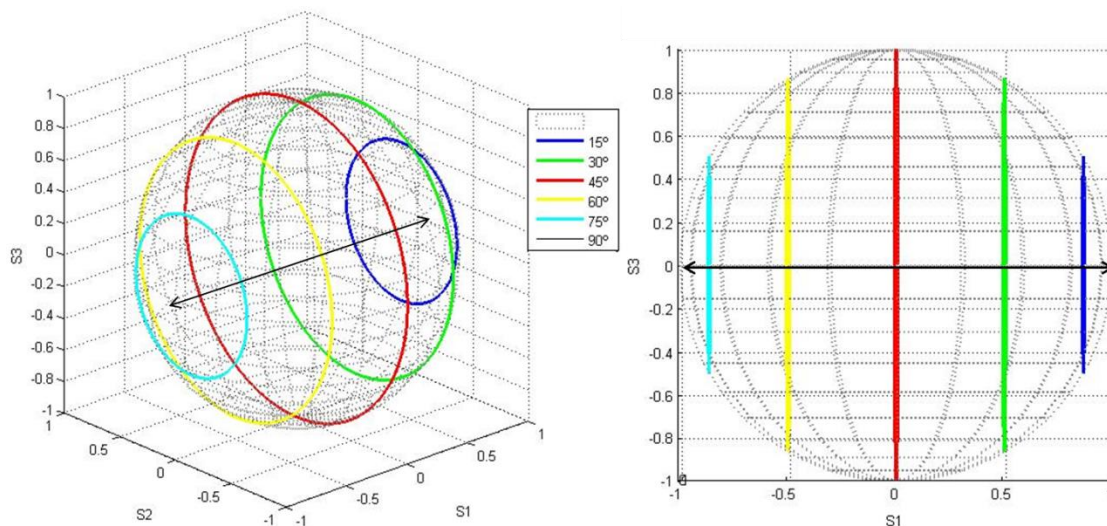


Figura 25. Trayectoria del SOP a través de un retardador lineal para diferentes ángulos azimutales χ del haz de entrada polarizado linealmente (15° , 30° , 45° , 60° , 75° y 90°), conforme se propaga a través del medio birrefringente.

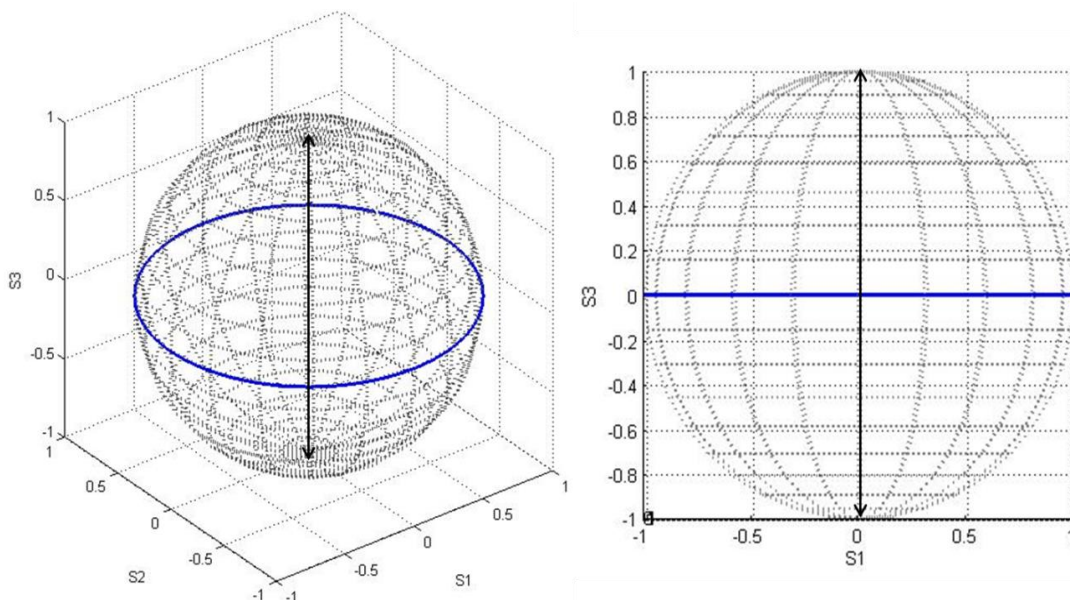


Figura 26. Trayectoria del SOP a través de un retardador circular de un haz polarizado linealmente conforme se propaga a través del medio birrefringente.

Para un retardador circular (Figura 26) y una señal de entrada linealmente polarizada, el cambio experimentado por las componentes de la señal a lo largo de la fibra está representado por θ , el cual, al variar de 0 a π , para cualquier estado de polarización lineal de entrada genera una trayectoria circular sobre el ecuador, que corresponde a un círculo mayor. El SOP lineal de la señal al pasar a través de la fibra solo rota un ángulo θ , por lo que debe esperarse que la trayectoria coincida con el ecuador, el cual representa a las polarizaciones lineales. El giro definido por la Ec. 75 ocurre alrededor del eje S_3 , que indica la tendencia hacia una polarización circular. En este caso S_3 es igual a 0 porque el SOP de entrada es lineal.

El retardador elíptico (Figura 27) corresponde al caso general y describe el comportamiento típico de una fibra monomodo. El retardo entre los eigenmodos de polarización en este caso está descrito por δ y de igual manera que en los casos anteriores (Ec. 76), describe trayectorias circulares.

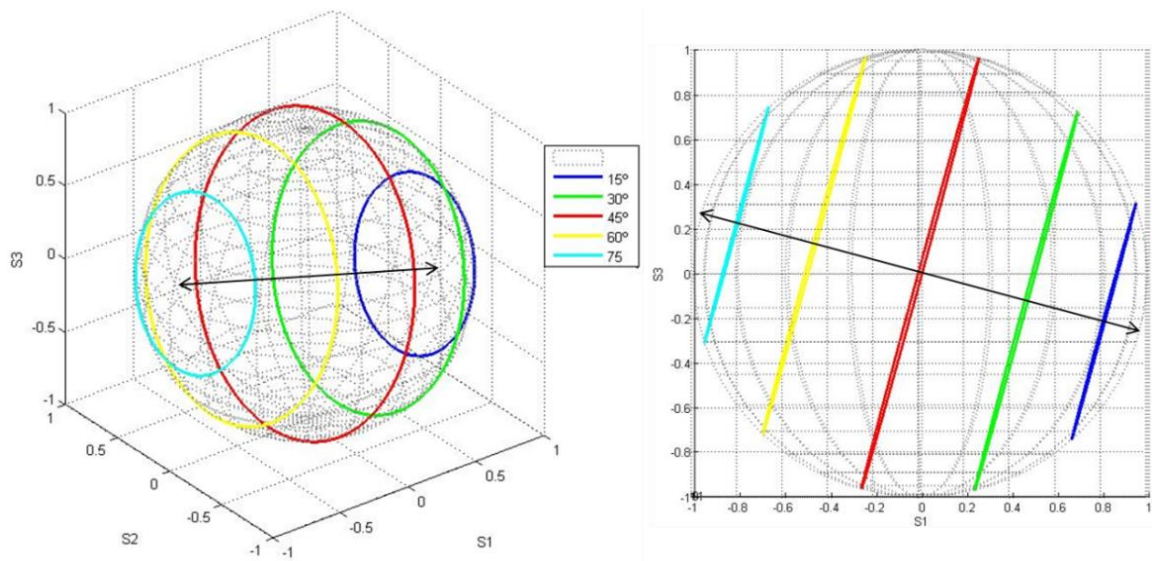


Figura 27. Trayectoria del SOP a través de un retardador elíptico para diferentes ángulos azimutales φ del haz de entrada polarizado linealmente (15, 30, 45, 60, 75 y 90°), conforme se propaga a través del medio birrefringente y un ángulo de elipticidad igual a 15°.

En este caso el ángulo σ fue de 75°, que corresponde a un ángulo de elipticidad de 15° para todos los casos. La posición del eje de los eigenmodos de polarización varía dependiendo el ángulo de elipticidad.

3.3 Métodos de recorte y barrido espectral

Para entender cómo evoluciona el SOP de la luz que se propaga a través de una fibra que se comporta como un retardador homogéneo, se parte de la notación vectorial de Jones para un estado de polarización elíptico:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \cos\chi \\ \sin\chi e^{i\delta} \end{pmatrix}. \quad (77)$$

Esta notación corresponde al caso más general, ya que cuando la variable de fase δ es igual a cero, se tiene un estado de polarización lineal con ángulo azimutal χ y cuando χ es igual a $\pi/2$ y $\delta = \pm\pi/2$, se tiene un estado de polarización circular.

Esta variable de fase está relacionada con los parámetros que se muestran en la siguiente relación,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L \quad (78)$$

donde λ es la longitud de onda de la señal, Δn es la birrefringencia de material y L la longitud del material.

Tabla 4. Diferencias entre los métodos de recorte y barrido espectral.

Método de recorte	Método de barrido espectral
Es destructivo, ya que se cambia la longitud de la muestra.	No es destructivo, la longitud de la fibra se mantiene fija durante todo el experimento.
Al recortar, éste debe ser el único cambio que se debe introducir.	Se debe tener en cuenta que el estado de polarización debe ser el mismo para todas las longitudes de onda usadas.
Al reposicionar la fibra en el arreglo polarimétrico, no debe torcerse, ni debe alterarse su posición sobre el eje óptico del arreglo óptico.	Su exactitud depende de la dispersión de birrefringencia que presente la muestra.

Si se observa la relación (78), se puede entender que modificando la longitud de onda de la señal o el largo de la fibra, puede obtenerse una gráfica de la evolución del SOP al propagarse por una fibra. Al proceso de modificar el tamaño de la fibra se le conoce como método de recorte y al de cambiar la longitud de onda de la señal, como método de barrido espectral. En la Tabla 4 se muestran las diferencias más importantes entre ambos métodos. Ambos procesos se llevan a cabo en un arreglo polarimétrico (Figura 28), midiendo el estado de polarización de la luz a la salida de la fibra mediante un analizador. Los datos obtenidos permiten reproducir la evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de la fibra.

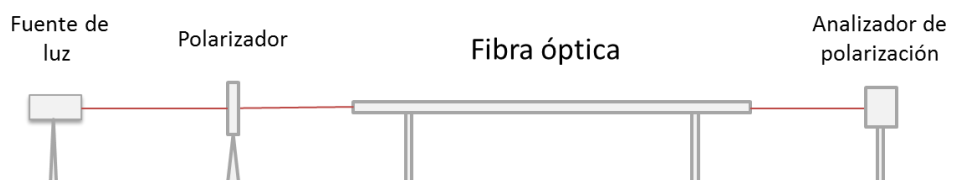


Figura 28. Arreglo polarimétrico.

3.3.1 Uso de la técnica de barrido espectral

En la Figura 29 se demuestra cómo se modifica la polarización del haz de luz en la esfera de Poincaré conforme se propaga en una muestra de fibra óptica monomodo. Estos resultados se obtuvieron utilizando el método de barrido espectral. Cada curva representa diferentes polarizaciones lineales de entrada.

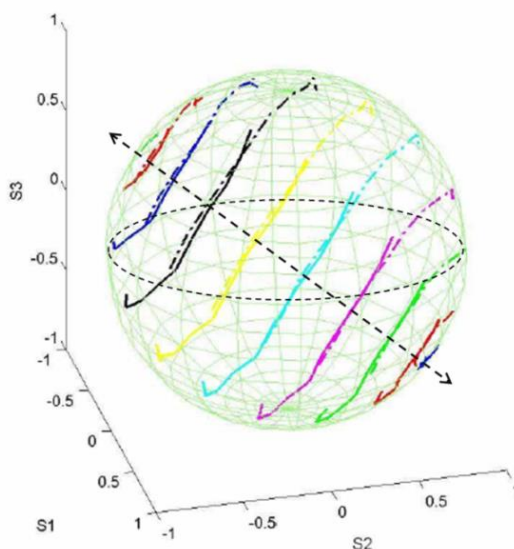


Figura 29. Barrido espectral para una fibra monomodo comercial (INONOI 402K5 de 1.5 m), cada curva representa diferentes ángulos azimutales de polarización lineal de entrada (barrido: 1521 nm a 1570 nm, con pasos ~5 nm) (Treviño, et. al., 2005).

3.4 Bobinado helicoidal de fibra óptica: Descripción geométrica

Se considera un cilindro recto de radio a cuyo eje coincide con el eje Oz (Pizkunov, N., 1996). Sobre el cilindro se arrolla un triángulo ABC, de modo que el vértice A del triángulo coincida con el punto de intersección de la generatriz del cilindro con el eje Ox y el cateto AB se arrolle sobre la sección de este cilindro, situada en el plano Oxy . En este caso, la hipotenusa del triángulo ABC determinará sobre el cilindro una curva llamada hélice, como se muestra en la Figura 30.

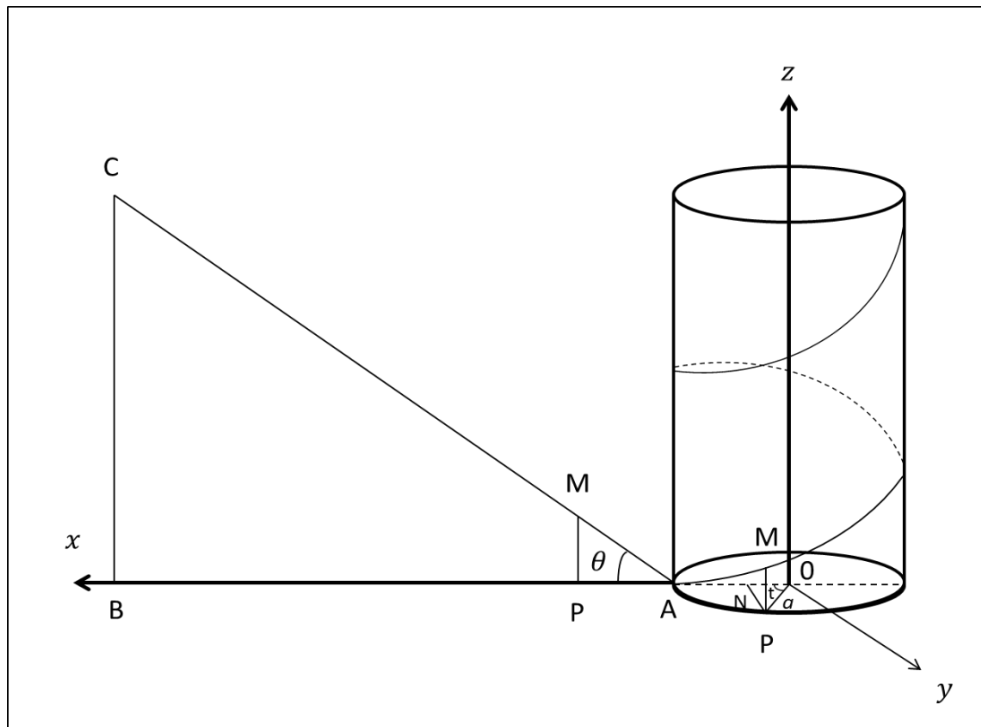


Figura 30. Formación de una hélice.

Se escribe la ecuación de la hélice, designando como x, y, z a las coordenadas de su punto variable M y como t al ángulo AOP , entonces:

$$x = a \cos t \quad y = a \sin t \quad z = PM = AP \tan \theta_{BAC} \quad (79)$$

donde θ_{BAC} designa el ángulo del triángulo BAC , además $AP = at$, dado que AP es el arco de una circunferencia de radio a correspondiente al ángulo central t ; designando a $\tan \theta_{BAC}$ como m , se obtienen las ecuaciones paramétricas de la hélice:

$$x = a \cos t, \quad y = a \sin t, \quad z = amt \quad (80)$$

o, en forma vectorial

$$\mathbf{r} = \mathbf{i}a \cos t + \mathbf{j}a \sin t + \mathbf{k}amt. \quad (81)$$

A partir del análisis de la línea curva que se genera en el bobinado, se puede llegar a tres ecuaciones importantes (Pizkunov, N., 1996):

$$K^2 = \frac{1}{a^2(1+m^2)^2} \quad (82)$$

$$R = a^2(1+m^2)^2 \quad (83)$$

$$T = -\frac{m}{a^2(1+m^2)} \quad (84)$$

donde K es la *curvatura*, R el *radio de curvatura* y T es la *torsión*. Las Ecs. 62-64 indican el tipo de birrefringencia inducida en el bobinado helicoidal de fibra óptica. Se sabe que la curvatura K genera una birrefringencia lineal (Ulrich, et al., 1980) y que la torsión T genera dos componentes de birrefringencia lineal y una de birrefringencia circular (Tentori, D. & García, A., 2013). De acuerdo con esto, la matriz de birrefringencia de un bobinado helicoidal es

$$\mathbf{R}(\theta + b\tau + \beta)\mathbf{M}_\tau\mathbf{R}(-\theta) \quad (85)$$

donde \mathbf{M}_τ es similar a la matriz de retardo elíptico que describe la birrefringencia residual de la fibra sin torsión, solo que en este caso el ángulo de retardo depende linealmente de la torsión (τ) y la matriz \mathbf{R} describe la rotación debida al giro de los ejes de birrefringencia ($b\tau + \beta$). Las matrices \mathbf{R} son matrices de rotación, en las que θ representa la orientación del eje rápido de birrefringencia de la fibra con respecto al eje x (eje de referencia del laboratorio), β es un ángulo de rotación fijo entre el sistema de coordenadas y los ejes de birrefringencia, y $b\tau$ describe a la rotación geométrica de los ejes principales debida a la torsión; siendo b una constante con valor cercano a la unidad (Tentori, D. & García, A., 2013).

3.4.1 Birrefringencia en un bobinado helicoidal doble

Si se tienen dos bobinados helicoidales con giros opuestos, la matriz correspondiente tiene la siguiente forma (Salcedo, L. F., 2014):

$$\mathbf{R}(\theta + b\tau + \beta)\mathbf{M}_\tau\mathbf{R}(-\theta)\mathbf{R}(\zeta - b\tau - \beta)\mathbf{M}_{-\tau}\mathbf{R}(-\zeta); \quad (86)$$

donde la matriz $\mathbf{M}_{-\tau}$ tiene las mismas características que \mathbf{M}_τ , pero el signo (-) indica un giro opuesto en el bobinado y el ángulo ζ representa la orientación del eje rápido de birrefringencia de la otra bobina, con respecto al eje x (eje de referencia del laboratorio).

Se sabe que para bobinados con giros opuestos se satisface:

$$\mathbf{M}_\tau\mathbf{M}_{-\tau} = \mathbf{I}. \quad (87)$$

Además, es posible reorientar una bobina con respecto a la otra, de forma que las matrices de rotación sean tales que

$$\mathbf{R}(-\theta)\mathbf{R}(\zeta - b\tau - \beta) = \mathbf{I}. \quad (88)$$

Puede notarse que como resultado de reorientar las hélices $\zeta - b\tau - \beta = -\theta$, de donde $\theta + b\tau + \beta = -\zeta$. Por lo que el resultado matricial se puede reducir a **I**; i.e., la reorientación de los bobinados permite que el efecto de birrefringencia inducido por una de las bobinas helicoidales sea cancelado por la otra. Sin embargo, al girar una bobina con respecto a la otra, introducimos un cambio adicional en un tramo de fibra, de manera que el resultado no es exactamente una matriz identidad. En la práctica el resultado final es una rotación del estado de polarización de salida. Este efecto no se tomó en cuenta al plantear la hipótesis de este trabajo.

3.5 Filtro Lyot

Un filtro Lyot es un tipo de filtro óptico cuya transmisión depende del estado de polarización de la señal monocromática que se propaga por el medio birrefringente. Está formado por una secuencia de polarizadores y placas cristalinis birrefringentes (placa retardadora) de diferentes longitudes (L_n) (ver Figura 31). Los polarizadores se encuentran orientados a 45° con respecto a los ejes de birrefringencia de la placa retardadora. De esta manera, las componentes E_x y E_y del campo eléctrico del haz de luz, se propagan con diferente velocidad, experimentando un retraso de fase que se traduce en un cambio en el estado de polarización. El retraso de fase relativo para las dos componentes depende de la longitud de onda. Por lo tanto, la pérdida de potencia óptica en el polarizador que sigue a la placa retardadora depende de la longitud de onda.

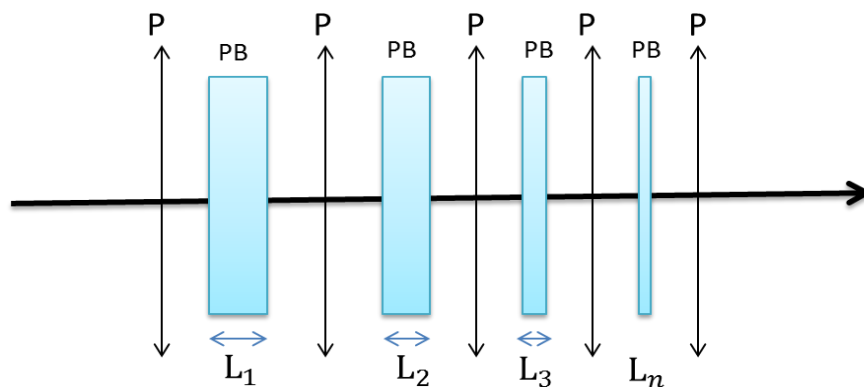


Figura 31. Filtro Lyot, consiste en una secuencia de polarizadores (P) y placas birrefringentes (PB) de distintas longitudes (L_n).

De acuerdo con el diseño inventado por Bernard Lyot, el grosor de cada cristal es de la mitad del grosor del cristal anterior. De esta forma, es posible obtener una banda

de transmisión angosta, combinada con un periodo largo entre picos de transmisión (Figura 32).

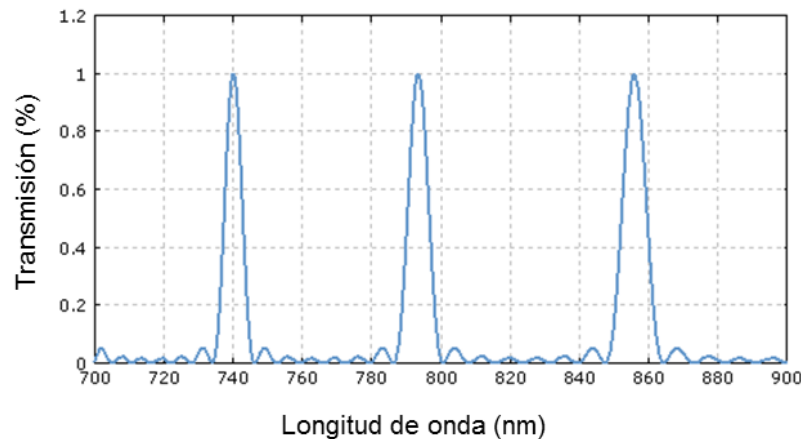


Figura 32. Función de transmitancia de un filtro Lyot.

3.6 Controlador de polarización de fibra óptica tipo Soleil-Babinet

Estos controladores de polarización se fabrican usando compensadores Soleil-Babinet, los cuales normalmente están formados por dos prismas, A y A' , cortados del mismo material birrefringente con el mismo ángulo, colocados lado a lado a lo largo de sus hipotenusas, de manera que formen una placa plano paralela de ancho d_2 . Después de la placa formada por los prismas, se coloca una placa rectangular con el eje óptico opuesto al de los prismas, de ancho d_1 (Figura 33(a)) (Huard, S., 1997). El ancho total de la placa (d_2) se puede variar deslizando un prisma con respecto al otro (Figura 33(b)). Esta característica permite cambiar el estado de polarización de la luz que atraviesa al compensador.

Para la teoría del dispositivo se supone que el compensador tiene dos ejes birrefringentes distintos. La luz viaja por las cuñas a lo largo de dos trayectorias, con velocidades diferentes. El eje lento en las cuñas se transforma en el rápido en la segunda placa b y viceversa. Se supone que tampoco hay dispersión de la doble refracción. Se considera una sección S , paralela a los ejes de la cuña y perpendicular a los planos de las fronteras. Si d_1 es el grueso total fijo de la segunda placa b y d_2 es el grueso total de los prismas, Δ_1 y Δ_2 las diferencias de fase introducidas por las cuñas en esta sección, entonces, de acuerdo a la Ec. (1), para una placa de grueso d y para una longitud de onda λ , la diferencia de fase a la salida de la placa está dada por:

$$\delta = \beta - \alpha = 2\pi(d/\lambda)(\mu_y - \mu_x), \quad (89)$$

donde μ_x y μ_y son los índices de refracción a lo largo de ejes ópticos x y y , respectivamente.

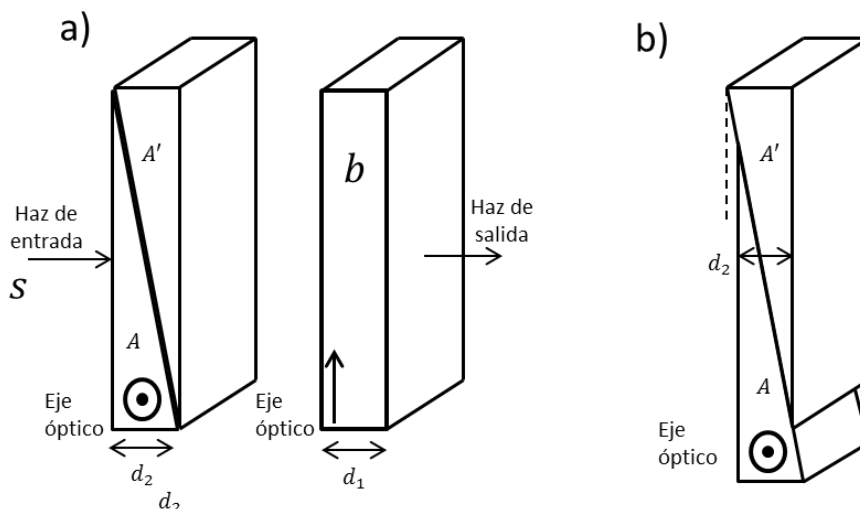


Figura 33. a) Compensador Soleil-Babinet, **b)** Cambio del ancho total d_2 .

La diferencia $\mu_x - \mu_y$ es la birrefringencia y su dispersión es $\partial(\mu_y - \mu_x)/\partial\nu$. De acuerdo a esto se tiene que:

$$\Delta_1 = (2\pi/\lambda)d_1(\mu_\epsilon - \mu_0), \quad (90)$$

$$\Delta_2 = (2\pi/\lambda)d_2(\mu_0 - \mu_\epsilon), \quad (91)$$

donde μ_ϵ y μ_0 son los índices de refracción de los rayos lento y rápido, respectivamente. La diferencia de fase resultante, κ , en esta sección, está dada por:

$$\kappa = \Delta_1 + \Delta_2 = (2\pi/\lambda)(\mu_\epsilon - \mu_0)(d_1 - d_2). \quad (92)$$

El compensador puede tratarse como una sola placa que introduce esta diferencia de fase (Ec. (92)). Anteriormente se menciona que deslizando uno de los prismas con respecto al otro, el ancho d_2 cambia, por lo tanto, la diferencia de fase κ también. Esto se ve reflejado en un cambio en el estado de polarización de la luz que atraviesa al compensador.

Un controlador de polarización de fibra óptica basado en este principio se muestra en la Figura 34. El dispositivo comprende un dispositivo mecánico que ejerce presión en la fibra óptica y al mismo tiempo puede girarse alrededor de ella. La aplicación de presión en una fibra óptica produce una birrefringencia de tipo lineal, debido a que deforma la geometría cilíndrica de la fibra haciéndola elíptica. Se tiene entonces un

eje rápido y otro lento por los que la luz viaja a velocidades distintas. Esto genera un comportamiento parecido al de la placa fabricada con los prismas, donde el cambio del ancho de la cuña es equivalente a ejercer presión en la fibra variando el ancho de los ejes rápido y lento de la fibra óptica. Bajo una simple presión en la fibra es posible generar cualquier estado de polarización a partir de cualquier estado de polarización de entrada.

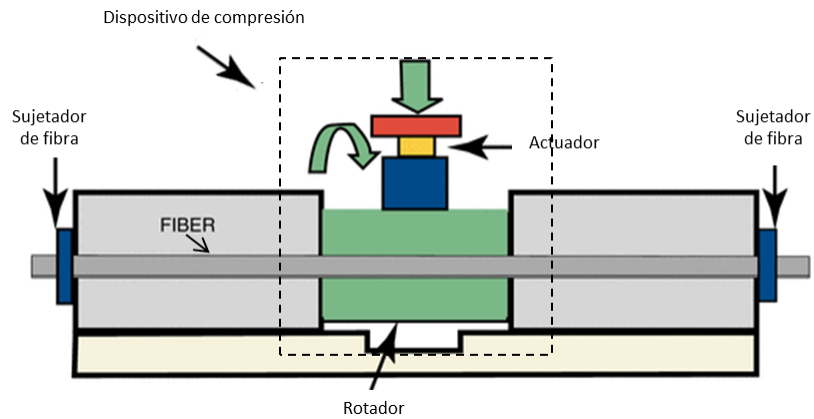


Figura 34. Controlador de polarización tipo Soileil-Babinet.(Newport Co., 2015)

Capítulo 4 Láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo

4.1 Cavidad de anillo

En una cavidad de anillo a diferencia de una tipo Fabry-Pérot (cavidad de dos espejos), la luz circula en una sola dirección a lo largo del anillo. La luz en este caso tiene forma de una onda viajera y no de una onda estacionaria como en un Fabry-Pérot, por lo que los modos longitudinales en este caso son reforzados por interferencia constructiva, con la condición de que la luz en cualquier punto de la cavidad, al dar un recorrido completo mantenga el mismo estado de polarización y fase.

En la Figura 35 se muestra el diagrama de un láser de cavidad de anillo, consta en este caso de 4 espejos para guiar la luz. Para asegurar que la luz viaje en una sola dirección, se utiliza un diodo óptico.

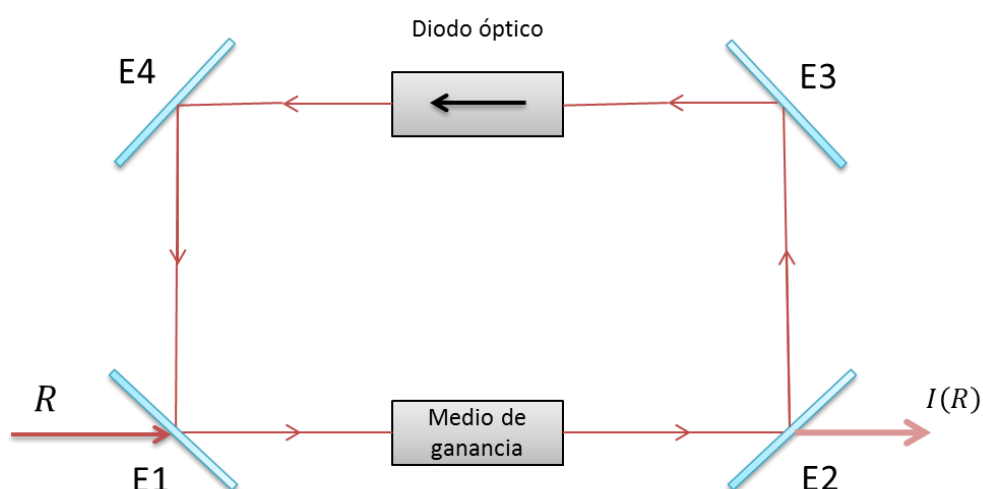


Figura 35. Láser de cavidad de anillo. E1, E2, E3 y E4 son espejos (E2 no tiene una reflectividad del 100 %), R es el bombeo óptico; I(R) es la emisión láser.

Una de las ventajas de la configuración de anillo es que la energía de bombeo es utilizada más eficientemente (Quimby, R. S., 2006).

Una cavidad de anillo no solamente se puede crear utilizando espejos. En la Figura 36 se muestra un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo, donde en vez de utilizar espejos para guiar la onda, el guiado lo realiza la fibra óptica y para asegurar que la luz viaje en un solo sentido se utiliza un diodo óptico. Para cerrar el lazo de

fibra y formar la cavidad de anillo, se utiliza un WDM, que además es necesario para bombear con un diodo láser a la fibra dopada con erbio (medio de ganancia). En sí, la arquitectura del láser de fibra es muy parecida a la de un EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier), con la diferencia que se tiene un lazo cerrado entre la entrada y salida.

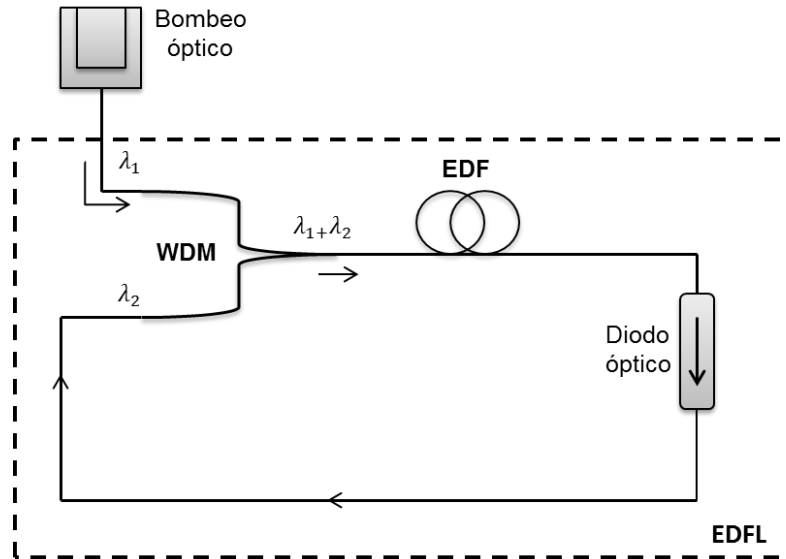


Figura 36. Diagrama de un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo (EDFL, Erbium Doped Fiber Laser).

4.1.1 Resonador de anillo de fibra óptica

Se presenta el análisis teórico de una cavidad resonadora de anillo propuesta por Stokes et al., 1982. Para el análisis se utiliza el arreglo que se muestra en la Figura 37. Consta de un acoplador direccional de 4 puertos y un tramo de fibra óptica monomodo. Se considera que la longitud del lazo de fibra (L) se ajusta para producir interferencia constructiva entre las componentes coherentes que entran al puerto 3, provenientes de los puertos 1 y 2.

El acoplador direccional se modela como un dispositivo perfecto (sin pérdidas) con una pérdida amortiguada agregada, que es independiente del coeficiente de acoplamiento. En referencia a la Figura 37, la pérdida de intensidad γ_0 del acoplador fraccional, satisface:

$$|E_3|^2 + |E_4|^2 = (1 - \gamma_0)(|E_1|^2 + |E_2|^2), \quad (93)$$

donde E_i es la amplitud del campo complejo en el puerto i -ésimo. Por lo general γ_0 toma valores entre 5 y 10%.

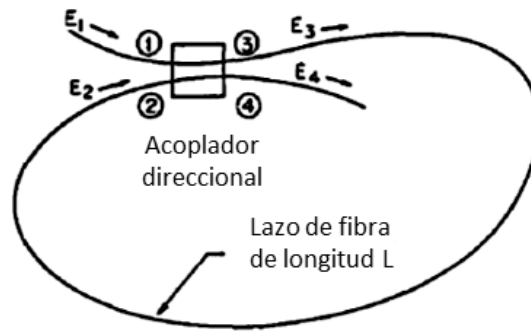


Figura 37. Se muestra el esquema de un resonador de anillo de fibra óptica. Si el acoplador direccional tiene una región de acoplamiento extensa, la luz atrapada en el anillo de fibra se acoplará del puerto 2 al puerto 3 y continuará circulando. Similarmente, la luz introducida a la entrada del puerto 1 se acoplará principalmente a la salida del puerto 4. (Stokes, et al., 1982)

Las amplitudes complejas en las fibras, después de la interacción de modos acoplados, están relacionadas con las amplitudes del campo incidente por:

$$E_3 = (1 - \gamma_0)^{1/2} [(1 - \kappa)^{1/2} E_1 + j\sqrt{\kappa} E_2], \quad (94)$$

$$E_4 = (1 - \gamma_0)^{1/2} [j\sqrt{\kappa} E_1 + (1 - \kappa)^{1/2} E_2], \quad (95)$$

donde κ es el coeficiente de acoplamiento (de intensidad). Si no hay acoplamiento, $\kappa = 0$, mientras que si $\kappa = 1$, el acoplamiento es total. Además, E_2 y E_3 están relacionados por

$$E_2 = E_3 e^{-\alpha_0 L} e^{j\beta L}, \quad \beta = n\omega/c, \quad (96)$$

donde α_0 es el coeficiente de atenuación, n es el índice de refracción de la fibra, ω es la frecuencia óptica, y c es la velocidad de la luz. Las Ecs. (94), (95) y (96) generan las intensidades de circulación y de salida en términos de γ_0 , κ_r , y βL :

$$\left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2 = \frac{(1-\gamma_0)(1-\kappa_r)}{(1-\kappa_r)^2 - 4\kappa_r \sin^2\left(\frac{\beta L - \pi}{4}\right)}, \quad (97)$$

$$\left| \frac{E_4}{E_1} \right|^2 = (1 - \gamma_0) \left[1 - \frac{(1-\kappa_r)^2}{(1+\kappa_r)^2 - 4\kappa_r \sin^2\left(\frac{\beta L - \pi}{4}\right)} \right]. \quad (98)$$

Las Ecs. (97) y (98) representan la intensidad dentro de la cavidad y la intensidad de salida por el puerto E_4 , respectivamente. En la Figura 38 se muestran las gráficas del modelo teórico de las intensidades en función de βL , el cual es parte del argumento de la función $\sin^2\left(\frac{\beta L}{2} - \frac{\pi}{4}\right)$ en las Ecs. (96) y (97). Con $\beta L = q2\pi - \pi/2$ se cumplen las condiciones necesarias de resonancia.

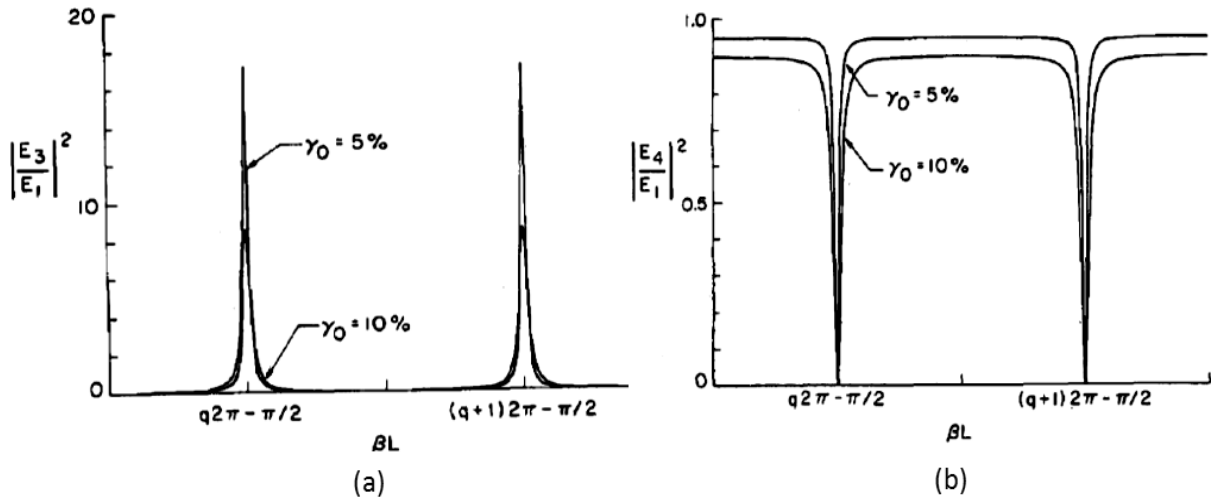


Figura 38. Gráficas de los datos teóricos del resonador en función de βL . **(a)** Intensidad circulando dentro de la cavidad, **(b)** intensidad de salida en el puerto E_4 . (Stokes, et al., 1982)

Para resonancia se tiene que $\text{sen}^2(\beta L/2 - \pi/4) = 1$. La intensidad de salida $\left(\left|\frac{E_4}{E_1}\right|^2\right)$ es cero, y la intensidad de circulación está dada por:

$$\left|\frac{E_3}{E_2}\right|_{max}^2 = \frac{1-\gamma_0}{1-\kappa_r} \quad (99)$$

La separación entre frecuencias o rango espectral libre (FSR, Free Spectral Range) del resonador es (Stokes, et al., 1982):

$$FSR = \frac{c}{nL} \quad (100)$$

Igualando la Ec. (97) a la mitad de la intensidad total $((1/2)|E_3/E_1|_{max}^2)$, el ancho total a la mitad del máximo (FWHM, Full Width at Half Maximum) es:

$$\Delta f_{FWHM} = \frac{c}{nL} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \text{sen}^{-1} \left[1 - \frac{(1-\kappa_r)^2}{4\kappa_r} \right]^{1/2} \right\} \quad (101)$$

Cuando $\kappa_r \approx 1$, Δf_{FWHM} es, dentro de una buena aproximación ($\sim 0.2\%$ para $\kappa_r > 0.8$),

$$\Delta f_{FWHM} \cong \frac{c}{nL} \frac{1-\kappa_r}{\pi\sqrt{\kappa_r}} \quad (102)$$

La fineza F de la cavidad es entonces

$$F = \frac{FSR}{\Delta f_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{\kappa_r}}{1-\kappa_r} \quad (103)$$

Note que $1 - \kappa_r$ es la pérdida fraccional de intensidad de una vuelta completa.

El resultado de la Ec. (103) indica que tan fino es el ancho espectral de las frecuencias que oscilan en la cavidad de anillo y es análogo al de la fineza de una cavidad de dos espejos tipo Fabry-Pérot, con reflectividad R y espaciamiento L , dada por $F_{FP} = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$. En el resonador de anillo κ_r es el coeficiente de acoplamiento resonante, denotado por:

$$\kappa_r = (1 - \gamma_0)e^{-2\alpha_0 L}. \quad (104)$$

4.2 Antecedentes

Algunos láseres de fibra dopada de cavidad de anillo cuentan con dispositivos que pueden cambiar la birrefringencia de la cavidad y la sintonización espectral. En la descripción de la operación de dichos dispositivos se considera que funcionan como filtros cuyas características de birrefringencia permiten controlar la emisión de la cavidad. Los diseños que se muestran a continuación son ejemplos de este tipo de arquitectura. Se seleccionaron los arreglos propuestos por Park, N. & P. F. Wysocki (1996), Luo et al. (2009) y Bellemare et al. (2001).

4.2.1 Operación multilínea de un láser de anillo con fibra dopada de erbio (N. Park N. & P. F. Wysocki, 1996)

En la Figura 39 se muestra el diseño utilizado por Park, N. & P. F. Wysocki, 1996. Ellos propusieron un diseño sencillo en el que para controlar las longitudes de onda de emisión usaron una cavidad con pérdida baja (cavidad de anillo), la evolución controlada de la polarización y sumergieron en nitrógeno líquido a la fibra dopada con erbio para mejorar la selectividad de polarización y la estabilidad de las longitudes de onda de emisión.

El diseño está compuesto por un polarizador y un controlador de polarización (PC) que se colocan antes de un tramo de 4 m de fibra que mantiene el estado de polarización (PMF). El polarizador y el controlador de polarización permiten alinear la luz incidente linealmente polarizada, a un ángulo de 45 grados con respecto a los ejes principales de la PMF. De acuerdo a los autores, dentro del lazo del láser multilínea (MWFL) esta combinación funciona como un filtro de Lyot con un rango espectral libre de 1.1 nm (determinado por la longitud y el diseño de la PMF) y tiene una razón de extinción de 20 dB. Se incluye en el anillo un aislador de polarización independiente de la polarización para forzar la operación en una sola dirección, mejorar la conversión

de la potencia y bloquear la retroalimentación desde el puerto de 10% del acoplador de salida. Además del filtro de Lyot y el aislador, la cavidad del anillo del láser incluye un multiplexor de bombeo (WDM) que opera a 980 nm y una fibra dopada con erbio (EDF) con una longitud de 19 m y una ganancia pico de 2 dB/m.

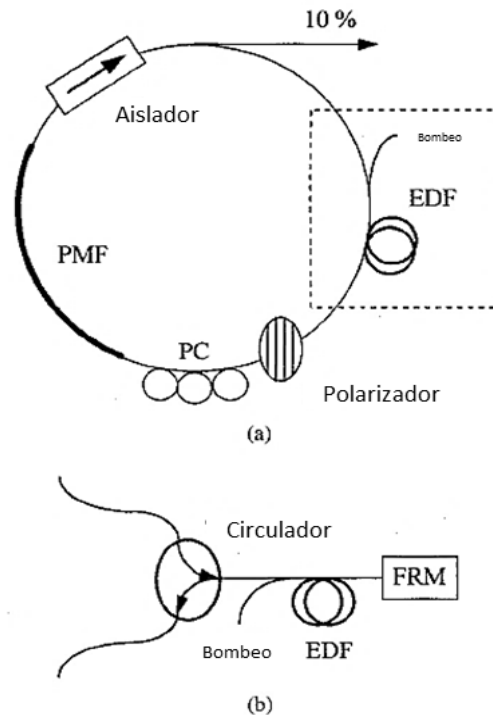


Figura 39. Diseño del láser de fibra multilínea de cavidad de anillo. (Park, N. & Wysocki, P. F., 1996)

El tramo de EDF se enrolló en un carrete pequeño para sumergirlo fácilmente en nitrógeno líquido, y a la vez, de acuerdo a los autores, para inducir la birrefringencia que permitió diversificar los estados de polarización de las diferentes longitudes de onda, a través de la rotación dependiente de la polarización de la longitud de onda. Park y Wysocki (1996) consideran que sin esta cualidad, todas las longitudes de onda permanecerían en un estado de polarización bien definido y casi idéntico en la EDF, y no sería posible usar la fusión de agujeros de polarización (PHB) para hacer crecer el número de picos.

4.2.1.1 Proceso experimental

El número de líneas espectrales se ve influenciado por la temperatura de la fibra dopada con erbio. Se encontró que a menor temperatura se pueden obtener más líneas (para alcanzar 24 líneas se utilizó nitrógeno líquido); mientras que el ancho de las líneas y el espaciado es función de los controladores de polarización, que junto con la fibra que mantiene la polarización forman un filtro Lyot.

Manipulando el controlador de polarización Park y Wysocki (1996), obtuvieron hasta 24 líneas con un periodo de 1.1 nm. Explican que esto es posible debido a que la birrefringencia resultante de la bobina de EDF enrollada con tensión, diversifica, para las distintas longitudes de onda, los estados de polarización modulados por la envolvente de la función de pérdida del filtro.

4.2.2 Sintonización multilínea en un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo, basado en un filtro de interferencia Mach-Zehnder de doble paso (Luo, A. P. et al., 2009)

El diseño se basa en un filtro sintonizable de peine, desarrollado a partir de un interferómetro M-Z de doble paso (Figura 40(a)) que genera máximos de interferencia a diferentes longitudes de onda. El diseño, que se muestra en la Figura 40(b), utiliza una EDF (Erbium-Doped Fiber) de 4.5 m de longitud como medio de ganancia. Se usa un WDM para acoplar el bombeo (980 nm) dentro de la cavidad. Para ajustar los estados de polarización de la luz que circula por la cavidad, se emplean dos controladores de polarización (PCs, Polarization Controllers). Un aislador de polarización que depende de la polarización (PD-ISO) garantiza la operación unidireccional del sistema y es el dispositivo que rota el estado de polarización al variar la longitud de onda. Para suprimir la competencia modal, se usa un modulador de fase formado por una fibra monomodo (SMF) de 4 m de largo, enrollada alrededor de un transductor piezoeléctrico de forma cilíndrica (PZT) que tiene una frecuencia de resonancia de 23 kHz. El filtro sintonizable de peine, desarrollado a partir de un interferómetro M-Z de doble paso está formado por dos acopladores (50:50 y 30:70) con un controlador de polarización PC3 en uno de sus brazos, como se observa en la Figura 40(a). La salida del láser se mide usando un analizador de espectro óptico (OSA). Las características del filtro pueden analizarse a partir de la siguiente representación basada en matrices de Jones (Luo, et al., 2009):

$$\begin{bmatrix} [E_{1out}] \\ [E_{2out}] \end{bmatrix} = [C_1] \begin{bmatrix} [P][F_1] & 0 \\ 0 & [F_2] \end{bmatrix} [C_2] \begin{bmatrix} 0 & [\mathbf{I}] \\ [\mathbf{I}] & 0 \end{bmatrix} [C_2] \times \begin{bmatrix} [F_1][P] & 0 \\ 0 & [F_2] \end{bmatrix} [C_1] \begin{bmatrix} [E_{1in}] \\ [E_{2in}] \end{bmatrix}. \quad (105)$$

En la Ec. (1), $[E_{1in}]$ y $[E_{2in}]$ son los campos de entrada asociados a los puertos 1 y 2 del acoplador (Figura 40(a)); $[E_{1in}] = [A \cos\alpha; A \sin\alpha]$ y $[E_{2in}] = [0; 0]$, donde A es la amplitud de la luz. $[\mathbf{I}]$ es la matriz identidad. $[C_m]$ ($m=1,2$), $[P]$ y $[F_n]$ ($n=1,2$) representan las matrices de los acopladores de fibra, el controlador de polarización PC3 y los dos brazos del interferómetro, respectivamente:

$$[C_m] = \begin{bmatrix} \sqrt{1 - a_m}[\mathbf{I}] & j\sqrt{a_m}[\mathbf{I}] \\ j\sqrt{a_m}[\mathbf{I}] & \sqrt{1 - a_m}[\mathbf{I}] \end{bmatrix}, \quad (106)$$

$$[P] = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\text{sen } \theta \\ \text{sen } \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (107)$$

$$[F_1] = \begin{bmatrix} e^{jkn_x L} & 0 \\ 0 & e^{jkn_x L} \end{bmatrix}, \quad (108)$$

$$[F_2] = \begin{bmatrix} e^{j(kn_x L + \varphi)} & 0 \\ 0 & e^{j(kn_x L + \varphi)} \end{bmatrix}, \quad (109)$$

donde a_m es la razón de acoplamiento; θ es el ángulo de rotación de la luz que se propaga a través de PC3; L es la longitud del brazo más corto; y φ es la diferencia de fase entre los dos brazos, la cual está determinada por la diferencia de camino ΔL ($\Delta L = 2$ mm en este experimento).

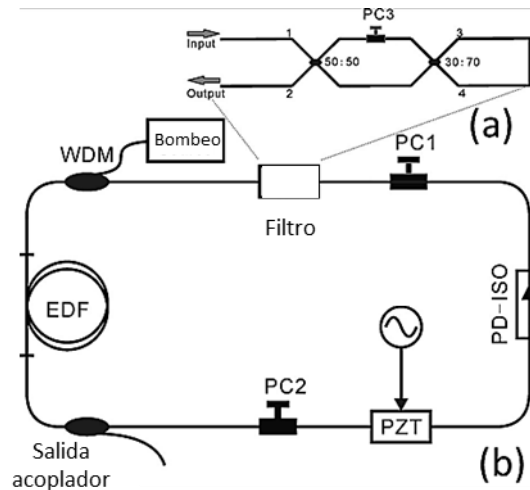


Figura 40. Láser de fibra multilínea de cavidad de anillo (Luo, et al. ,2009). **(a)** Interferómetro Mach-Zehnder de doble paso. **(b)** Diseño completo del láser de fibra de cavidad de anillo.

Después del aislador de polarización, la función de transmisión en el puerto 2 está dada por:

$$T = \left| \frac{E_{2out}}{E} \right|^2 = 2a_2(1 - a_2) + (1 - 2a_2)^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \frac{\delta}{2}$$

$$+ 2a_2(1 - a_2)[(\cos^2 \theta - \text{sen}^2 \theta \cos \delta) \cos 2\theta + \text{sen } \theta \text{sen}(2\alpha + \theta) \text{sen } \delta \text{sen } 2\varphi] \quad (110)$$

$$- 2(1 - 2a_2)\sqrt{a_2(1 - a_2)} \text{sen}^2 \theta \times (2\alpha + \theta) \text{sen } \delta \text{sen } \varphi$$

donde a_m es la razón de acoplamiento; θ es el ángulo de rotación de la luz que se propaga a través de PC3; L es la longitud del brazo más corto; φ es la diferencia de

fase entre los dos brazos, la cual está determinada por la diferencia de camino ΔL y $\delta = 2k(n_x - n_y)L$, $n_x - n_y$ es la diferencia entre los índices de refracción de los ejes del medio de propagación. En la Ec. (110) se puede observar que la transmisión depende no sólo de la diferencia de fase (φ) sino también del ángulo de polarización α de la señal de entrada y del ángulo de rotación θ .

4.2.2.1 Proceso experimental

La Figura 41 muestra el espectro de transmisión del filtro (sintonizable por medio de la rotación de PC1) cuando PC3 mantiene una orientación fija. Además, se ilustra la función dual: la sintonización del espaciamiento del peine, y la conmutación en longitud de onda (intercalación), las cuales pueden llevarse a cabo fácilmente. Por lo tanto, cuando los PCs se ajustan adecuadamente se puede controlar el número de líneas, la planicidad y las localizaciones del laseo.

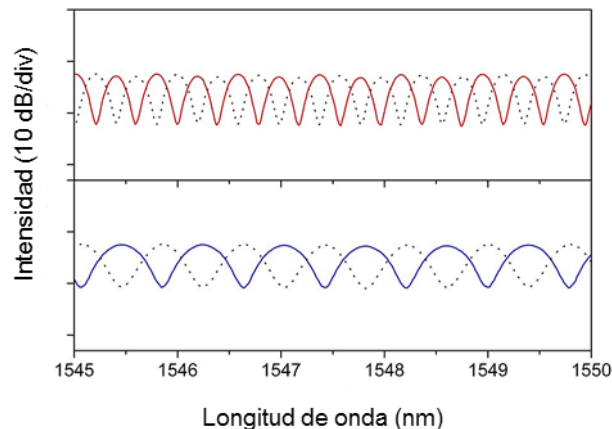


Figura 41. Medidas del espectro de transmisión del filtro de peine sintonizable en longitud de onda. (Luo, et al., 2009)

4.2.3 Láser sintonizable de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo con una ganancia fuertemente saturada (Bellemare et al., 2001).

El diseño del láser de fibra se presenta en la Figura 42. Consta de una fibra dopada con erbio que es bombeada en contrapropagación a través de un acoplador que depende de la longitud de onda (WDC, Wavelength División Coupler) usando un diodo de bombeo de 180 mW que emite a 980 nm. Como elemento de sintonización se utiliza un filtro de interferencia pasabanda de película delgada [0.15 nm ancho total a la mitad del máximo (FWHM, Full Width at Half Maximum) a incidencia normal]. Un controlador de polarización (PC) tipo Soleil Cabinet se usa para asegurar que el estado de polarización de la luz es lineal y está alineado paralelamente al plano de incidencia

(polarización p) del filtro (colocado inclinado). A su vez, el aislador polarizador está alineado con este mismo plano de incidencia, garantizando por tanto una transmisión máxima. Un divisor de fibra óptica acopla el 10% de la potencia fuera de la cavidad de anillo. Contrariamente al diseño de un EDFA de banda amplia en el que las bandas C y L deben ser amplificadas en paralelo usando diferentes etapas de ganancia, el diseño del láser usa sólo un medio de ganancia que opera con una saturación fuerte para amplificar en ambas bandas.

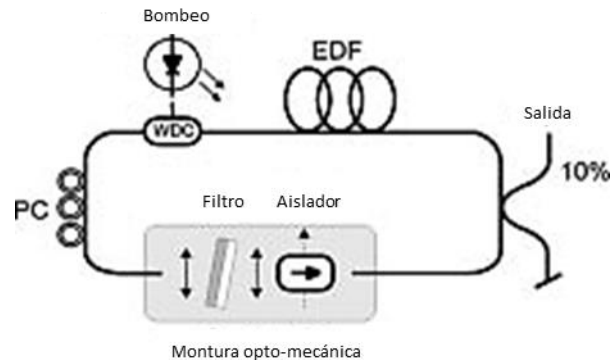


Figura 42. Diseño del láser sintonizable de cavidad de anillo. (Bellemare, et al., 2001)

El amplio rango de sintonización, en este caso de 1510-1600 nm, lo consiguen de la siguiente manera: ya que en un láser la ganancia (G) está amarrada a la pérdida de la cavidad (β_{anillo}), entonces si β_{anillo} es pequeña, G será pequeña. La gran cantidad de potencia de retroalimentación que entra a la EDF (P_s^{in}) debido a la baja pérdida de la cavidad satura profundamente la ganancia de la EDF. Se sabe que la ganancia de un EDFA fuertemente saturado es plana sobre un intervalo amplio de longitudes de onda (Georges, T. & Delevaque, E., 1992). Para obtener una pérdida de cavidad baja, es importante optimizar el acoplamiento fibra a fibra y la pérdida intrínseca del filtro de interferencia. Con un diseño mecánico cuidadoso y buenas monturas mecánicas en la óptica de acoplamiento se obtiene una pérdida fibra a fibra de 3.0 dB.

4.2.3.1 Proceso experimental

Este láser (Figura 42) usa un mecanismo simple de sintonización angular en un motor dc con un codificador (2^{21} pasos por vuelta), que permite sintonizar un rango de longitudes de onda entre 1505 y 1605 nm. El filtro se coloca justo antes de la salida para suprimir sustancialmente el ruido de la emisión espontánea amplificada residual (ASE, Amplification Spontaneous Emission) en la salida del láser.

4.3 Arreglo experimental implementado

En los diferentes diseños de cavidad de anillo que se mostraron anteriormente, la forma en que se controla la emisión espectral varía. Puede notarse que todos ellos incluyen controladores de polarización (PCs), utilizados para sintonizar la emisión espectral. En el caso del diseño utilizado por Park, N. & P. F. Wysocki, 1996, todas las sintonizaciones se hacen por ensayo y error mediante el controlador de polarización (PC) (Figura 39). En el diseño de A. P. Luo, et al. (2009) (Figura 40) se sigue el mismo procedimiento. Ajustando los controladores de polarización (PC) se regula el número líneas, la planicidad y las longitudes de onda de laseo. En su artículo no explican la contribución de estos dispositivos a la birrefringencia de la cavidad. Aunque cambian la birrefringencia de la cavidad usando los PCs, no indican los criterios seguidos para realizar dicho cambio.

Mediante el análisis del funcionamiento de los distintos láseres de fibra dopada de cavidad de anillo que se mostraron anteriormente, se construyó un arreglo en el cual es posible llevar a cabo las metas que se plantearon en este proyecto. En dicho arreglo, la birrefringencia generada por cada una de sus componentes puede ser controlada, para así poder llevar a cabo la cancelación del efecto de la birrefringencia utilizando bobinados helicoidales dobles. De esta forma se conoce como cambia la birrefringencia de la cavidad al manipular dichos bobinados.

La Figura 43 muestra el arreglo experimental a utilizar para el láser de fibra, el cual cuenta con una fibra dopada con erbio en un doble bobinado helicoidal, como medio de amplificación. Un diodo láser con pico de emisión en 980 nm como bombeo. Para acoplar la señal del bombeo óptico dentro de la cavidad de anillo se utiliza un WDM marca E-TEK Dynamic, el cual también cuenta con un bobinado helicoidal doble. La emisión láser se extrae de la cavidad a través del puerto de 10% de un acoplador 90:10. Para asegurar la propagación en un solo sentido se utiliza un aislador óptico insensible al estado de polarización.

El funcionamiento se basa en bombear con un diodo láser que emite a 980 nm dentro de la cavidad láser y utilizando un acoplador 90:10, un 90 % de la potencia total de la cavidad se retroalimenta dentro de la cavidad y un 10% se utiliza como la emisión láser.

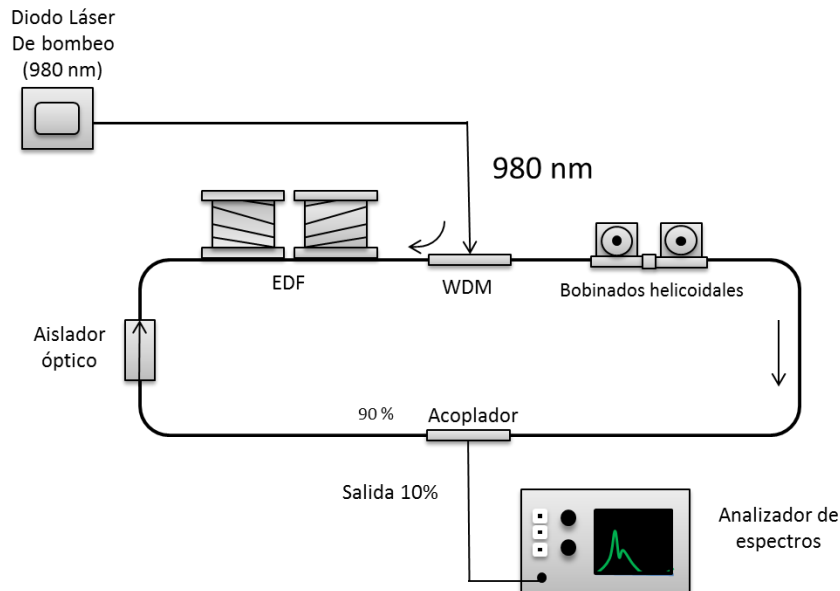


Figura 43. Arreglo experimental implementado del láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo.

Este láser proporciona una salida multilínea que depende de las características de la cavidad y la fibra dopada de erbio. El aislador óptico es un componente importante que ayuda a que la propagación ocurra en un solo sentido, permitiendo mejorar la potencia y estabilidad de la emisión.

4.3.1 Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia de un bobinado helicoidal doble de EDF y un multiplexor por división de longitud de onda (WDM)

El arreglo experimental se muestra en la Figura 44 y consta de un láser sintonizable Hewlett Packard 8168C como fuente, seguido de un aislador óptico para evitar reflexiones en los puntos de unión mecánica, un controlador de polarización para fijar el estado de polarización circular de entrada, un prisma polarizador de calcita tipo Glan Thompson, cuatro monturas mecánicas con traslación x-y-z y un analizador de polarización Agilent 8509C. Para poder trabajar con el arreglo primeramente se fija la fuente láser a la longitud de onda a la que se desea trabajar dentro de la banda de telecomunicaciones (1500 a 1580 nm); luego se ajusta el controlador de polarización a un estado de polarización circular a la entrada del prisma polarizador y posteriormente se fija el marco de referencia al menos en tres ocasiones (Figura 45).

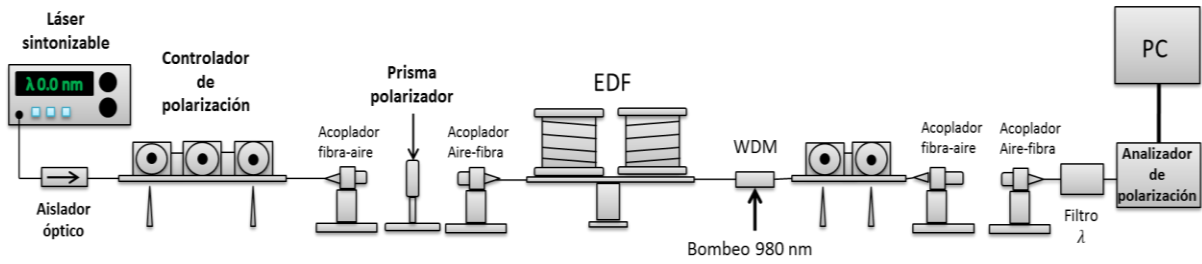


Figura 44. Arreglo experimental para la cancelación de birrefringencia en los bobinados de EDF.

Con esta acción se indica al analizador de polarización cuáles son los ejes de referencia del sistema (en este caso los ejes están alineados con la mesa de trabajo).

La cancelación del WDM y EDF se realizan por separado y es necesario llevar a cabo, primero, la del multiplexor de bombeo (WDM). Esto debido a que la fibra dopada con erbio tiene pérdidas de potencia ocasionadas por el dopante, lo que ocasiona que la señal proveniente del láser sintonizable se pierda al propagarse por la fibra dopada. Para solucionarlo se bombea la fibra dopada utilizando el WDM en contrapropagación, amplificando la señal, para así poder detectarla con el analizador de polarización. También es necesario colocar un filtro sintonizable de manera que la señal del bombeo no contribuya a la señal detectada por el analizador de polarización.

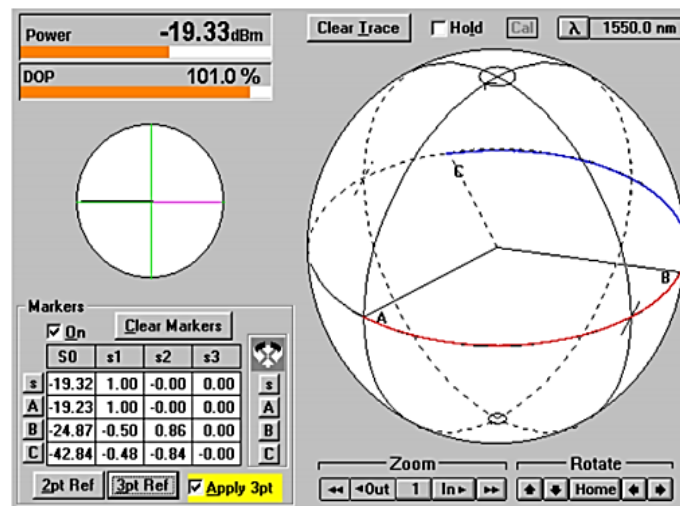


Figura 45. Definición del marco de referencia con $A = 0^\circ$ (respecto la mesa del laboratorio), $B = 60^\circ$ y $C = 120^\circ$.

4.3.2 Procedimiento de la cancelación de la birrefringencia de un bobinado helicoidal doble de EDF y un multiplexor por división de longitud de onda (WDM)

Una vez preparado el arreglo (Figura 44), se colocan los bobinados helicoidales dobles de la fibra dopada y el WDM. Se hace incidir luz circularmente polarizada en la

entrada de la fibra dopada mediante los controladores de polarización, se retira el prisma polarizador y se observa sobre la esfera de Poincaré (PC) el estado de polarización de salida. Como es de esperarse éste no coincide con el estado de polarización a la entrada. Entonces se retira la fibra dopada con erbio (Figura 46) y se gira el par de bobinados helicoidales del WDM hasta lograr que coincida el estado de polarización circular de entrada que se obtuvo con los bobinados helicoidales, con el que se observó en la esfera de Poincaré. De nuevo se giran las bobinas helicoidales, realizando el mismo procedimiento que se siguió con la cancelación de birrefringencia del WDM.

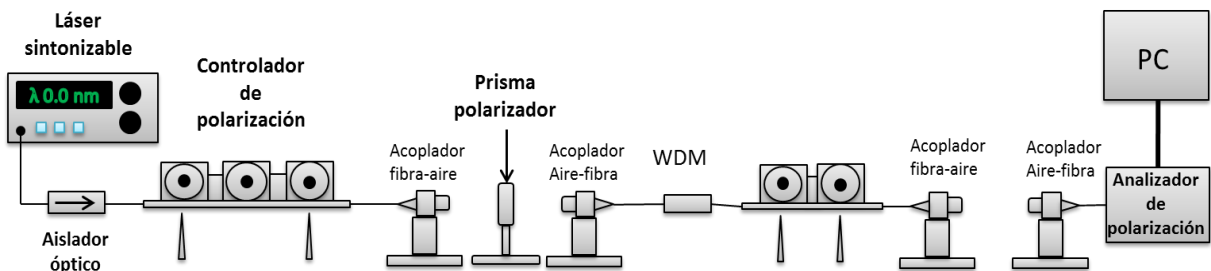


Figura 46. Arreglo experimental para la cancelación de birrefringencia en el WDM.

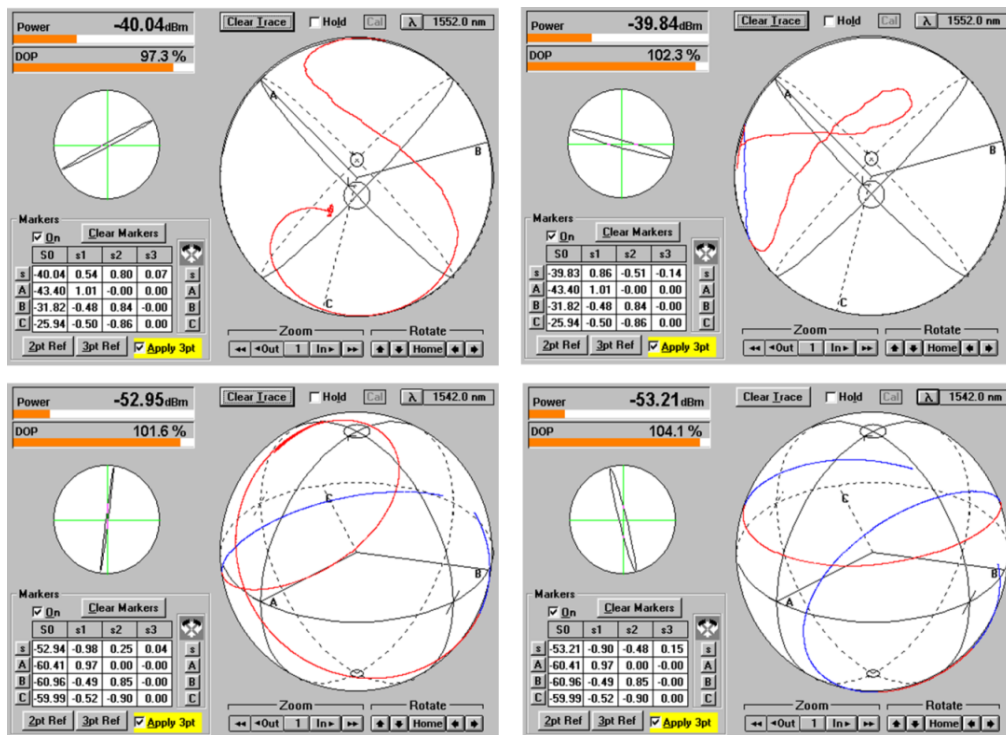


Figura 47. Trayectorias descritas en la esfera de Poincaré al girar los bobinados helicoidales para distintas longitudes de onda.

En la Figura 47 se muestran las trayectorias que sigue el estado de polarización al girar los bobinados helicoidales para hacer coincidir con el estado de polarización de entrada.

Una vez que se logra, se hace incidir una polarización lineal en la entrada colocando el prisma polarizador y se realiza un barrido del ángulo azimutal para comprobar que la trayectoria descrita en la esfera viaja sobre el ecuador (Figura 48). Esta trayectoria indica si la cancelación del efecto de la birrefringencia inducida por los brazos de fibra del WDM es correcta.

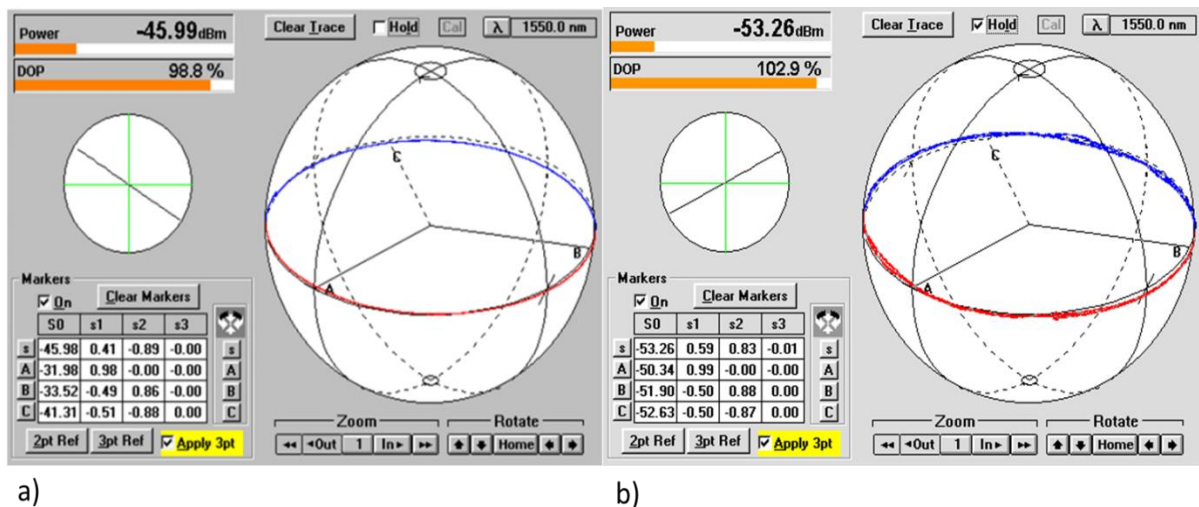


Figura 48. Barrido del ángulo azimutal (360°) de la polarización de entrada en el WDM para una longitud de onda de 1550 nm. **a)** Bobinado del WDM, **b)** Bobinados del WDM y la EDF.

Una vez comprobada la cancelación, se coloca de nuevo la fibra dopada y se retira el prisma polarizador.

4.3.3 Control del estado de polarización del bombeo

El arreglo para controlar la polarización del bombeo se muestra en la Figura 49. Consta de un diodo láser tipo mariposa (JDSC), acoplado a una fibra óptica. Este diodo láser emite a ~ 980 nm con una potencia de hasta 200 mW y está montado sobre una base Lightwave LDM-4980. Se activa usando un controlador modelo LDC-3722B, que permite establecer sus parámetros de funcionamiento. A la salida del diodo láser se encuentra un aislador óptico (KAIFA-ISLA98SANN, aislamiento: 38 dB) que lo protege de reflexiones que puedan dañarlo. Para establecer el estado de polarización se utilizó un controlador de polarización (PC), el cual permite obtener cualquier estado de polarización de salida controlando la orientación angular de cada una de sus bobinas.

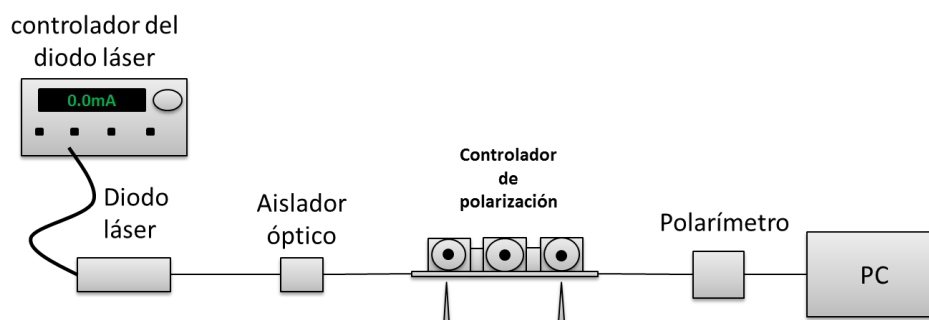


Figura 49. Diagrama esquemático para el control del estado de polarización del bombeo.

Se midió el estado de polarización a la salida del controlador de polarización usando un polarímetro (Thorlabs-PA460) que trabaja en un rango de 900-1100 nm y está conectado a una PC (Figura 50).

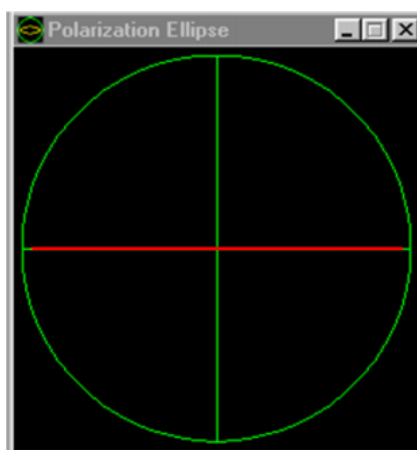


Figura 50. SOP de la señal de bombeo, visualizado en la PC. La línea roja denota el estado de polarización (lineal horizontal) establecido mediante los controladores de polarización.

Capítulo 5 Efecto de la cancelación de la birrefringencia en un láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo

Se presentan los experimentos realizados y los resultados obtenidos para láseres contruidos con dos tipos distintos de fibra dopada de erbio: Photonetics EDOS-103 y FIBERCORE DF1500E. En sus cavidades, ambas de anillo, se canceló el efecto de la birrefringencia. Además, para determinar la posible contribución al estado de polarización debida a la absorción anisótropa de los iones de erbio, se controló la polarización del haz de bombeo. Se desarrollaron experimentos similares con ambas fibras dopadas.

5.1 Cancelación del efecto de la birrefringencia en un bobinado helicoidal doble y en un multiplexor por división de longitud de onda para tres longitudes de onda

En un láser de fibra óptica el espectro de emisión depende del tipo de fibra usada (concentración de dopante, estructura de su sección transversal) y de su longitud. Por tanto, para seleccionar las longitudes de onda en las cuales se llevó a cabo la cancelación del efecto de la birrefringencia, fue necesario analizar el espectro de emisión de cada láser construido y el espectro de fluorescencia de cada una de las fibras dopadas. Se seleccionaron aquellas longitudes de onda para las que se presentaba la emisión láser en la cavidad construida. En la Tabla 5 se muestran las longitudes de onda utilizadas para ambas fibras dopadas.

Tabla 5. Longitudes de onda seleccionadas para cancelación del efecto de la birrefringencia

Longitud de onda	Fibra dopada DF1500E	Fibra dopada EDOS103
λ_1 (nm)	1536	1536
λ_2 (nm)	1544	1542
λ_3 (nm)	1552	1549

La cancelación se inició usando la fibra dopada DF1500E, con una longitud de 24 m. En la Figura 51 se muestran los barridos del ángulo azimutal para las tres longitudes de onda seleccionadas (1536, 1544 y 1552 nm). Se puede observar como el barrido de 180° del ángulo azimutal del estado de polarización de entrada, genera para los estados de polarización de salida (línea rojo-azul) una trayectoria que coincide con el ecuador; lugar donde se ubican las polarizaciones lineales para cualquier longitud de

onda. Estos resultados indican que a cada estado de polarización lineal de entrada le corresponde un estado de polarización lineal de salida.

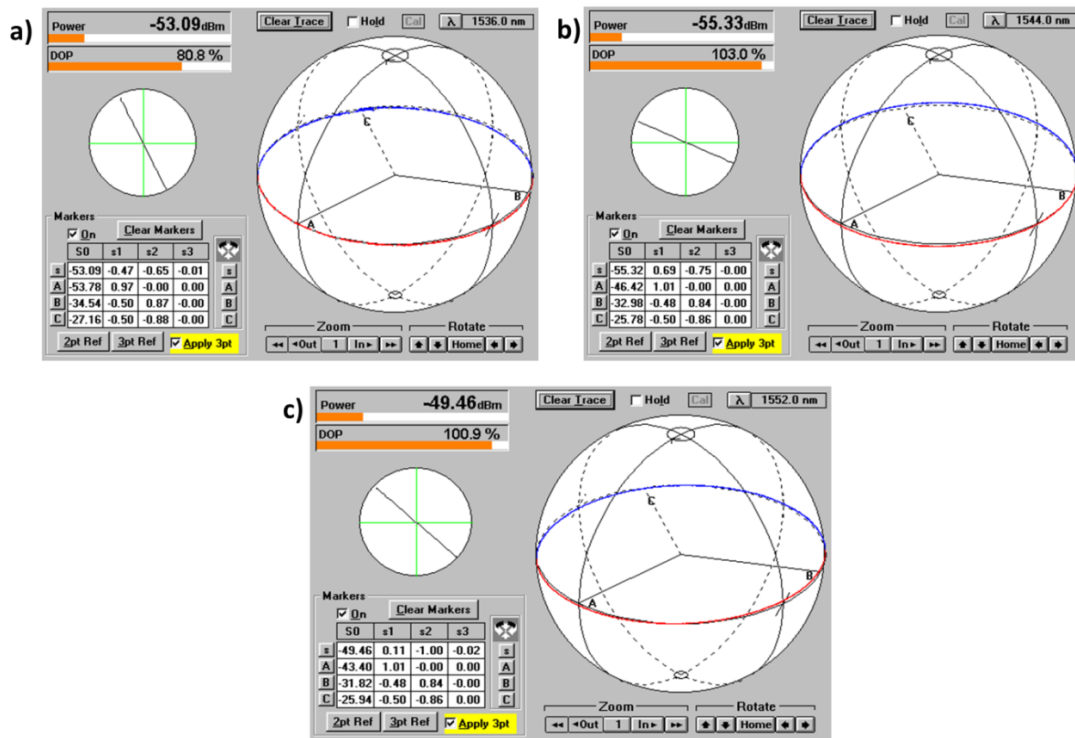


Figura 51. Cancelación del efecto de la birrefringencia para fibra dopada Fibercore DF1500E. **a)** 1536 nm, **b)** 1544 nm y **c)** 1552 nm.

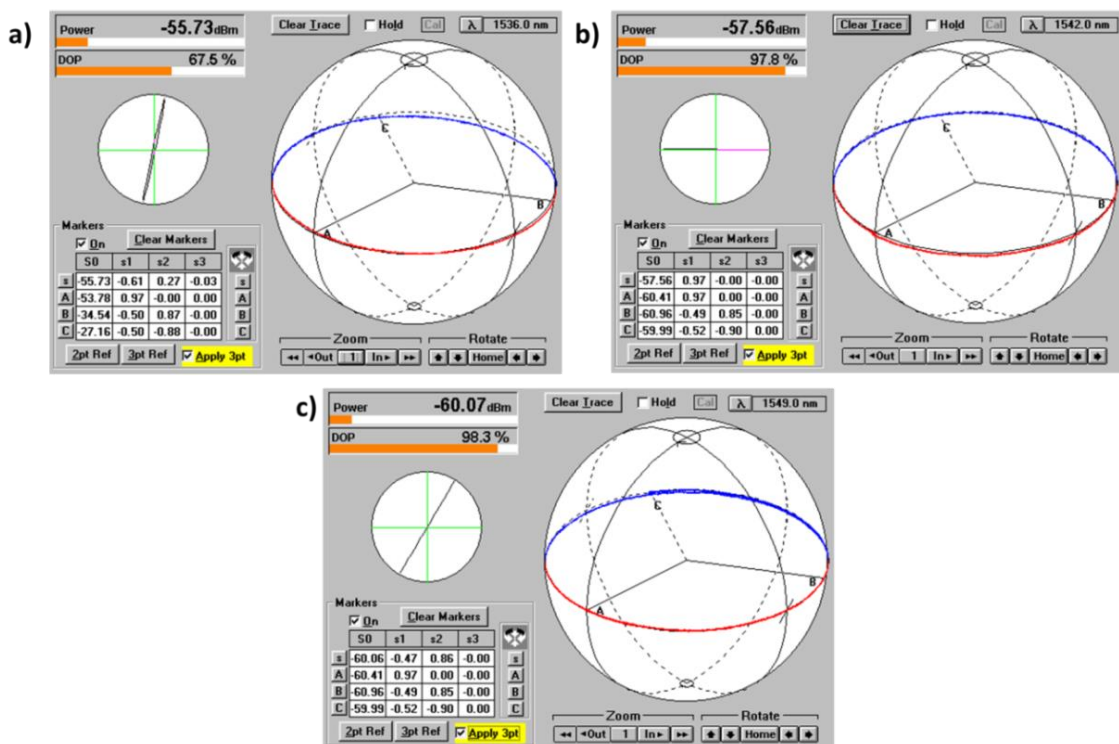


Figura 52. Cancelación del efecto de la birrefringencia para fibra dopada Fibercore DF1500E. **a)** 1536 nm, **b)** 1542 nm y **c)** 1549 nm.

En la Figura 52 se muestran los estados de polarización de salida después de la cancelación del efecto de la birrefringencia, para la fibra dopada Photonetics EDOS103 (14 m de longitud), para las 3 longitudes de onda seleccionadas (1536, 1542 y 1549 nm). De nuevo, a cada estado de polarización lineal de entrada le corresponde un estado de polarización lineal a la salida.

Anteriormente, en el capítulo 3, se habló sobre la birrefringencia de un bobinado helicoidal doble, y se explicó como el girar una bobina con respecto a la otra permite que el efecto de birrefringencia inducido por una de las bobinas helicoidales sea cancelado con la otra. Sin embargo, la torsión aplicada al tramo de fibra entre ambos bobinados introduce un cambio adicional, que se ve reflejado en una rotación en el estado de polarización de salida. Esto se puede apreciar en las Figuras 53 y 54, donde para un haz de entrada con un estado de polarización lineal orientado a 0° con la rama positiva del eje x , se obtiene a la salida del doble bobinado helicoidal, un haz linealmente polarizado con un ángulo azimutal diferente (puntos rojos y azules).

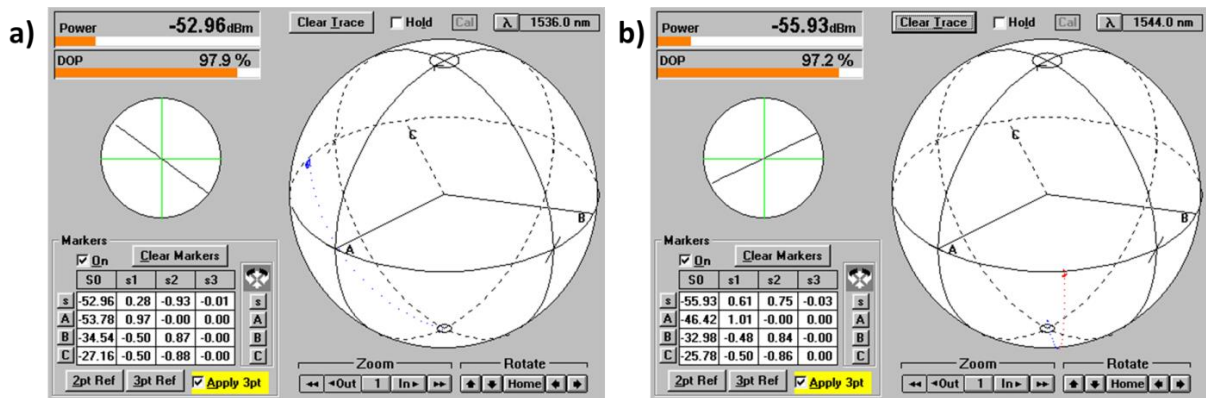


Figura 53. Rotaciones del estado de polarización de entrada (0°) a la salida del doble bobinado de fibra dopada DF1500E. **a)** 1536 nm y **b)** 1544 nm.

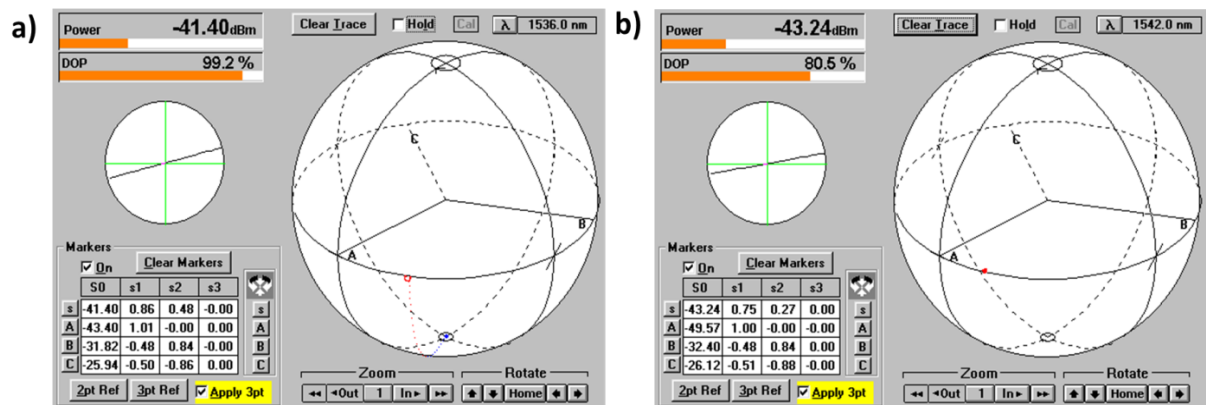


Figura 54. Rotaciones del estado de polarización de entrada (0°) a la salida del doble bobinado de fibra dopada EDOS103. **a)** 1536 nm y **b)** 1542 nm.

En las Figuras 53 a) y b) se observan rotaciones de 130° y 30° , respectivamente; mientras que en la Figura 54 los cambios son menores (rotaciones de 10° y 8° , para los incisos a) y b)). Por lo tanto, en cada ocasión que se cancela la birrefringencia se observa una rotación generada por dicha cancelación, cuyo valor para un mismo bobinado doble, depende de la longitud de onda de la luz.

5.2 Láser de fibra dopada con erbio de cavidad de anillo con cancelación de la birrefringencia para tres longitudes de onda

El diagrama que presenta la arquitectura del láser de fibra con cavidad de anillo a construir se muestra en la Figura 43. En él, al cancelar el efecto de la birrefringencia a una longitud de onda específica, se genera una cavidad láser en donde se conoce el efecto de la birrefringencia sobre el estado de polarización del haz que viaja por el anillo, para la longitud de onda seleccionada.

En esta sección, la evaluación del efecto de la birrefringencia del láser de fibra óptica sobre su emisión se realiza utilizando matrices de Jones para describir a cada una de las componentes del láser de fibra óptica (Figura 43).

Como se ha mencionado, al realizar la cancelación del efecto de la birrefringencia, el estado de polarización de salida es lineal, pero su ángulo azimutal es distinto al de entrada; i.e., está rotado (Figuras 53 y 54). Aunque al formular la hipótesis de trabajo para esta tesis esta rotación no se tomó en cuenta, los resultados experimentales indicaron la necesidad de hacerlo. Por lo tanto, la matriz que describe al doble bobinado helicoidal usado para llevar a cabo la cancelación del efecto de la birrefringencia, no es la matriz identidad (Ec. 88). Esta debe ser reemplazada por la matriz de un rotador (Ec. 44).

En la generación del modelo de la birrefringencia de la cavidad láser se toma en cuenta la cancelación de la birrefringencia tanto para el WDM, como para la fibra dopada con erbio. Ya que el aislador utilizado es insensible al estado de polarización, no genera una contribución a la birrefringencia de la cavidad. Si además se supone que el acoplador también es insensible al estado de polarización, la matriz total de birrefringencia de la cavidad se puede representar de la siguiente forma:

$$\mathbf{M}_{\text{total}} = \mathbf{R}(\theta_{er})\mathbf{R}(\zeta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{er}) & -\text{sen}(\theta_{er}) \\ \text{sen}(\theta_{er}) & \cos(\theta_{er}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\zeta_W) & -\text{sen}(\zeta_W) \\ \text{sen}(\zeta_W) & \cos(\zeta_W) \end{pmatrix}, \quad (111)$$

donde $\mathbf{R}(\theta_{er})$ es la matriz de rotación asociada al bobinado helicoidal doble de fibra dopada y $\mathbf{R}(\zeta_W)$ la matriz de rotación del bobinado helicoidal doble del WDM; θ_{er} y ζ_W son los ángulos de rotación correspondientes. Al multiplicar las matrices $\mathbf{R}(\theta_{er})$ y $\mathbf{R}(\zeta_W)$ se obtiene el siguiente resultado

$$\mathbf{M}_{\text{total}} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{er} + \zeta_W) & -\text{sen}(\theta_{er} + \zeta_W) \\ \text{sen}(\theta_{er} + \zeta_W) & \cos(\theta_{er} + \zeta_W) \end{pmatrix}, \quad (112)$$

donde $\mathbf{M}_{\text{total}}$ corresponde a una matriz de rotación, en la que la rotación total es la suma de los ángulos de rotación introducidos por los bobinados helicoidales dobles (θ_{er} y ζ_W). Como en este caso se trabaja con una cavidad de anillo, la evolución del estado de polarización en la cavidad rota un ángulo $(\theta_{er} + \zeta_W)$ cada vez que se realiza un recorrido completo en la cavidad.

Esta rotación da lugar a una pérdida en la potencia de emisión, debido a que en cada recorrido el estado de polarización de la luz que reingresa a la cavidad cambia. Como resultado de estos giros sucesivos, la interferencia no es máxima y al mismo tiempo, para cada estado de polarización que reingresa, debido a que el retardo no presenta un comportamiento lineal (la fibra se comporta como un retardador heterogéneo), se produce un cambio en el camino óptico. Este cambio en el camino óptico genera una alta competencia modal. De la Ec. (1), la cual trata la generación de modos longitudinales en una cavidad, se puede observar como al variar L (tamaño de la cavidad, o camino óptico) los modos longitudinales cambian. En dicho caso, se obtienen resultados como el que se observa en la Figura 55, donde pueden apreciarse varios picos asimétricos para cada "línea" de emisión láser.

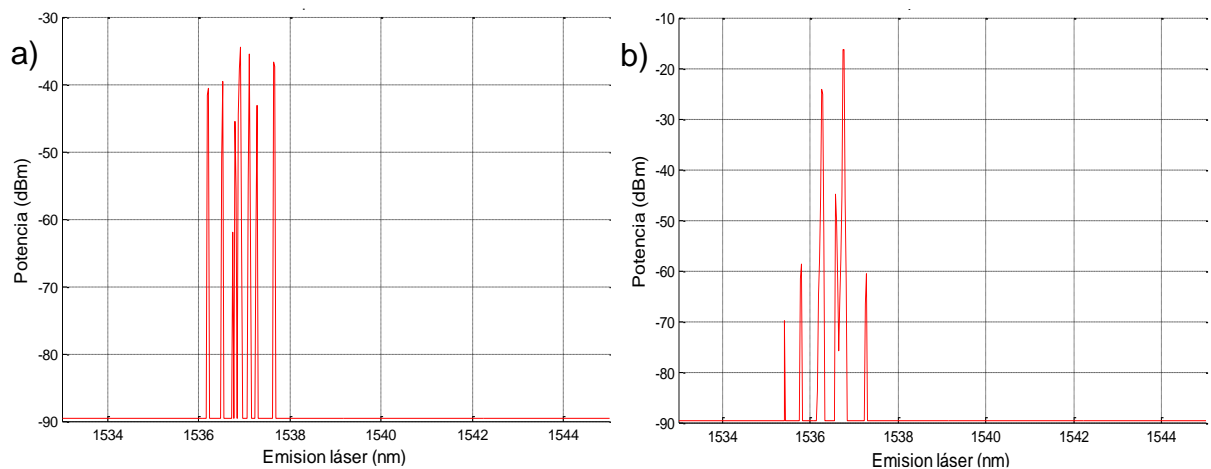


Figura 55. Emisión del láser de fibra construido con: **a)** fibra DF1500E y **b)** fibra EDOS103.

Para corregir el efecto de dicha rotación fue necesario colocar un polarizador al final de los bobinados helicoidales dobles del WDM (Figura 56), con el fin de reconstruir un estado de polarización lineal de entrada. De esta forma el SOP del haz que reingresa a la cavidad no depende de la rotación generada por la birrefringencia de la fibra óptica.

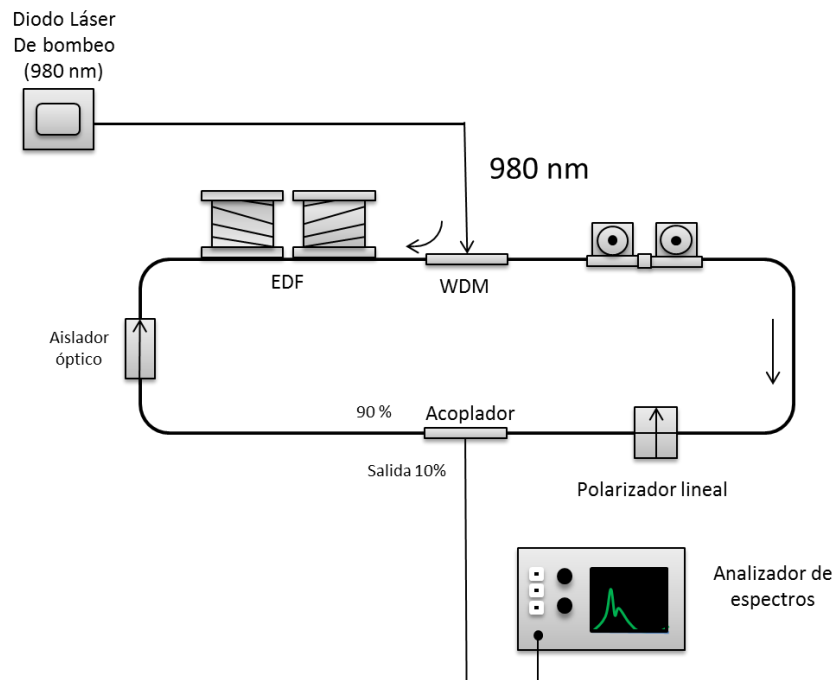


Figura 56. Láser de fibra dopada de erbio con control de la birrefringencia de la cavidad.

La función del polarizador puede describirse de la siguiente manera. Debido a la cancelación del efecto de la birrefringencia, cualquier estado de polarización de entrada tendrá, a la salida del sistema, una rotación de $(\theta_{er} + \zeta_W)$ con respecto al estado inicial (Figuras 53 y 54). Añadiendo un polarizador antes de los bobinados helicoidales, se garantiza que después de cada vuelta, a la entrada del sistema siempre se genere el mismo estado de polarización.

Esta señal que reingresa, después de su tránsito por la cavidad tendrá el mismo estado de polarización lineal rotado un ángulo $\theta_{er} + \zeta_W$ al llegar de nuevo al polarizador, en el siguiente recorrido. De esta forma el estado de polarización en cada ciclo se repetirá, dando como resultado que la potencia de emisión se estabilice.

Primeramente, se realizó el experimento siguiendo el orden de las longitudes de onda de la Tabla 5, empezando con la fibra dopada con erbio DF1500E y siguiendo con la EDOS103. El proceso es el siguiente, se realiza la cancelación de la birrefringencia en los bobinados helicoidales a la longitud de onda que se desea, se forma el arreglo

del láser de fibra dopada de cavidad de anillo que se muestra en la Figura 56. Por último, con la cavidad ya construida se introduce un bombeo óptico de 980 nm. En el caso de la fibra dopada DF1500E, ésta empezó a emitir con una potencia de bombeo de umbral de 10 mW; mientras que para la fibra EDOS103 fue necesaria una potencia de 15 mW. Los resultados para ambas fibras se muestran en las Figuras 57 y 58, para una potencia de bombeo de 100 mW (en ambos casos).

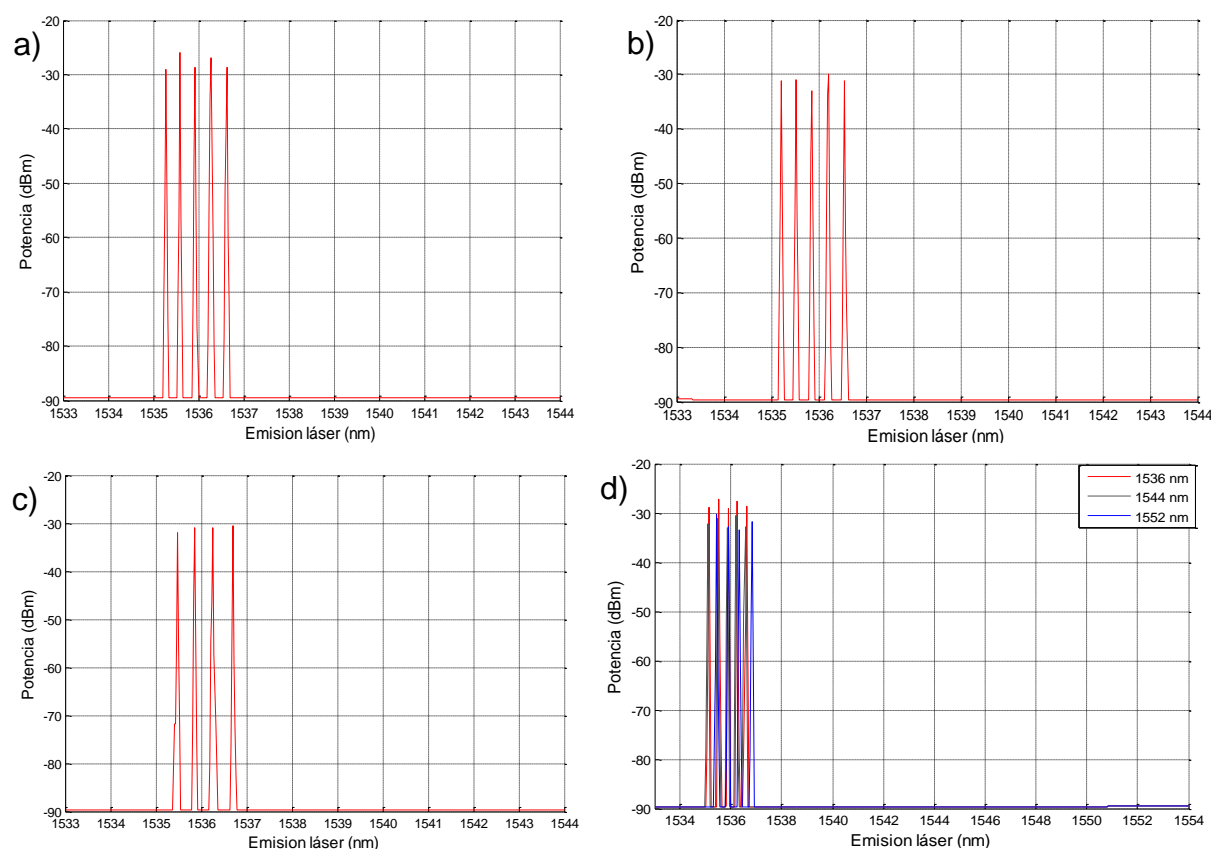


Figura 57. Emisión láser utilizando la fibra dopada con erbio DF1500E, con cancelación de la birrefringencia para **a)** 1536 nm, **b)** 1544 nm y **c)** 1552 nm. En **d)** se presenta una superposición de los espectros de salida medidos para los incisos a, b y c.

En la Figura 57 se muestran los resultados obtenidos para la fibra DF1500E cuando se canceló el efecto de la birrefringencia a las longitudes de onda seleccionadas. Para 1536 y 1544 nm se obtuvo una emisión con cinco modos longitudinales, cada uno de ellos con un ancho de línea de 0.1 nm. Para 1552 nm se obtuvo una emisión con cuatro modos longitudinales, también con anchos de línea de 0.1 nm. Estos resultados se obtuvieron usando una resolución de 0.01 nm en el analizador de espectros.

Al comparar los resultados de la Figura 57 (fibra DF1500E) con los de la Figura 55 (a), en la cual se utiliza el mismo arreglo experimental pero sin polarizador, se puede

observar claramente como la competencia modal se reduce notoriamente con la adición del polarizador.

En la Figura 58 se muestran las emisiones correspondientes a la fibra EDOS 103. Cuando se canceló el efecto de la birrefringencia a las longitudes de onda de 1536 nm y 1549 nm se obtuvieron cuatro modos longitudinales con anchos de línea de 0.17 nm; mientras que para la longitud de onda de 1542 nm se obtuvo una emisión con cinco modos, con anchos de línea de 0.17 nm. Cabe hacer notar que no se obtuvieron emisiones a 1550 nm en ningún caso, para ninguna de las fibras.

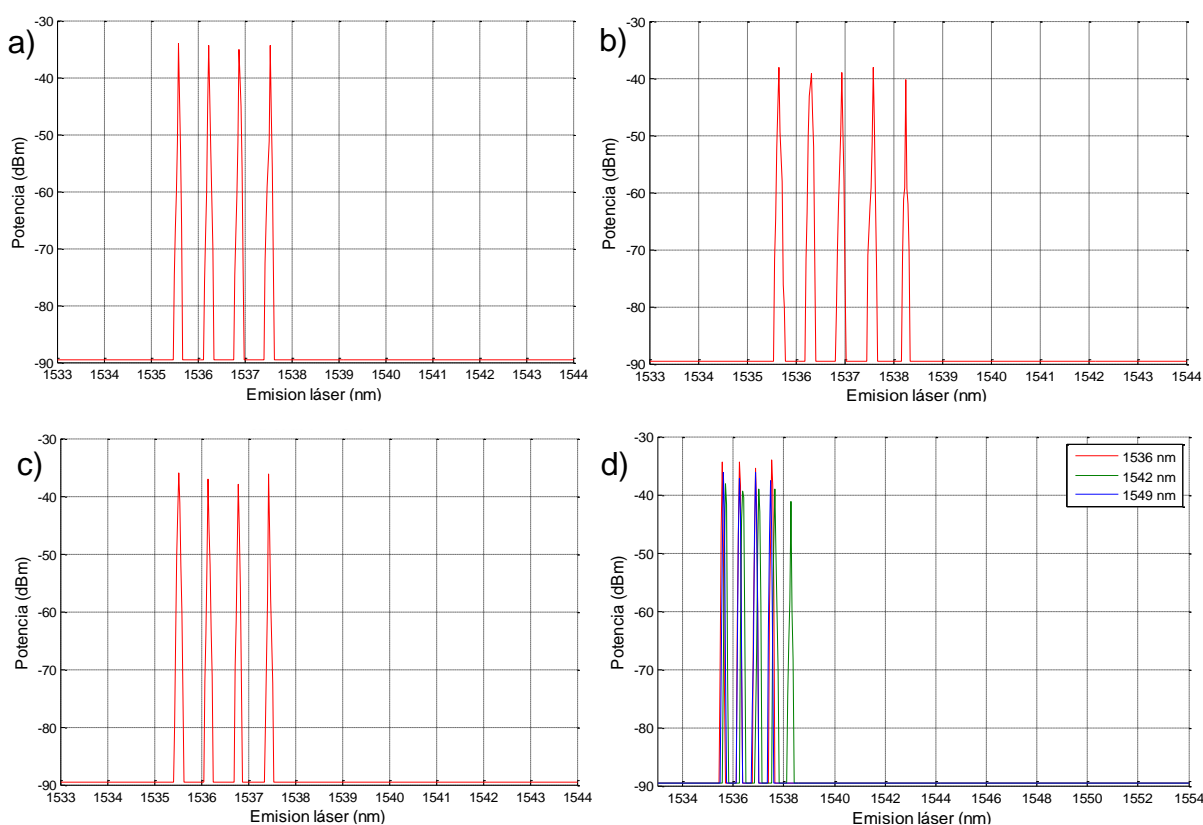


Figura 58. Emisión láser utilizando la fibra dopada con erbio EDOS103, con cancelación de la birrefringencia para **a)** 1536 nm, **b)** 1542 nm y **c)** 1549 nm. En **d)** se muestra una superposición de los espectros de salida de los incisos a, b y c.

Si se comparan los resultados obtenidos para la fibra EDOS103 para el anillo con polarizador (Figura 58) con el arreglo sin polarizador (Figura 55 b), también se observa una mejora notoria en la estabilidad de potencia y emisión espectral en los resultados mostrados para la fibra EDOS103.

Como se explicó anteriormente, el no incluir el polarizador generaba un serio problema de estabilidad tanto en potencia, como en longitud de onda. Puede apreciarse que las emisiones que se muestran en la Figura 57 y 58 son más estables tanto en potencia

como en longitud de onda en comparación del arreglo sin polarizador (Figura 7). La emisión espectral se encuentra en el mismo rango de longitudes de onda para ambos arreglos (alrededor de 1536 nm) y el cambio entre las longitudes de onda de emisión de ambos arreglos (Figura 57 y 58) es debido a que para cada cancelación (1536, 1544 y 1552 nm) se altera la birrefringencia de la cavidad por la manipulación de los bobinados helicoidales, cambiando el camino óptico. Por lo tanto, al cambiar el camino óptico se modifican los modos longitudinales de emisión. Sin embargo, se observa que la emisión se sigue presentando en el mismo rango de longitudes de onda para todas las cancelaciones del efecto de la birrefringencia.

Comparando los resultados medidos para ambas fibras dopadas, en las cuales se usó el mismo procedimiento, se observa que a pesar de sus diferencias se obtuvieron comportamientos similares.

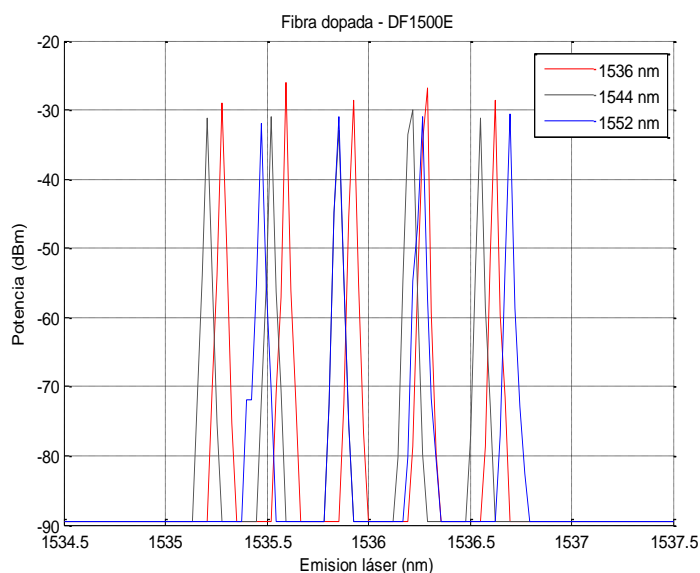


Figura 59. Emisión láser para diferentes cancelaciones de la birrefringencia (1536, 1544 y 1552 nm), para la fibra dopada con erbio DF1500E.

Además del contenido espectral, es interesante la comparación entre las potencias de los modos longitudinales para cada una de las cancelaciones. De las Figuras 59 y 60 resulta evidente que para la cancelación de la birrefringencia a una longitud de onda de 1536 nm (línea de color rojo), la potencia de emisión fue mayor que para los otros casos. Esto es de esperarse debido a que la emisión láser en todos los casos se encuentra localizada en el rango de 1535-1537 nm, y la cancelación para ambas fibras dopadas en las que se muestra un incremento en la potencia se encuentra en 1536 nm, coincidiendo con la emisión de ambas cavidades. Mientras que para los otros

casos, la cancelación no se encuentra dentro del rango de la emisión láser, por lo que la estabilidad del SOP de cada emisión es necesariamente menor.

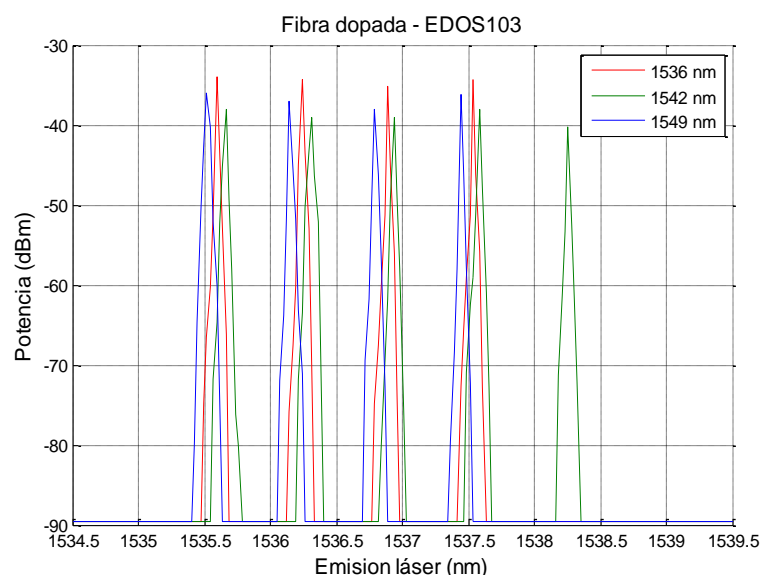


Figura 60. Emisión láser para diferentes cancelaciones de la birrefringencia (1536, 1542 y 1549 nm), para la fibra dopada con erbio EDOS103.

En las Tablas 6 y 7 se muestran los valores de las potencias asociadas a los modos longitudinales de cada una de las cancelaciones que se llevaron a cabo para ambas fibras dopadas. Para la cancelación a 1536 nm, en ambas fibras se obtuvo una mayor potencia. La diferencia fue, respectivamente, de hasta 5 y 6 dB para dichas fibras (Tablas 6 y 7, marcados en color rojo).

Tabla 6. Potencias asociadas a las longitudes de emisión para las cancelaciones de la birrefringencia en la fibra dopada con erbio DF1500E.

Cancelación (nm)	1536		1544		1552	
	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)
Potencias de emisión de los modos longitudinales	1535.280	-28.98	1535.208	-31.217	1535.472	-32.012
	1535.592	-26.012	1535.520	-31.012	1535.856	-30.987
	1535.928	-28.587	1535.856	-32.987	1536.264	-31.018
	1536.280	-26.918	1536.216	-30.018	1536.696	-30.521
	1536.600	-28.571	1536.528	-31.211	-----	-----

Es necesario mencionar que todos los resultados mostrados gráficamente y numéricamente se encuentran limitados por la resolución del analizador de espectros. El analizador utilizado es de la marca ADVANTEST Modelo Q8384. Tiene una resolución espectral de 0.01 nm y una resolución en potencia de 0.001 dBm.

Tabla 7. Potencias asociadas a las longitudes de emisión para las cancelaciones de la birrefringencia en la fibra dopada con erbio EDOS103.

Cancelación (nm)	1536		1542		1549	
	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)	$\lambda_{emisión}$ (nm)	Potencia (dBm)
Potencias de emisión de los modos longitudinales	1535.592	-33.992	1535.664	-38.103	1535.520	-35.947
	1536.240	-34.345	1536.312	-39.122	1536.144	-37.001
	1536.888	-35.123	1536.936	-38.991	1536.792	-37.991
	1537.536	-34.322	1537.584	-38.112	1537.440	-36.173
	-----	-----	1538.256	-40.222	-----	-----

Estos resultados indican que el polarizador y la cancelación de la birrefringencia permiten que los estados de polarización de los modos longitudinales se mantengan lineales a la salida de los bobinados helicoidales, reconstruyendo el estado de polarización lineal inducido por el polarizador, para cada nuevo recorrido dentro del anillo, ayudando a reforzar la interferencia que favorece la selección de modos en la cavidad.

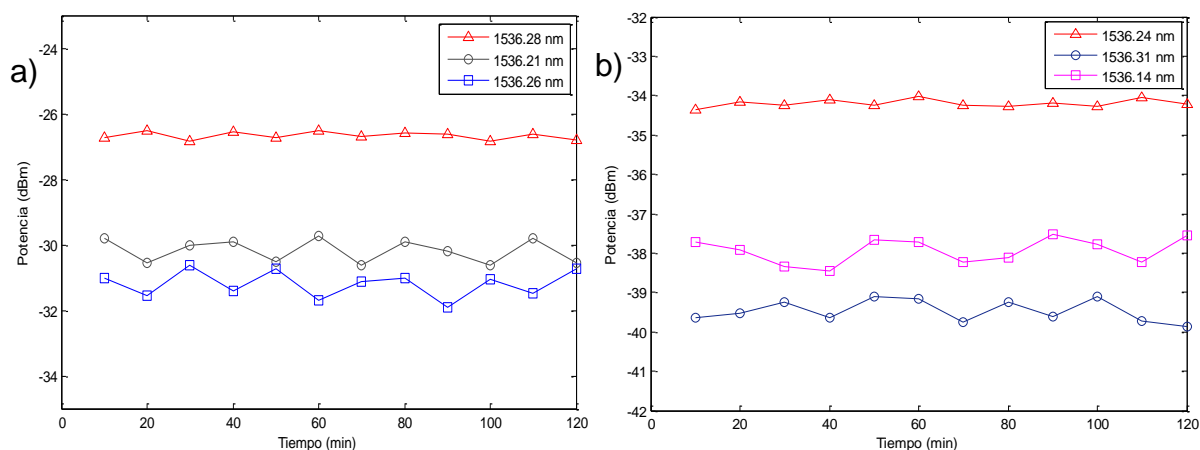


Figura 61. Variación de la potencia de tres canales individuales para las tres cancelaciones de la birrefringencia. **a)** Fibra dopada DF1500E: línea roja cancelación a 1536 nm, línea negra cancelación a 1544 nm y línea azul claro cancelación a 1552 nm. **b)** Fibra dopada EDOS103: línea roja cancelación 1536 nm, línea rosa cancelación a 1542 nm y línea azul cancelación a 1549 nm.

En caso contrario (sin polarizador), la condición de interferencia varía aleatoriamente alrededor de las frecuencias naturales de oscilación de la cavidad, favoreciendo la presencia de saltos modales.

Una actividad importante con respecto al estudio de la estabilidad de la emisión es el análisis de la variación de la potencia con respecto al tiempo. En la Figura 61 se muestran las fluctuaciones de la potencia en el láser de fibra construido tomando un modo longitudinal de cada una de las distintas cancelaciones de la birrefringencia para

ambas fibras dopadas con erbio. Se escogieron estas longitudes de onda con el fin de tomar las más cercanas a 1536 nm en todos los casos, para así poder comparar la estabilidad en potencia entre la emisión a una longitud de onda en la cual la cancelación se efectuó prácticamente a la misma longitud de onda de la emisión láser y otras donde no existe tal coincidencia. Las mediciones se realizaron durante 2 horas con lapsos de 10 min entre cada medición. Los modos seleccionados son muy cercanos entre sí. La estabilidad de la potencia se midió con una resolución de 0.001 dBm. Cabe señalar que el experimento se realizó a las condiciones ambientales del laboratorio ($T = 21^{\circ}\text{C}$, sin aislamiento acústico).

Tabla 8. Variaciones en la potencia de 3 canales individuales, utilizando la fibra dopada con erbio DF1500E. Cada columna corresponde a una cancelación de la birrefringencia distinta.

Tiempo (min)	Cancelación-1536 nm (dBm)	Cancelación-1544 nm (dBm)	Cancelación-1552 nm (dBm)
10	-26.735	-29.812	-31.018
20	-26.513	-30.543	-31.553
30	-26.827	-30.018	-30.618
40	-26.541	-29.916	-31.428
50	-26.747	-30.518	-30.723
60	-26.525	-29.717	-31.708
70	-26.712	-30.613	-31.123
80	-26.576	-29.908	-31.009
90	-26.636	-30.212	-31.898
100	-26.829	-30.608	-31.067
110	-26.636	-29.789	-31.498
120	-26.812	-30.558	-30.729
Media ($\bar{x}_{c1-\lambda}$)	-26.672	-30.170	-31.179
Desviación Estándar ($\sigma_{c1-\lambda}$)	-42.301	-40.991	-41.420
Variación entre la potencia máx. y min. ($\Delta_{c1-\lambda}$)	-38.051	-37.012	-36.548

La estabilidad de la potencia se puede analizar de manera más detallada en las Tablas 8 y 9. Cabe señalar que para el caso donde la cancelación de la birrefringencia coincide con la longitud de onda de emisión, 1536 nm para ambas fibras dopadas, se puede ver claramente que se obtuvieron variaciones menores que en el caso de las otras cancelaciones que están fuera del rango de emisión.

Si se toma en cuenta que en el caso de la cancelación en 1536 nm se tiene una potencia hasta 2.9 veces mayor que la de los casos contrarios, puede concluirse que su sensibilidad a cambios en la potencia por efectos externos es mayor. En el caso de la cancelación a 1536 para la fibra DF1500E se obtuvo una variación ($\Delta_{c1-1536}$) de -38.051 dBm entre las potencias mínima y máxima (0.157 μW), el valor promedio

($\bar{x}_{c1-1536}$) fue de -26.672 dBm (2.15 μ W) y la desviación estándar ($\sigma_{c1-1536}$) de -42.301 dBm ($\pm 0.058 \mu$ W).

Tabla 9. Variaciones en la potencia de 3 canales individuales, utilizando la fibra dopada con erbio EDOS103. Cada columna corresponde a una cancelación de la birrefringencia distinta.

Tiempo (min)	Cancelación-1536 nm (dBm)	Cancelación-1542 nm (dBm)	Cancelación-1549 nm (dBm)
10	-34.290	-39.632	-37.721
20	-34.152	-39.519	-37.921
30	-34.251	-39.232	-38.331
40	-34.114	-39.651	-38.451
50	-34.254	-39.092	-37.654
60	-34.012	-39.148	-37.723
70	-34.235	-39.752	-38.236
80	-34.262	-39.237	-38.121
90	-34.197	-39.622	-37.519
100	-34.267	-39.091	-37.781
110	-34.047	-39.712	-38.231
120	-34.219	-39.859	-37.551
Media ($\bar{x}_{c2-\lambda}$)	-34.190	-39.453	-37.925
Desviación standard ($\sigma_{c2-\lambda}$)	-50.937	-51.311	-49.245
Variación entre la potencia máx. y min. ($\Delta_{c2-\lambda}$)	-46.087	-46.993	-44.660

Para los casos en los que la cancelación de la birrefringencia no coincide con el rango de emisión se obtuvieron menores potencias promedio ($\bar{x}_{c1-1544}$ y $\bar{x}_{c1-1552}$) de emisión (-30.17 y -31.17 dBm, que equivalen a 0.961 y 0.776 μ W, respectivamente) con desviaciones estándar ($\sigma_{c1-1544}$ y $\sigma_{c1-1552}$) de ± 40.99 y ± 41.42 dBm (± 0.0799 y $\pm 0.0721 \mu$ W, respectivamente). En estos mismos casos las fluctuaciones entre la potencia mínima y máxima fueron de -37.012 (0.198 μ W) y -36.548 dBm (0.221 μ W) ($\Delta_{c1-1544}$ y $\Delta_{c1-1552}$, respectivamente).

Para la fibra EDOS103 la variación máxima ($\Delta_{c2-1536}$) para la cancelación en 1536 nm fue de -46.087 dBm (0.025 μ W), el valor promedio ($\bar{x}_{c2-1536}$) fue de -34.190 dBm (0.381 μ W) y la desviación estándar ($\sigma_{c2-1536}$) de -50.938 dBm ($\pm 0.00805 \mu$ W). Para los casos en los que la cancelación de la birrefringencia no coincide con el rango de emisión se obtuvieron menores potencias promedio ($\bar{x}_{c2-1542}$ y $\bar{x}_{c2-1549}$) de emisión (-39.453 y -37.925 dBm, que equivalen a .113 y .161 μ W, respectivamente) con desviaciones estándar ($\sigma_{c2-1542}$ y $\sigma_{c1-1549}$) de -51.311 y -49.245 dBm (± 0.00739 y $\pm 0.01189 \mu$ W, respectivamente). En estos mismos casos las fluctuaciones entre la

potencia mínima y máxima fueron de -46.993 ($0.020 \mu\text{W}$) y -44.660 ($0.034 \mu\text{W}$) dBm ($\Delta_{c1-1544}$ y $\Delta_{c1-1552}$, respectivamente). En la Tabla 10 se muestran las potencias promedio en μW para las distintas cancelaciones con ambas fibras dopadas.

Tabla 10. Comparación entre las potencias promedio entre las distintas cancelaciones de la birrefringencia para ambas fibras dopadas.

	Fibra dopada DF1500E			Fibra dopada EDOS103		
λ (nm)	1536	1544	1552	1536	1542	1549
\bar{x} (μW)	2.15	0.961	0.776	0.381	0.113	0.161

Como se observa en la Tabla 10, para la cancelación en 1536 nm la potencia de emisión resultó hasta 277% más alta para la fibra dopada DF1500E (comparación entre la longitud de onda 1536 y 1552 nm, Tabla 9) y 299 % para la fibra EDOS103 (comparación entre la longitud de onda 1536 y 1542 nm, Tabla 9). Se considera que se obtuvo una mayor estabilidad en la interferencia en la cancelación a 1536 nm, que se tradujo en una mayor potencia, que en los casos donde la cancelación no coincidía con la emisión. Dicha mejoría se debe al control de la polarización en la cavidad a la longitud de onda de operación.

Puede llegarse a esta misma conclusión con base en el análisis comparativo de las Figuras 55, 57 y 58. La emisión espectral tuvo una mejora notoria al tener ondas que se superponen constructivamente (Figuras 57 y 58), con respecto al caso en el que no se contaba con el polarizador en la cavidad de anillo (Figura 55); el uso del polarizador funciona como una referencia para la reconstrucción del estado de polarización en la cavidad de anillo.

5.3 Espectros de emisión del láser de fibra dopada con erbio, con control del estado de polarización del bombeo

El arreglo utilizado se muestra en la Figura 62. El experimento consistió en bombear la cavidad con un haz de luz con distintos estados de polarización lineales (con diferente ángulo azimutal: 0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120 y 135°), para dos tipos distintos de fibras dopadas con erbio (EDOS103 y DF1500E). Cabe mencionar que en este caso no se canceló el efecto de la birrefringencia a ninguna longitud de onda.

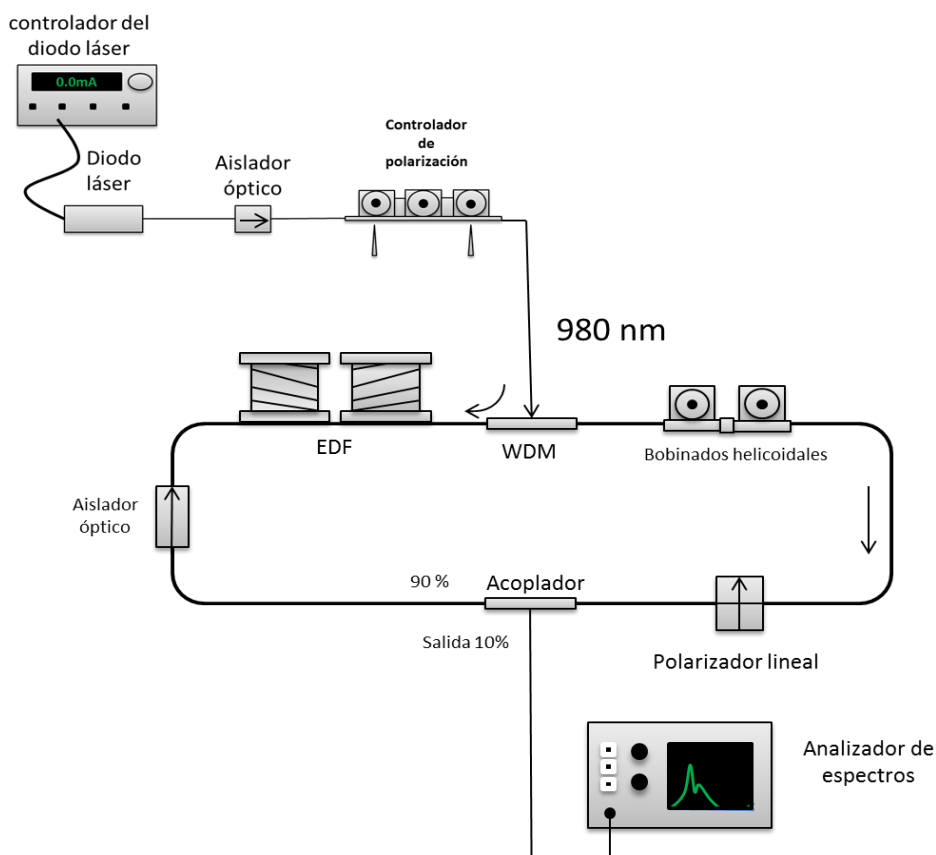


Figura 62. Diagrama esquemático para controlar la polarización del bombeo del láser de fibra dopada.

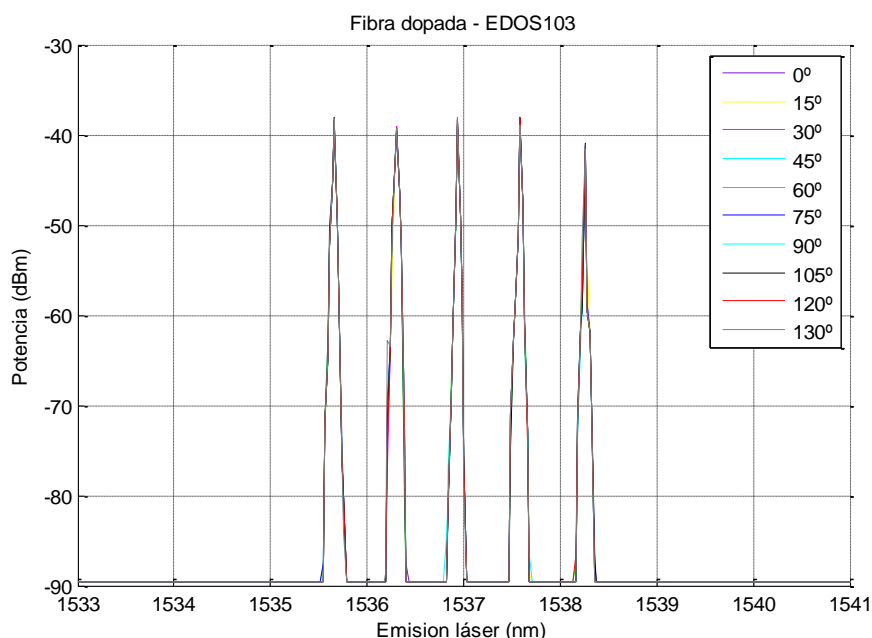


Figura 63. Espectros de emisión de la Fibra dopada con erbio EDOS103 para distintos estados lineales de la polarización del bombeo (0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120 y 135°).

Se obtuvieron los espectros de emisión de cada estado de polarización del bombeo, aplicando en todos los casos una potencia de 100 mW y una resolución de 0.01 nm,

limitada por el analizador de espectros utilizado. Para asegurar que se tienen los estados de polarización deseados se utiliza el arreglo de la Figura 49, para después acoplar la salida del controlador de polarización al multiplexor de bombeo (Figura 62). Cabe señalar que el experimento se realizó a las condiciones ambientales del laboratorio ($T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, sin aislamiento acústico).

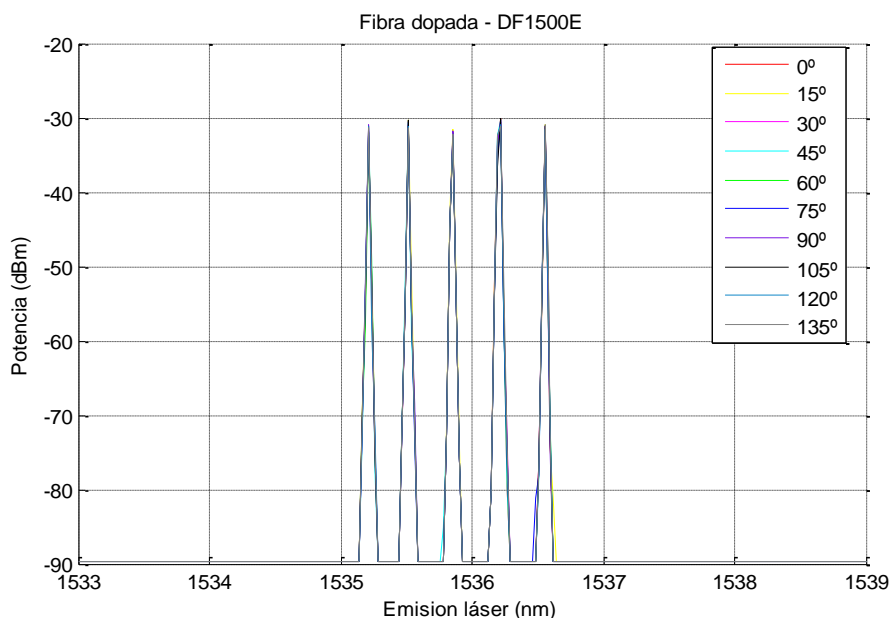


Figura 64. Espectros de emisión de la Fibra dopada con erbio DF1500E para distintos estados lineales de la polarización del bombeo ($0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120$ y 135°).

Las Figuras 63 y 64 muestran el comportamiento de la emisión láser en el arreglo experimental construido para los distintos estados lineales de polarización del bombeo óptico en ambas fibras dopadas. En los resultados que se muestran se observa que al variar el estado de polarización del bombeo no se genera ningún corrimiento de longitud de onda, ni cambios en el ancho de línea. Se puede ver como todas las gráficas para los distintos estados de polarización se superponen perfectamente.

En cuanto a la potencia máxima de emisión, en las Tablas 11 y 12 se muestran los resultados correspondientes para la línea central de emisión de las Figuras 63 y 64, para cada uno de los estados de polarización del bombeo ($0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120$ y 135°).

Los resultados que se muestran en las Tablas 11 y 12 fueron tomados en distintos tiempos para cada uno de los estados de polarización del bombeo ($\sim 5-10$ min entre cada muestra). Al Comparar estos valores con los resultados presentados en las Tablas 7 y 8, que muestran las variaciones de la potencia en función del tiempo, se

puede analizar si las fluctuaciones mostradas fueron ocasionadas por el cambio en el estado de polarización del bombeo. Para hacerlo se consideraron únicamente los casos donde la longitud de onda usada para la cancelación del efecto de la birrefringencia no coincide con la longitud de onda de emisión.

Tabla 11. Resultados de potencia máxima de la emisión en 1535.8 nm para la fibra dopada DF1500E. Para los distintos estados de polarización lineales del bombeo óptico.

Ángulo azimutal del estado de polarización lineal en grados (°)	Potencia (dBm)
0	-32.987
15	-31.482
30	-32.287
45	-32.173
60	-32.787
75	-32.037
90	-31.823
105	-32.567
120	-32.689
135	-32.231
Potencia media (\bar{x}_{b1})	-32.258
Desviación estándar (σ_{b1})	-41.967
Variación entre la potencia máxima y mínima (Δ_{b1})	-36.815

La variación entre la potencia máxima y mínima de las Tablas 11 y 12 medidas fueron de -36.815 dBm (0.208 μ W) para la fibra dopada con erbio DF1500E (Tabla 10) y -45.521 dBm (0.028 μ W) para la fibra dopada con erbio EDOS103 (Tabla 12). Al comparar estos valores con los resultados de la Tabla 8, se observó que muestran valores muy cercanos entre sí, dicha tabla muestra variaciones de -37.012 y -36.548 dBm para la fibra dopada con erbio DF1500E (cancelaciones a 1544 y 1552 nm, respectivamente); mientras que para la fibra dopada EDOS103 (Tabla 9) se obtuvieron variaciones de -46.993 y -44.660 dBm, para 1542 nm y 1549 nm respectivamente. Los resultados medidos para la desviación estándar reportada en las tablas 10 y 11, de ± 41.967 dBm (0.063 μ W) para la fibra DF1500E y ± 49.226 dBm (0.011 μ W) para la fibra dopada EDOS103 fueron también similares a los valores de -40.99 y -41.42 determinados para la fibra DF1500E (Tabla 8) y de -51.311 y -49.245 dBm, calculados para la fibra EDOS103 (Tabla 9). Por lo tanto, debido a que los cambios medidos al modificar el estado de polarización del haz de bombeo son similares a los obtenidos cuando la longitud de onda usada para la cancelación del efecto de la birrefringencia no coincide con la longitud de onda de emisión, se cree que pueden ser ocasionados por el mismo efecto. Sin embargo, es necesario realizar más trabajo de investigación para poder determinar su origen.

Tabla 12. Resultados de potencia máxima de la emisión en 1536.9 nm para la fibra dopada EDOS103. Para los distintos estados de polarización lineales del bombeo óptico.

Ángulo azimutal del estado de polarización lineal en grados (°)	Potencia (dBm)
0	-38.991
15	-38.124
30	-38.564
45	-38.941
60	-38.612
75	-38.156
90	-38.834
105	-38.234
120	-38.996
135	-38.134
Potencia media (\bar{x}_{b2})	-38.587
Desviación estándar (σ_{b2})	-49.226
Variación entre la potencia máxima y mínima (Δ_{b2})	-45.521

Tabla 13. Potencias obtenidas al variar el estado de polarización del bombeo y al cancelar la birrefringencia (para las longitudes que no coinciden con la emisión láser).

Experimento	Variación del estado de polarización del bombeo		Cancelación de la birrefringencia (para las longitudes donde la cancelación no coincide con la emisión)			
	DF1500E	EDOS103	DF1500E (1544 nm)	DF1500E (1552 nm)	EDOS103 (1542 nm)	EDOS103 (1549 nm)
Potencia media (\bar{x}) (dBm)	-32.258	-38.587	-30.170	-31.179	-39.453	-37.925
Desviación estándar (σ) (dBm)	-41.967	-49.226	-40.991	-41.420	-51.311	-49.245
Variación pot. Max-min (Δ) (dBm)	-36.815	-45.521	-37.012	-36.548	-46.993	-44.660

En la Tabla 13 se resumen las comparaciones mencionadas para las potencias promedio, desviación estándar y variación entre la potencia máxima-mínima. Puede verificarse al analizar esta tabla, que los resultados obtenidos al variar el estado de polarización del bombeo son comparables a los medidos para los casos donde la emisión láser no coincide con la longitud de onda a la que se aplicó la cancelación del efecto de la birrefringencia (Figuras 63 y 64). Desafortunadamente, a partir de esta información es difícil determinar si esto se debe a las fluctuaciones del estado de polarización en la cavidad producidas quizás por cambios ambientales (fluctuaciones térmicas, vibraciones mecánicas o acústicas).

5.4 Resumen de resultados

A continuación se enlistan las actividades desarrolladas para el estudio de la birrefringencia en un láser de fibra dopada de cavidad de anillo.

Usando dobles bobinados helicoidales, se canceló el efecto de la birrefringencia de dos fibras dopadas: Photonetics EDOS-103 y Fibercore DF1500E, para tres longitudes de onda distintas. Para ambas fibras dopadas se determinó que los estados de polarización lineales de entrada seguían siendo lineales a la salida de los bobinados helicoidales de fibra dopada y del multiplexor de bombeo (WDM). Sin embargo, a los estados de polarización de entrada es necesario agregarles una rotación debida a efectos ocasionados por el proceso de cancelación de la birrefringencia usando bobinados helicoidales.

Se determinó que como consecuencia de la rotación del estado de polarización, la cavidad formada por los bobinados helicoidales de fibra dopada y el multiplexor de bombeo producía una emisión láser inestable.

La inestabilidad es consecuencia de que el haz de luz que sale del anillo y entra de nuevo en la cavidad tiene cada vez un nuevo estado de polarización de entrada, por lo que no se reproduce el mismo patrón de interferencia a lo largo de la cavidad. Para evitar este cambio se propuso utilizar un polarizador cerca de la salida del anillo. Dicho polarizador permite reconstruir el estado de polarización inicial para la luz que reingresa a la cavidad láser.

Se observó que el incluir el polarizador corregía ampliamente el problema de estabilidad ocasionado por no tener un estado de polarización fijo a la entrada de la cavidad, impidiendo alcanzar un control completo de la birrefringencia en la cavidad que beneficiara a la emisión láser. Esto se observa claramente al comparar los espectros de emisión obtenidos en el arreglo con polarizador (Figuras 57 y 58).

Se observó que cuando la longitud de onda de emisión coincidía con la longitud de onda usada para la cancelación de la birrefringencia, la potencia de emisión se podía incrementar hasta en 5 dB. Más del doble de la potencia que en los casos donde la longitud de onda seleccionada para la cancelación del efecto de la birrefringencia no coincidía con la emisión láser.

En cuanto a la estabilidad de la potencia en función del tiempo, también se obtuvieron mejores resultados cuando la longitud de onda seleccionada para la cancelación del efecto de la birrefringencia coincide con la emisión (1536 nm). Esto es debido a que en el caso de la cancelación a 1536 nm, antes de los bobinados helicoidales dobles se tiene un estado de polarización lineal de entrada definido por el polarizador. Por lo tanto, a la salida se tiene un estado de polarización rotado, cuya rotación es corregida por el polarizador, por lo que el estado de polarización inicial se reconstruye de nuevo antes de reingresar a la cavidad. En otras palabras se controla la polarización de la cavidad para que se mantenga lineal antes y después de los bobinados helicoidales. En caso contrario, cuando no se tiene una cancelación de la birrefringencia a la longitud de onda de emisión, al reingresar a la cavidad el haz de luz tiene un estado lineal definido por el polarizador, pero después de viajar por el anillo, al llegar al polarizador tiene un estado de polarización arbitrario, el cual depende de la birrefringencia de los bobinados helicoidales dobles.

Se determinó que en una cavidad en la que no se ha cancelado el efecto de la birrefringencia, el estado de polarización del bombeo no produjo ningún efecto en la emisión láser. Se pensaba que la absorción anisótropa de los iones de erbio debida a la polarización del bombeo causaría algún efecto en la emisión láser. Sin embargo, el haz láser no se vio afectado. Considero que esto puede explicarse tomando en cuenta que la distribución de las secciones transversales de los iones de erbio es azarosa. En este caso, cualquier estado de polarización encontrará la misma cantidad de iones cuyas secciones transversales de absorción estén alineadas con él. De tal forma que debido a que no se controla la birrefringencia dentro de la fibra dopada, al cambiar el estado de polarización de la señal del bombeo, la luz que viaja por el anillo interactúa con un grupo distinto de iones de erbio excitados por el cambio del estado de polarización de la emisión láser dentro de la fibra dopada.

Capítulo 6 Conclusiones

Con base en lo propuesto y analizando los resultados obtenidos durante los experimentos realizados, se llegó a las siguientes conclusiones.

- Se desarrolló un arreglo de cavidad de anillo con control de la birrefringencia. En su construcción se usaron bobinados helicoidales dobles en la fibra dopada con erbio y el multiplexor de bombeo, un polarizador y dispositivos que no contribuían a la birrefringencia de la cavidad. Con este arreglo experimental se obtuvo una emisión multimodal sobre un rango de longitud de onda de 1536-1539 nm. El rango de operación fue dependiente de las características de emisión de la fibra dopada y de las pérdidas en la cavidad (se usaron empalmes mecánicos); mientras que las longitudes de onda de los modos longitudinales de oscilación variaron según la birrefringencia de los bobinados helicoidales dobles.
- Se determinó que existe una amplia dependencia de la emisión láser con la birrefringencia de la cavidad en el arreglo propuesto, debido a que las condiciones de la misma ocasionan efectos que degradan en gran medida la estabilidad de la potencia y el espectro de la emisión láser.
- Se desarrolló una metodología para controlar la polarización de la cavidad, basada en la caracterización del espectro de emisión de la cavidad de anillo en ausencia de bobinados dobles y del polarizador. Se canceló la birrefringencia usando bobinados dobles en el multiplexor y la fibra dopada con erbio, para tres de las longitudes de onda a las que se observó emisión láser en ausencia de bobinados dobles. Esto se realizó utilizando dos fibras dopadas con erbio distintas: Fibercore DF1500E y Photonetics EDOS103 (24 y 14 m, respectivamente).
- Con base en el análisis de los resultados obtenidos al cancelar la birrefringencia usando bobinados dobles, se desarrolló un modelo matricial de la birrefringencia de la cavidad de anillo construida. Este modelo permitió predecir la evolución del estado de polarización de la señal dentro de la cavidad de anillo y detectar la necesidad de agregar un polarizador lineal al final del mismo, con el fin de restablecer el estado de polarización lineal de entrada para el siguiente ciclo.

- La cavidad diseñada permitió obtener una emisión multilínea estable tanto en potencia como en su distribución espectral. Además, ajustando la cancelación de la birrefringencia a la longitud de onda de emisión láser, los resultados mostraron una mejoría notoria en estabilidad que produjo un incremento en la potencia del 299% para la fibra dopada con erbio EDOS103 y 277 % para la DF1500E, con respecto a los casos donde la longitud de onda usada para la cancelación de la birrefringencia no coincidía con la emisión láser. El caso que mostró tales resultados fue la longitud de onda de 1536 nm.
- Para una cavidad en la que no se controló la birrefringencia la emisión láser no se vio afectada por la variación del estado de polarización del bombeo óptico. Esto puede indicar que en las fibras utilizadas la distribución de las secciones transversales de los iones de erbio es azarosa y la excitación preferente de un grupo de iones por el bombeo polarizado da como resultado el mismo número de iones excitados para cualquier estado de polarización de entrada del bombeo. Además, debido a que no se controló la birrefringencia del anillo, al cambiar el estado de polarización de la señal de entrada, la luz que viaja por el anillo interactúa en cada ciclo con un grupo distinto de iones de erbio excitados. De esta forma, después de un número grande de ciclos, el haz que produce la emisión láser ha interactuado con todos los iones excitados, generando un haz de salida con la misma potencia para cada una de las longitudes de onda de emisión.

Lista de referencias bibliográficas

- Becker, P. C., Olsson, N., and Simpson, J. (1999). *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press. pp. 460.
- Bellemare, A., Karbsek, M., Riviere, C., Babin, F., He, G., Roy, V., and Schinn, G. G. (2001). A broadly tunable erbium-doped fiber ring laser: experimentation and modeling. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 7(1), 22-29.
- Feng, S., Lu, S., Peng, W., Li, Q., Feng, T., and Jian, S. (2013). Tunable single-polarization single-longitudinal-mode erbium-doped fiber ring laser employing a CMFBG filter and saturable absorber. *Optics & Laser Technology*, 47, 102-106.
- Georges, T. and Delevaque, E. (1992). Analytical modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers, *Opt. Lett.*, 17, 1113–1115.
- Huard, S. (1997). *Polarization of light*. Polarization of Light, by Serge Huard. ISBN 0-471-96536-7. Wiley-VCH, 1, 348.
- Newport Co. (2015.). *Fiber Polarization Controller*. Recuperado el 15 de julio del 2015, de: <http://www.Newport.com>: www.newport.com.
- Iizuka, K. (2002). *Elements of Photonics Vol. II For fiber and integrated optics*. New York: (Wiley series in Pure Applied Optics, Bahaa E.A. Saleh, ed.) Wiley-Interscience, John Wiley y Sons.
- Luo, A. P., Luo, Z. C., and Xu, W. C. (2009). Tunable and switchable multiwavelength erbium-doped fiber ring laser based on a modified dual-pass Mach-Zehnder interferometer. *Optics letters*, 34(14), 2135-2137.
- Park, N., and Wysocki, P. F. (1996). 24-line multiwavelength operation of erbium-doped fiber-ring laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8(11), 1459-1461.
- Paschotta, R. (2008). *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Vol. 2, *Fiber Lasers Versus Bulk Lasers*. Berlin: Wiley-VCH.
- Piskunov, N. (1996). *Cálculo diferencial e integral*. (Ed.) D.F., México: Limusa.
- Quimby, R. S. (2006). *Photonics and Lasers. An introduction*. New Jersey: Wiley-Interscience.
- Salcedo, L. F. (2014). Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia controlada. Tesis de maestría. Centro de Investigación Científica y Estudios Superiores de Ensenada. 20 p.
- Silvfast W. T. (2004), *Laser fundamentals*, (2a. ed.) Cambridge, pp. 371-383.
- Stokes, L. F., Chodorow, M., and Shaw, H. J. (1982). All-single-mode fiber resonator *Optics Letters*, 7(6), 288-290.
- Tentori, D. and Garcia-Weidner, A. (2013). Jones birefringence in twisted single-mode optical fibers. *Optics express*, 21(26), pp. 31725-31739.

- Tentori, D. y Garcia-Weidner, A. (2013) (b). Birrefringencia geométrica en una guía de onda óptica. Proceedings Mexican Optics and Photonics Meeting, 94-95.
- Treviño-Martínez, F., Tentori, D., Ayala-Díaz, C. and Mendieta-Jiménez, F. J. (2005). Birefringence assessment of single-mode optical fibers. *Opt. Express*, 13(7), 2556-2563.
- Ulrich, R., Rashleigh, S. C., and Eickhoff, W. (1980). Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Optics Letters*, 5(6), 273-275.
- Wang, L. J., Lin, J. T., and Ye, P. (1998). Analysis of polarization-dependent gain in fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(3), 413-418.

ANEXOS

Fibras dopadas con erbio

En esta sección se presentan las características de las fibras dopadas con erbio que fueron utilizadas en el láser de fibra construido. Las fibras son una Photonetics EDOS103 y la otra muestra es FIBERCORE DF1500E. En la Tabla 1 se muestran las características de cada una de ellas.

Tabla 1. Características de las fibras dopadas con erbio utilizadas en los experimentos.

EDF	EDOS103	DF1500E	unidades
Banda de operación	C-band	C-band	
Apertura numérica	.26	.241	
Atenuación	.76 (1535 nm)	1.85 (1530 nm)	dB/m
Concentración del dopante	80	40-45	ppm
Longitud	24	14	m

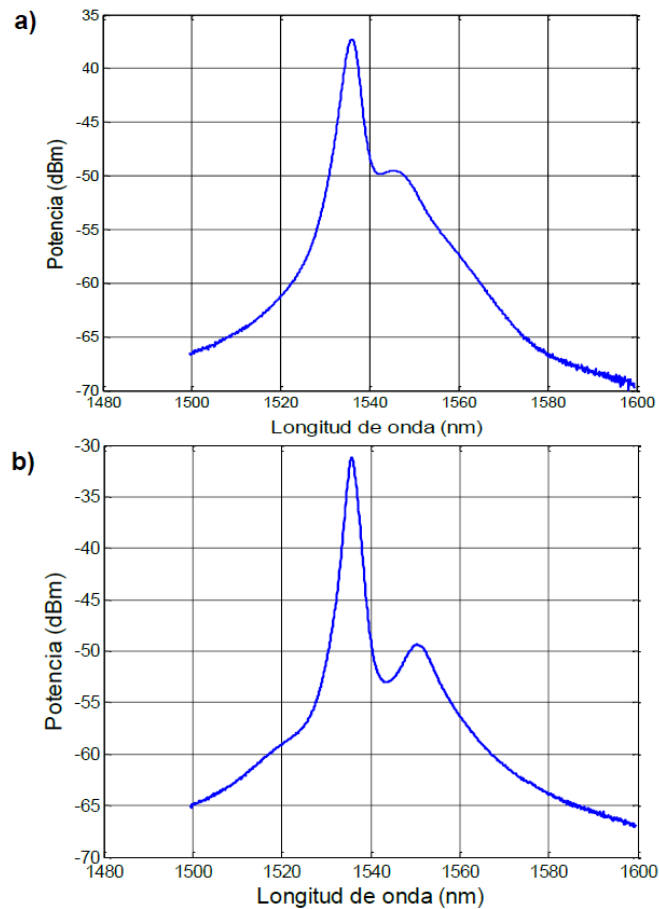


Figura 1. Espectros de fluorescencia. **a)** Fibra dopada con erbio EDOS103. **b)** Fibra dopada con erbio DF1500E. Ambas fibras fueron bombeadas con una potencia de 100 mW.