

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



**Programa de posgrado en Ciencias en Óptica con
orientación en Optoelectrónica**

**Efecto de la anisotropía de la fibra dopada con erbio sobre la
estabilidad espectral, en potencia y en polarización, de la
emisión de una fuente superluminiscente de doble paso**

Tesis

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

Presenta:

Ing. Marco Antonio Cortez Herrera

Ensenada, Baja California, México.
2015

Tesis defendida por
Ing. Marco Antonio Cortez Herrera
y aprobada por el siguiente comité

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director del Comité

Dra. Beatriz Cordero Esquivel

Dr. Alfonso García Weidner

Dr. Santiago Camacho López

Dr. Joel Santos Aguilar



Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del Posgrado en Ciencias en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Director de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Ing. Marco Antonio Cortez Herrera** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Efecto de la anisotropía de la fibra dopada con erbio sobre la estabilidad espectral, en potencia y en polarización, de la emisión de una fuente superluminiscente de doble paso

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director de tesis

Por lo general las fibras ópticas dopadas con iones de erbio (EDF) se utilizan en régimen de amplificación (EDFA) o como fuentes de emisión en diversos dispositivos ópticos (láseres de fibra óptica y en fuentes de banda ancha). En cualquier caso, el efecto de la anisotropía de los iones de erbio en los procesos de absorción, emisión estimulada y emisión espontánea no se evalúa a pesar de su potencial contribución al rendimiento de tales dispositivos. En este trabajo el eje rápido de birrefringencia de las EDF se utiliza como referencia para el análisis de sus propiedades anisótropas. Para determinar el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia de la EDF, se utilizaron las propiedades de la esfera de Poincaré y la evolución del estado de polarización de una señal de prueba (linealmente polarizada). Para mejorar la estabilidad de la polarización, el efecto de la birrefringencia residual inducida por la EDF y los componentes ópticos del arreglo experimental fue cancelado utilizando controladores de polarización helicoidales. El efecto de la anisotropía de los iones de erbio sobre la estabilidad espectral de la SFS, en potencia y en polarización se ha evaluado aplicando un haz de bombeo linealmente polarizado (980 nm) y variando su ángulo azimutal entre 0 y 90 °.

Palabras clave: SFS, EDF, Birrefringencia.

Abstract of the thesis presented by **Ing. Marco Antonio Cortez Herrera** as a partial requirement to obtain the Master in Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Effect of the anisotropy of the erbium ions in a double-pass superluminescent source on the stability of its spectral emission profile, power and polarization

Abstract approved by:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Thesis director

Optical fibers doped with erbium ions (EDF) are used in amplification regime (EDFA) or as emission sources in various optical devices (optical fiber lasers and broadband sources). In any case, the effect of the anisotropy of the erbium ions in the processes of absorption, stimulated emission and spontaneous emission is not evaluated in spite of its potential contribution to the performance of such devices. In this work the EDF's birefringence fast axis is used as reference for the analysis of the anisotropic properties. To determine the azimuthal angle of the EDF fast axis of birefringence, the properties of the Poincaré sphere and the evolution of the polarization state of a test signal (linearly polarized) were used. To improve polarization stability, the effect of the residual birefringence induced by the EDF and the optical components of the experimental arrangement was controlled using helical polarization controllers. The effect of the erbium ions anisotropy on the spectral stability of the SFS, its power emission and polarization has been evaluated applying a linearly polarized pump beam (980 nm) and varying its azimuthal angle between 0 and 90°.

Keywords: SFS, EDF, Birefringence.

Dedicatorias

A mis amados padres, por su apoyo y su amor plasmado en ayuda para lograr alcanzar mis sueños.

Agradecimientos

A Dios por permitirme lograr alcanzar mis metas y vivir cada experiencia.

A mi familia por el apoyo mostrado en todo momento.

A mi directora de tesis, Dra. Diana Tentori, primeramente le agradezco por ser una excelente persona y asesora, por compartir sus conocimientos, por su paciencia y por su guía durante el desarrollo de este gran proyecto.

A los miembros del comité de tesis, Dra. Beatriz Cordero Esquivel, Dr. Alfonso García Weidner, Dr. Santiago Camacho López, Dr. Joel Santos Aguilar, gracias por dedicar su tiempo a este proyecto y por sus valiosos consejos.

A Miguel Farfán, gracias por compartir sus experiencias y conocimientos, pero sobre todo por ser un buen amigo.

Agradezco al Dr. Joel por su asesoría durante el proceso experimental de este trabajo de investigación.

A todos mis amigos de generación por compartir estas experiencias de vida en los buenos y malos momentos.

Agradezco al personal académico del departamento de óptica por compartir su tan valioso conocimiento y experiencias.

Al personal administrativo del departamento de óptica por su apoyo incondicional.

Gracias a Conacyt por otorgarme la beca para llevar a cabo mis estudios de posgrado

Tabla de contenido

Resumen en español	iii
Resumen en inglés.....	iv
Dedicatorias.....	v
Agradecimientos	vi
Lista de figuras.....	x
Lista de tablas	xvii
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Fuente superluminiscente basada en fibra óptica	1
1.2 Hipótesis	5
1.3 Objetivos	5
1.4 Metas	5
Capítulo 2. Caracterización de la birrefringencia en fibras ópticas dopadas con iones de erbio	6
2.1 Definiciones	6
2.1.1 Medio anisótropo	6
2.1.2 Estado de polarización de la luz (SOP)	6
2.1.3 Parámetros usados para definir el SOP de la luz	9
2.1.4 Matrices y vectores de Jones	11
2.1.5 Parámetros de Stokes	13
2.1.6 Parámetros de Stokes y su representación sobre la esfera de Poincaré.....	15
2.2 Retardadores homogéneos.....	17
2.2.1 Matrices de Jones.....	17
2.2.2 Matrices de Mueller.....	18
2.3 Birrefringencia en fibras ópticas	19
2.3.1 Ejes de birrefringencia y geometría de la sección transversal de la fibra	19
2.3.2 Evolución del SOP de una señal en un retardador homogéneo	22
2.3.3 Medida de la birrefringencia residual en fibras ópticas dopadas con erbio	22
2.3.4 Eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio.....	25
2.3.5 Método de recorte y barrido espectral	27
2.4 Cancelación del efecto de birrefringencia utilizando bobinados helicoidales	28

2.4.1 Birrefringencia inducida por torsión en una fibra óptica	28
2.4.2 Descripción geométrica de un bobinado helicoidal	29
2.4.3 Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales dobles.....	31
Capítulo 3. Fuentes superluminiscentes.....	32
3.1 Emisión espontánea amplificada (ASE)	33
3.2 Diagrama del sistema láser vidrio de sílice: Er ³⁺	34
3.2.1 Espectroscopia del sistema láser de vidrio dopado con erbio Er3 +.....	34
3.2.2 Niveles de energía para un sistema láser de tres niveles.....	35
3.2.3 Simplificación a un sistema láser de 2 niveles	36
3.2.4 Fluorescencia	37
3.2.5 Secciones transversales de emisión y absorción	38
3.3 Fuente superluminiscente de fibra óptica (SFS)	39
3.4 Fluorescencia polarizada	41
3.4.1 Medida del SOP de la emisión fluorescente	42
3.4.2 Relevancia del ángulo azimutal del SOP de bombeo óptico.....	43
3.5 Modelo teórico para una SFS	44
Capítulo 4. Construcción de una fuente superluminiscente de fibra dopada con iones de erbio	48
4.1 Antecedentes	48
4.1.1 Arreglo experimental para una fuente SFS dopada con Er3 + de polarización estable (Falquier, D.G., <i>et al.</i> , 2000).....	48
4.1.1.1 Proceso experimental.....	49
4.1.1.2 Observaciones.....	50
4.1.2 Arreglo experimental para una fuente SFS de alta estabilidad a su longitud de onda media de emisión (Li, Y. <i>et al.</i> , 2013).....	51
4.1.2.1 Proceso experimental	51
4.1.2.2 Observaciones.....	52
4.2 Fuentes SFS implementadas para esta tesis.....	52
4.2.1 Fuente superluminiscente de un solo paso.....	53
4.2.1.1 Operación experimental fuentes superluminiscentes de un solo paso	54
4.2.2 Fuente superluminiscente de doble paso	55
4.2.2.1 Operación experimental fuente superluminiscente de doble paso	56
4.2.3 Dispositivos de fibra óptica usados en las SFS	58

4.2.3.1 Fibras dopadas con erbio	58
4.2.3.2 Diodo de bombeo de 980 nm	59
4.2.3.3 Aislador para el diodo de bombeo	59
4.2.3.4 WDM (multiplexor de bombeo/aislador).....	60
4.2.3.5 Filtro sintonizable.....	60
4.2.3.6 Analizador de polarización.....	61
4.2.3.7 Analizador de espectro óptico	62
4.2.3.8 Láser sintonizable en la banda de 1550 nm	62
4.2.3.9 Polarímetro para 980 nm	62
4.3 Control de polarización en los dispositivos que integran a las SFS	62
4.3.1 Creación del marco de referencia.....	63
4.3.2 Cancelación del efecto de birrefringencia del acoplador/aislador WDM en la longitud de onda central de la banda de amplificación	64
4.3.3 Arreglo experimental para la caracterización del eje rápido de birrefringencia en bobinados helicoidales de longitud extensa.....	66
4.3.3.1 Estabilidad de polarización de los bobinados helicoidales de fibra láser..	67
Capítulo 5. Análisis y resultados	69
5.1 Caracterización del eje rápido de birrefringencia para dos bobinados helicoidales de fibra óptica dopada con erbio.....	69
5.2 Análisis de la emisión de una fuente SFS utilizando como referencia el eje rápido de birrefringencia	71
5.3 Resultados obtenidos para la fuente superluminiscente de un solo paso.....	73
5.3.1 Análisis del espectro de emisión de las fuentes SFS de un solo paso	74
5.3.2 Análisis del SOP del espectro de emisión de las fuentes SFS de un solo paso	83
5.4 Resultados para la fuente superluminiscente de doble paso	86
5.4.1 Análisis del espectro de emisión de la fuente SFS de doble paso.....	87
5.4.2 Análisis del SOP del espectro de emisión de las fuentes SFS de doble paso	92
Capítulo 6. Conclusiones.....	95
Otros resultados.....	97
Lista de referencias bibliográficas	98

Lista de figuras

Figura		Página
1	Arreglo SFS's a) en copropagación con el bombeo óptico. b) en contrapropagación con el bombeo óptico.....	3
2	Arreglo experimental usado para generar ASE (primera etapa copropagación y segunda etapa contrapropagación).....	3
3	Arreglo experimental para generar ASE en copropagación con el bombeo óptico.....	4
4	Campos vectoriales: eléctrico y magnético de una onda transversal viajando en la dirección z.....	7
5	Sistema óptico en coordenadas cartesianas xyz de mano derecha (izquierda) y punto P asociado a la punta del vector de campo eléctrico (derecha).....	7
6	Elipse de polarización y sus principales parámetros.....	10
7	Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré).....	15
8	Representación de los estados de polarización en la esfera de Poincaré.....	16
9	Efecto de polarización lineal 45° al pasar por retardador $\lambda/4$	17
10	a) Fibra óptica con núcleo circular. b) Fibra birrefringente debido a la geometría elíptica del núcleo. c) Fibra birrefringente debido a efecto fotoelástico.....	20
11	Esta trayectoria circular describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con incrementos de 15° para el ángulo azimutal (ψ) de la polarización de entrada.....	20
12	Este círculo mayor en la esfera describe la evolución del estado de polarización de un retardador circular (izquierdo o derecho); no cambia sin importar el valor del ángulo azimutal (ψ).....	21
13	Esta trayectoria circular describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico, con inclinación de 30° e incrementos de 15° para el ángulo azimutal (ψ) de la polarización de entrada.....	21

Figura		Página
14	Barrido espectral obtenido para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó de 1511 a 1571 nm con pasos de 6 nm. Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (Treviño-Martínez <i>et al.</i> , 2005).....	23
15	Vista lateral de las curvas mostradas en la figura 14. Esta vista permite diferenciar la evolución de la polarización de salida entre los diferentes ángulos azimutales de entrada (mostrados con el mismo color). Note que cada trayectoria no es una curva plana (Treviño-Martínez <i>et al.</i> , 2005).....	23
16	Barrido espectral obtenido en el laboratorio para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó para un rango de longitudes de onda entre 1520 y 1570 nm con pasos de 5 nm. Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada.....	24
17	a) Simulación de la evolución de polarización para un retardador elíptico (diferentes ángulos azimutales de la polarización de entrada). b) Inclinación de los estados de polarización y determinación del ángulo de elevación ($(\frac{\pi}{2} - \sigma) = \xi$) (Treviño-Martínez <i>et al.</i> , 2005).....	25
18	Círculos mayores descritos por el estado de polarización de salida cuando la señal linealmente polarizada de entrada rota 360°.....	25
19	La trayectoria seguida por la evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de un retardador elíptico describe un círculo alrededor del eje de simetría definido por los eigenmodos de polarización.....	26
20	Arreglo óptico utilizado para seguir la evolución del estado de polarización de la señal a lo largo de la fibra.....	28
21	Representación geométrica de un bobinado helicoidal.....	30
22	Espectros de emisión ASE a partir de un amplificador de fibra. Con el aumento de potencia, el espectro óptico se desplaza hacia longitudes de onda más cortas (donde la ganancia crece más rápidamente) y el perfil espectral se hace más estrecho (Paschotta, R, 2015).....	32
23	Niveles de energía más significativos del erbio Er^{3+}	33

Figura		Página
24	a) Sistema de tres niveles y principales transiciones. b) Desdoblamiento a subniveles debido a la interacción con el campo cristalino.....	35
25	Sistema láser de dos niveles: aproximación para el sistema láser de tres niveles del vidrio de sílice dopado con Er^{3+}	37
26	Emisión espontánea amplificada (ASE) producida por bombeo óptico en una fibra óptica dopada con iones de erbio.....	40
27	Simulación de una SFS de solo un paso basada en una fibra óptica dopada con iones de erbio; se muestran ambas direcciones de emisión ASE cuando se aplica un bombeo óptico de 976 nm con una potencia de bombeo de 100 mW a la entrada de la fibra (Digonnet, M., 2001 , p. 377).....	41
28	Fuente SFS experimental con salida polarizada, configuración en contrapropagación con bombeo óptico (ASE-) (Digonnet, M., 2001, p.388).....	42
29	Arreglo para la evaluación de la SOP en arreglos experimentales...	43
30	Arreglo experimental para una fuente SFS de doble paso (de fibra dopada con Er^{3+}) de polarización estable (Falquier, D.G., <i>et al.</i> , 2000).....	49
31	Arreglo experimental para una fuente SFS de alta estabilidad a su longitud de onda media de emisión (Li, Y. <i>et al.</i> , 2013).	50
32	Espectros de emisión SFS's basados en EDF. a) SFS doble paso con filtro EDF, b) SFS doble paso sin filtro EDF, c) SFS un solo paso con filtro EDF y d) SFS un solo paso sin filtro EDF (Li, Y. <i>et al.</i> , 2013).....	52
33	Fuente SFS de un solo paso. La emisión se copropaga con el bombeo óptico (ASE+).....	53
34	Fuente SFS de un solo paso. La emisión (ASE-) se contrapropaga con el bombeo óptico.	54
35	Control del SOP del bombeo óptico para una fuente SFS de un solo paso con configuración en copropagación (bombeo óptico y ASE+).....	54
36	Control del SOP del bombeo óptico para una fuente SFS de un solo paso con configuración en contrapropagación (bombeo óptico y ASE-).....	55

Figura		Página
37	Arreglo experimental para fuente superluminiscente de doble paso..	56
38	Sección de análisis de polarización de bombeo óptico a la salida del WDM.....	57
39	Configuración patillaje diodo laser de emisión $\lambda = 980 \text{ nm}$	59
40	Diagrama aislador óptico insensible a la polarización $\lambda = 980 \text{ nm}$	60
41	Diagrama de acoplador/aislador WDM y sus respectivas características.....	60
42	Filtro sintonizable marca Newport con conectores de fibra óptica.....	61
43	Arreglo polarimétrico implementado para efectos de creación de marco de referencia y cancelación del efecto de la birrefringencia...	63
44	Marco de referencia creado a la longitud de onda: $\lambda = 1533 \text{ nm}$	64
45	Cancelación de birrefringencia: obtención de polarización circular a la salida del WDM utilizando el doble bobinado helicoidal.....	65
46	Cancelación del efecto de la birrefringencia: verificación de la trayectoria del SOP de salida en el WDM al realizar un barrido utilizando el cristal polarizador (0° a 120°).....	66
47	Arreglo experimental para la caracterización del eje rápido de birrefringencia en bobinados helicoidales de longitud extensa.....	66
48	Trayectoria circular del SOP de salida bobina 1 (fibra óptica fibercore modelo M5-980-125 de longitud 6 m).	70
49	Trayectoria circular del SOP de salida bobina 2 (fibra óptica INO NOI modelo 402L7 de longitud 30 m)	70
50	Esquema conector de fibra óptica.	72
51	Alineación del SOP de bombeo óptico respecto al ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia.	72
52	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo 45 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.	74

Figura		Página
53	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo 45 <i>mW</i>), análisis a 1533 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.	75
54	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE - (potencia de bombeo de 90 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	76
55	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 90 <i>mW</i>), análisis a 1533 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	77
56	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo de 12 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	78
57	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo de 12 <i>mW</i>), análisis a 1533 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	78
58	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 40 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	79

Figura		Página
59	Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 40 <i>mW</i>), análisis a 1533 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	80
60	Comparación entre la emisión en potencia de las dos configuraciones de SFS de un solo paso (copropagación y contrapropagación con bombeo óptico) para el bobinado helicoidal 1 y el bobinado helicoidal 2.....	81
61	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE + (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	83
62	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE - (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	83
63	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE + (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	84
64	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE - (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	84
65	Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 45 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	87

Figura		Página
66	Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 45 <i>mW</i>), análisis a 1533 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	88
67	Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 20 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	90
68	Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 20 <i>mW</i>), análisis a 1550 <i>nm</i> . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.....	90
69	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de doble paso (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	93
70	Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de doble paso+ (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 <i>nm</i> , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 <i>nm</i>	93

Lista de tablas

Tabla		Página
1	Parámetros para definir el SOP de la luz.....	11
2	Vectores de Stokes para los estados fundamentales de polarización.....	14
3	Definiciones del SOP de la luz, casos generales.....	14
4	Matrices de Mueller de los retardadores utilizados para describir la birrefringencia de una fibra monomodo (Treviño-Martinez <i>et al.</i> , 2005).....	18
5	Parámetros utilizados para determinar el valor del ángulo azimutal de birrefringencia de los bobinados helicoidales.....	71
6	Anchura a media altura bobina 1, fuente SFS de solo un paso, configuración de copropagación.....	76
7	Anchura a media altura bobina 1 fuente SFS solo un paso configuración copropagación.....	77
8	Anchura a media altura bobina 2 fuentes SFS de solo un paso configuración copropagación.....	79
9	Anchura a media altura bobina 2 fuente SFS solo un paso con configuración copropagación.....	80
10	Grado de polarización de los resultados obtenidos para las diferentes configuraciones de SFS de un solo paso.....	85
11	Anchura a media altura bobina 1 de la fuente SFS de doble paso.....	89
12	Anchura a media altura bobina 2 de la fuente SFS de doble paso.....	91
13	Grado de polarización de los resultados obtenidos para las diferentes configuraciones de SFS de doble paso.....	94

Capítulo 1. Introducción

Las fuentes superluminiscentes de fibra dopada con erbio (SFS's) son fuentes de luz ideales para ser utilizadas en sensores ópticos y para la caracterización de dispositivos en el área de comunicaciones. Esto se debe principalmente a que mantienen estable su longitud de onda media y a que presentan un espectro de salida de banda ancha (emisión espontánea amplificada, ASE) en el que la inestabilidad en la potencia de su emisión es reducida (Li *et al.*, 2013).

Para la operación de estas fuentes de luz, es importante garantizar la estabilidad de su emisión. Para lo cual es necesario que la población completa de iones de erbio participe en el proceso de amplificación de la emisión espontánea. Por esta razón es necesario controlar el estado de polarización de los haces involucrados, ya que los procesos de emisión (espontánea y estimulada) dependen de la anisotropía de los iones Er^{3+} de la fibra dopada con erbio (EDF).

1.1 Fuente superluminiscente basada en fibra óptica

Las fuentes superluminiscentes, también llamadas fuentes ASE (Amplified Spontaneous Emission), son fuentes de luz de banda espectral amplia basadas en el fenómeno de superluminiscencia. Esencialmente se componen, al igual que los láseres de fibra, de un medio de ganancia en el cual se produce la amplificación de la luz luminiscente (ASE) por medio de una excitación externa (bombeo óptico) (Paschotta, 2008). Estas fuentes de radiación se basan en la utilización de fibras fuertemente dopadas con tierras raras (erbio, iterbio, etc.), las cuales tienen un ancho de banda óptico considerablemente amplio en comparación con las fuentes de radiación superluminiscente de semiconductor.

Como se mencionó, las fuentes superluminiscentes de fibra dopada con erbio (SFSs) son de gran interés debido a su espectro de salida de banda ancha y a la estabilidad de su longitud de onda media. Al respecto, podemos mencionar que comparada con la de un láser, la coherencia temporal de una fuente superluminiscente es baja, debido a su amplio ancho espectral de emisión. Esto reduce en gran medida la tendencia a

presentar moteado y por tanto, la aleatoriedad en la distribución de energía en el haz, la cual se observa frecuentemente en haces de luz láser provenientes, por ejemplo, de diodos láser. Otra de sus características importantes es que la intensidad de salida de las fuentes superluminiscentes está muy localizada (como la de un haz láser). Además, debido a que poseen una alta coherencia espacial, su distribución de intensidad es muy uniforme, por lo que se puede obtener un haz con intensidad de salida más alta que la proporcionada por una fuente de luz incandescente.

Debido a sus características, esta clase de fuentes superluminiscentes resultan de gran interés para aplicaciones industriales y de investigación, por ejemplo, tomografía óptica coherente en el área médica, caracterización de dispositivos en el área de comunicaciones, sensores ópticos, giróscopos, etc. Además actualmente se analiza su posible utilización como fuentes de luz para multiplexado espectral denso (DWDM).

Las fuentes SFSs suelen construirse utilizando dos configuraciones principales, las cuales, se caracterizan por el método de bombeo utilizado para generar la emisión ASE en fibras dopadas con erbio (EDF's). Usualmente se clasifican como arreglos en los que la emisión ASE de interés se copropaga o se contrapropaga, con respecto al bombeo óptico aplicado. En la configuración en copropagación, la luz de bombeo se acopla a través de un multiplexor (WDM) a un tramo de EDF. La emisión espontánea amplificada (ASE) que viaja en copropagación con el bombeo forma el haz de salida de esta SFS (Figura 1.a).

Una fuente SFS basada en la configuración de contrapropagación, se construye utilizando un diodo láser de bombeo acoplado a través de un multiplexor (WDM) de fibra óptica, con un tramo de fibra dopada con erbio. El ASE (amplificado en la EDF) en contrapropagación viaja en dirección opuesta al bombeo, se separa del bombeo por el WDM y su potencia se mide a través de un analizador con un fotodetector de germanio (Figura 1.b).

Cabe señalar que ambas configuraciones experimentales incluyen en la práctica uno o dos controladores de polarización (PC).

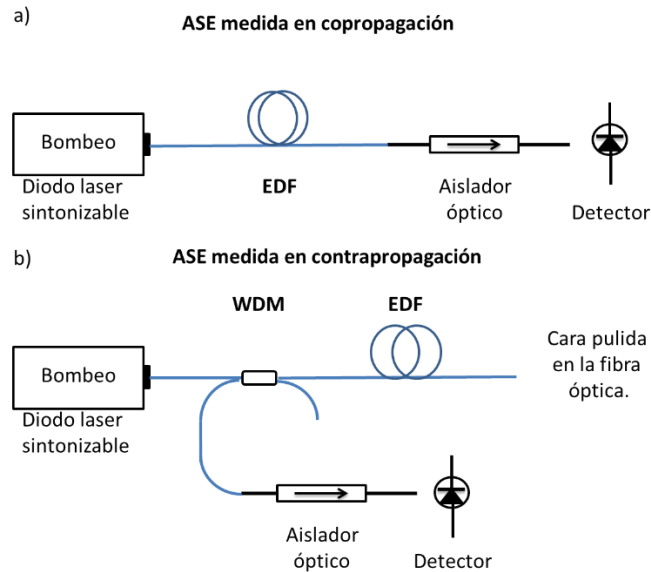


Figura 1. Arreglo SFS's a) en copropagación con el bombeo óptico. b) en contrapropagación con el bombeo óptico.

Recientemente, con el fin de obtener una emisión superluminiscente polarizada, se ha propuesto el uso de un arreglo de doble paso (Falquier, 1996). La primera etapa de dicho arreglo usa una configuración de copropagación y la segunda opera en contrapropagación (figura 2).

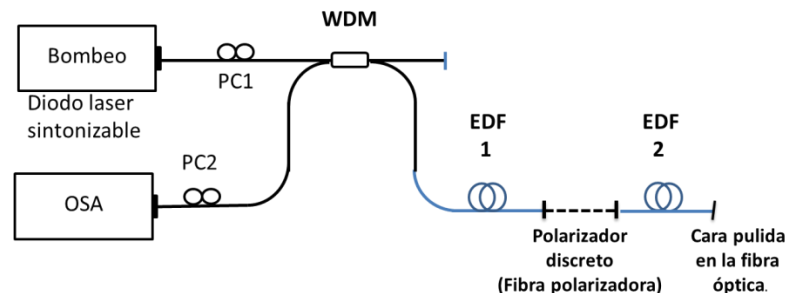


Figura 2. Arreglo experimental usado para generar ASE (primera etapa copropagación y segunda etapa contrapropagación).

El sistema de doble paso incluye un diodo láser de bombeo de 1470 nm, acoplado a través de un multiplexor (WDM) de fibra óptica, un polarizador discreto (fibra polarizadora o de una sola polarización) entre dos secciones de fibra óptica dopada con erbio (EDF) a la salida del WDM. La principal característica de este arreglo es la adición de un polarizador discreto con el que se estimula el crecimiento en potencia de la componente ASE polarizada.

Recientemente se ha planteado otra alternativa para generar el ASE en copropagación con el bombeo óptico, esta alternativa incluye un diodo láser de bombeo acoplado a un multiplexor (WDM), una fibra óptica EDF a la salida del WDM, un espejo de Faraday (FRM) y un aislador óptico que elimina la retroalimentación en el sistema (figura 3) (Li *et al.*, 2013). En este sistema, la emisión ASE se genera en copropagación con el bombeo óptico y posteriormente ambas son reflejadas por el espejo de Faraday (FRM) regresando al multiplexor para dirigirla hacia un analizador de espectro.

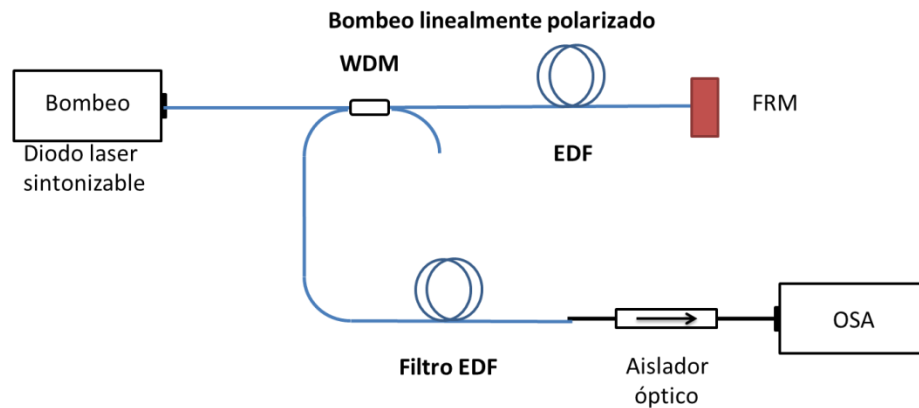


Figura 3. Arreglo experimental para generar ASE en copropagación con el bombeo óptico.

Cabe señalar que se considera que en una EDF el proceso de absorción de la luz es anisótropo. Esto significa que cuando se bombea la fibra con un haz linealmente polarizado (BP1), debido a la anisotropía de los iones de erbio sólo parte de la población es excitada. Se supone que el resto de los iones pueden excitarse con un segundo haz (BP2) polarizado ortogonalmente al haz BP1. En los trabajos hasta ahora publicados se presume que el estado de polarización lineal de entrada del bombeo se mantiene sin modificaciones conforme se propaga a través de la fibra (Li *et al.*, 2013; Falquier, 1996). Sin embargo, en la práctica, la birrefringencia residual de las fibras monomodo no es nula. Con el fin de entender el efecto de la anisotropía de los iones de erbio sobre la emisión ASE de la fibra (estabilidad en potencia, banda espectral y estado de polarización) es importante medir la birrefringencia de las componentes que integran a la SFS.

1.2 Hipótesis

Se considera que los iones de erbio se encuentran fijos dentro de la estructura vítrea por lo que debido a la anisotropía de dichos iones, el estado de polarización de la luz emitida está determinado por el estado de polarización del haz de bombeo.

1.3 Objetivos

En este proyecto se propone estudiar el efecto combinado del estado de polarización del haz de bombeo y la birrefringencia residual de la fibra dopada con erbio (EDF), sobre la estabilidad del espectro de potencia de la luz emitida.

1.4 Metas

1. Estudio del proceso de emisión ASE utilizando un haz de bombeo polarizado sobre dos fibras ópticas EDF con coeficientes de absorción distintos y birrefringencias residuales distintas.

2. Caracterización de una fuente superluminiscente basada en un arreglo de solo un paso (estabilidad en potencia, banda espectral y estado de polarización).

3. Caracterización de una fuente superluminiscente basada en un arreglo de doble paso (estabilidad en potencia, banda espectral y estado de polarización).

4. Determinación del efecto de la anisotropía de los iones de erbio sobre la emisión ASE para dos tipos de EDF.

En este proyecto se estudiará inicialmente un arreglo óptico en el que la emisión ASE viaja sólo una vez a través de la EDF, usando un bombeo linealmente polarizado. Posteriormente se estudiará el caso en que la luz de bombeo reflejada por un espejo de Faraday excita a la población de iones de erbio que no absorbieron el bombeo inicial.

Capítulo 2. Caracterización de la birrefringencia en fibras ópticas dopadas con iones de erbio

2.1 Definiciones

La polarización es una característica de importancia en la luz cuando las ondas electromagnéticas que inciden sobre un medio cristalino experimentan un cambio según su dirección de propagación. En un medio no acotado el cambio en el estado de polarización se debe a las propiedades físicas del material por el que viaja la luz, las cuales dependen de su estructura atómica y molecular. En una guía de onda también participa el perfil geométrico de la guía.

2.1.1 Medio anisótropo

Según la estructura atómica existen dos categorías principales de medios ópticos:

- **ISÓTROPOS**

Medios ópticos en los cuales el índice de refracción (n) no depende de la dirección de propagación de la onda incidente (vector de propagación \mathbf{k}).

- **ANISÓTROPOS**

Medios ópticos en los cuales el índice de refracción depende de la dirección de propagación (\mathbf{k}) de la onda incidente.

Por lo tanto, una onda propagándose en cualquier dirección de un medio óptico isótropo siempre distingue solo un índice refracción en cualquiera de sus direcciones. Así mismo, en un medio anisótropo, la onda incidente percibe un índice de refracción diferente según su dirección de propagación.

2.1.2 Estado de polarización de la luz (SOP)

Se dice que las ondas electromagnéticas, como la luz, son ondas transversales, debido a que los campos eléctrico (campo vectorial \mathbf{E}) y magnético (campo vectorial \mathbf{H}), perpendiculares entre sí, son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda.

Por lo general se considera que la luz viaja a lo largo del eje z , en dirección positiva (figura 4).

La descripción del estado de polarización de las ondas de luz (lineal, circular o elíptico) propuesta por R. Jones (Jones, R. Clark, 1941), utiliza un sistema cartesiano xyz de mano derecha. En él se define al plano xy como el *plano de polarización*, sobre el que se proyecta al campo vectorial eléctrico para definir al estado de polarización de la luz.

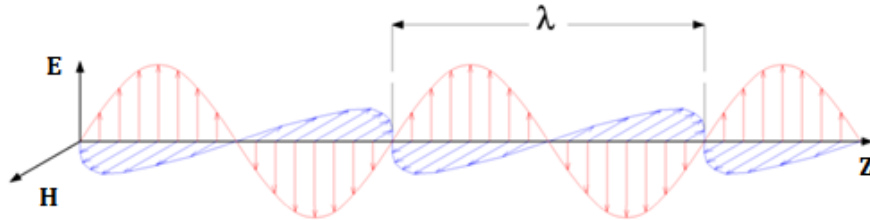


Figura 4. Campos vectoriales: eléctrico y magnético de una onda transversal viajando en la dirección z .

Considerando el sistema anterior, para determinar el estado de polarización de la luz es necesario primero definir el marco de referencia que se va a utilizar, es decir, la orientación de los ejes x y y con respecto al medio óptico, por ejemplo un retardador (figura 5).

En la figura 5 la onda de luz se describe en el plano xy para cada instante de tiempo y se considera que la placa óptica (retardador o polarizador parcial) tiene sus ejes de birrefringencia alineados con los ejes $x'y'$.

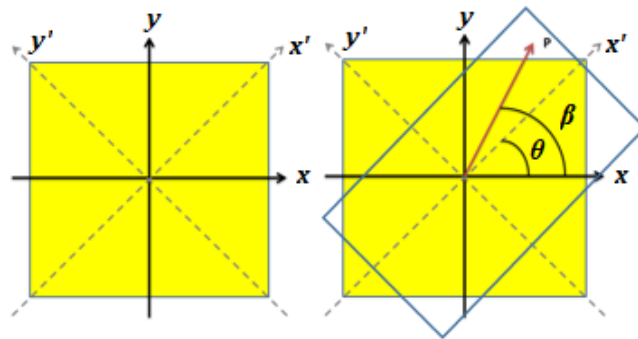


Figura 5. Sistema óptico en coordenadas cartesianas xyz de mano derecha (izquierda) y punto P asociado a la punta del vector de campo eléctrico (derecha).

Si se considera una onda plana monocromática que atraviesa la placa óptica,

$$E = A \exp[i(\varphi + \omega t)] , \quad (1)$$

por conveniencia, puede reescribirse separadamente al campo eléctrico en términos de sus componentes x y y , perpendiculares a su dirección de propagación:

$$E_x = A_x \exp[i(\varphi_x + \omega t)] , \quad (2)$$

$$E_y = A_y \exp[i(\varphi_y + \omega t)] ; \quad (3)$$

donde las amplitudes y las fases de cada componente en x y y son reales.

En medios anisótropos las componentes del campo eléctrico perciben diferentes índices de refracción (llamados índice ordinario y extraordinario) y viajan con diferentes velocidades de propagación creándose un retardo entre ellas. Este retardo se expresa como una fase relativa que depende del grosor de la placa:

$$\varphi = k_0(n_e - n_o)d. \quad (4)$$

Utilizando las ecuaciones 2 y 3, puede determinarse la onda que emerge de la placa con ejes de birrefringencia alineados con los ejes x' y y' , si se conocen las componentes de campo eléctrico $E_{x'0}$ y $E_{y'0}$.

$$E_{x'1} = E_{x'0} \cdot \exp\left[-i\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right)(n_{x'} - ik_{x'})\right] = N_{x'}E_{x'0} , \quad (5)$$

$$E_{y'1} = E_{y'0} \cdot \exp\left[-i\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right)(n_{y'} - ik_{y'})\right] = N_{y'}E_{y'0} ; \quad (6)$$

donde $n_{x'}$ y $n_{y'}$ son los índices de refracción que percibe cada componente del campo eléctrico, $k_{x'}$ y $k_{y'}$ son los coeficientes de extinción que se observan para cada dirección de propagación, d es el espesor de la placa y λ es la longitud de onda.

Ahora, si se traza un punto P imaginario (figura 5) en el plano cartesiano y se considera que los ejes $x'y'$ del dispositivo giran en sentido contrario al reloj un ángulo w (diferencia entre ángulos β y θ), se obtiene el campo eléctrico de la placa en función del campo eléctrico de la onda de luz,

$$E_{x'} = E_x \cos(w) + E_y \sin(w) \quad (7)$$

$$E_{y'} = -E_x \sin(w) + E_y \cos(w). \quad (8)$$

Sin embargo, lo que realmente interesa es el campo eléctrico de la onda de luz a la salida de la placa, debido a que éste contiene la información de la polarización. Para obtenerlo se realiza un cambio del marco de referencia en las ecuaciones 7 y 8, para obtener E_x y E_y en el marco de referencia de los ejes de birrefringencia de la placa y posteriormente hacer una relación con las ecuaciones 5 y 6, obteniéndose así el campo eléctrico de la onda de luz a la salida de la placa:

$$E_{x1} = (N_{x'} \cos^2 w + N_{y'} \sin^2 w) E_{x0} + (N_{x'} - N_{y'}) \sin w \cos w E_{y0} \quad (9)$$

$$E_{y1} = (N_{x'} - N_{y'}) \sin w \cos w E_{x0} + (N_{x'} \sin^2 w + N_{y'} \cos^2 w) E_{y0}. \quad (10)$$

2.1.3 Parámetros usados para definir el SOP de la luz

La elipse de polarización es una ecuación geométrica que permite describir los estados de polarización de la luz al atravesar un medio anisótropo (Hecht, 2002, p. 228).

Si se considera una onda plana propagándose en la dirección del eje z de un sistema de coordenadas cartesiano xyz . El campo eléctrico se puede considerar separadamente, como la suma de dos campos perpendiculares que se propagan en la dirección normal al plano xy que los contiene

$$\vec{E} = E_x + E_y = A_x \cos[\omega t - kz + \delta_x] + A_y \cos[\omega t - kz + \delta_y]. \quad (11)$$

Cambiando el origen del tiempo se introduce un retardo de fase δ , de E_y respecto a E_x

$$\delta = \delta_y - \delta_x, \quad (12)$$

$$E_x = A_x \cos[\omega t - kz]; \quad (13)$$

$$E_y = A_y \cos[\omega t - kz + \delta]. \quad (14)$$

Utilizando 13 y 14 para seleccionar un punto cualquiera en el espacio, se puede obtener la ecuación paramétrica de la elipse de polarización:

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2 \cos \delta}{A_x A_y} E_x E_y = \sin^2 \delta. \quad (15)$$

Los principales parámetros geométricos que permiten una completa especificación de la polarización (Figura 6), son los siguientes:

- **Angulo azimutal (ψ).** Es una razón entre las amplitudes de las componentes del campo eléctrico y permite conocer el grado de inclinación de la elipse,

$$-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}. \quad (16)$$

- **Grado de elipticidad (η).** Es una razón entre los ejes propios de la elipse y permite conocer el grado de polarización elíptica de la luz,

$$\eta = \frac{b}{a}, \quad -1 \leq \eta \leq 1. \quad (17)$$

- **Amplitud (A).** Es una razón que permite conocer la amplitud de las componentes del campo eléctrico conociendo los ejes propios de la elipse de polarización,

$$A = \sqrt{a^2 + b^2}. \quad (18)$$

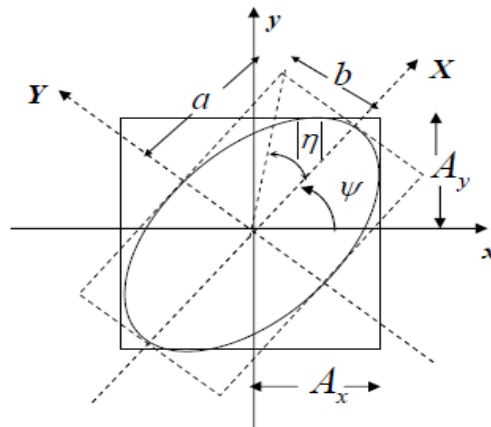


Figura 6. Elipse de polarización y sus principales parámetros.

Es posible definir a los estados de polarización lineal y circular utilizando los parámetros de la elipse dados por las ecuaciones 16,17 y18, como se indica en la tabla 1

Tabla 1. Parámetros para definir el SOP de la luz.

Caso	Ecuación	Amplitud	Ejes propios	Elipticidad	Inclinación
Polarización lineal					
A_x $A_y = 0$	E_x $E_y = 0$	$A = A_x$	$a = A_x$ $b = 0$	$\eta = 0$	$\psi = \begin{cases} 0 \\ \frac{\pi}{2} \end{cases}$
$\delta = \begin{cases} 0 \\ -\pi \end{cases}$	$E_x = 1$ $E_y = 1$	$A = \sqrt{A_x + A_y}$	$a = A_x$ $b = 0$	$\eta = 0$	$\psi = \pm \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2}$
$\delta = \begin{cases} 0 \\ -\pi \end{cases}$ $A_x = A_y$	$E_y = E_x$	$A = \sqrt{2A}$	$a=1$ $b = 0$	$\eta = 0$	$\psi = \pm \frac{\pi}{2}$
Polarización circular					
$\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ $A_x = A_y = A$	$E_x^2 + E_y^2$ $= A^2$	$A = \sqrt{A^2}$	$A=a=b$	$\eta = 1$ derecha $\eta = -1$ izquierda	Indefinida

2.1.4 Matrices y vectores de Jones

En óptica la polarización la luz suele ser descrita mediante el cálculo de Jones, estando la polarización de la luz representada por los denominados vectores de Jones y los componentes ópticos por matrices de Jones (Jones, R. Clark, 1941).

Los elementos del vector de Jones se definen a partir de la representación de las componentes del campo eléctrico perpendiculares a su dirección de propagación (ecuaciones 2 y 3) y la matriz que representa un elemento óptico está descrita por la solución de salida para un sistema de referencia (ecuaciones 9 y 10) propuesto por R. Jones, donde la matriz puede reescribirse en forma matricial de la siguiente manera:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m1 & m4 \\ m3 & m2 \end{bmatrix} \quad \text{donde:} \quad \begin{aligned} m1 &= (N_x \cdot \cos^2 \omega + N_y \cdot \sin^2 \omega) \\ m2 &= (N_x \cdot \sin^2 \omega + N_y \cdot \cos^2 \omega) \\ m3 &= m4 = (N_x - N_y) \sin \omega \cos \omega \end{aligned} \quad (19)$$

Por lo que un medio óptico (polarizador parcial o retardador) se representa usando la matriz de la ecuación 19; mientras que el campo de luz aplicado al medio óptico se expresa como un vector que contiene las componentes del campo eléctrico de la onda de luz perpendiculares al eje z (E_x y E_y).

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (20)$$

Utilizando la notación propuesta por R. Jones, las componentes vectoriales de la onda de luz a la salida del medio óptico (polarizador parcial o placa retardadora) pueden obtenerse a través del producto matricial de la ecuación 21:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{M}_J \mathbf{E} \quad \text{reescribiendo:} \quad \begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m1 & m4 \\ m3 & m2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (21)$$

Cuando los ejes principales de birrefringencia de un medio óptico anisótropo no están alineados con el marco de referencia, es posible analizar matricialmente el cambio de la onda de luz al salir del medio. Como propuso R. Clark Jones, primeramente se describe al medio óptico en términos simples, considerando que está alineado con los ejes del sistema de referencia (ecuación 19), y a continuación se considera su orientación sobre el plano de referencia:

$$\mathbf{N} \equiv \begin{bmatrix} N_{x'} & 0 \\ 0 & N_{y'} \end{bmatrix} \quad y \quad \mathbf{S}(w) = \begin{bmatrix} \cos w & \text{sen } w \\ -\text{sen } w & \cos w \end{bmatrix}; \quad (22)$$

donde \mathbf{N} es el medio óptico sin considerar su orientación y $\mathbf{S}(w)$ describe su orientación. Por lo que un medio anisótropo con sus ejes de birrefringencia no alineados con el sistema de referencia puede ajustarse a éste realizando la siguiente operación matricial (ecuación 23):

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(-w)\mathbf{N}\mathbf{S}(w). \quad (23)$$

Y las componentes del campo vectorial eléctrico de salida ($E_{x'}$ y $E_{y'}$) pueden obtenerse como el producto matricial entre el campo eléctrico, la matriz del medio y las matrices de orientación (ecuación 24):

$$\mathbf{E}' = \mathbf{S}(-w)\mathbf{N}\mathbf{S}(w)\mathbf{E}. \quad (24)$$

2.1.5 Parámetros de Stokes

Los parámetros de Stokes son una representación, propuesta por G. G. Stokes en 1852, que describe el estado de polarización de la radiación electromagnética. Es una alternativa matemática que permite la descripción más utilizada de la radiación incoherente o parcialmente polarizada, en términos de su intensidad total (I), grado de polarización (DOP) y los parámetros de forma de la elipse de polarización (Jones, R. Clark, 1941).

Los parámetros operacionales en los que están basadas estas cantidades son:

$$\begin{aligned} S_0 &= 2I_0 \\ S_1 &= 2I_1 - 2I_0 \\ S_2 &= 2I_2 - 2I_0 \\ S_3 &= 2I_3 - 2I_0; \end{aligned} \tag{25}$$

donde el parámetro S_0 es la irradiancia incidente total y los parámetros S_1 , S_2 y S_3 especifican el estado de polarización. Estos parámetros definen una tendencia hacia un estado de polarización fundamental como se describe en la tabla 2.

Para una onda monocromática de luz, las componentes xy del campo eléctrico son:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos[\omega t - kz], \\ E_y &= A_y \cos[\omega t - kz + \delta]; \end{aligned} \tag{26}$$

donde el retardo de fase entre las componentes eléctricas x y y se expresa como $\delta = \delta_y - \delta_x$.

Tabla 2. Vectores de Stokes para los estados fundamentales de polarización.

Parámetro	$S_n < 0$	$S_n > 0$	$S_n = 0$
S_1	Polarización vertical	Polarización horizontal	Luz no polarizada, pol. elíptica o circular
S_2	Tendencia hacia un estado de polarización a $+45^\circ$	Tendencia hacia un estado de polarización a -45°	Ninguna preferencia
S_3	Tendencia hacia un estado de polarización: Izquierda	Tendencia hacia un estado de polarización: Derecha	Ninguna preferencia

Usando las componentes del vector de campo eléctrico es posible reescribir los parámetros de Stokes en función de sus componentes vectoriales eléctricas (Jones, R. Clark, 1941):

$$\begin{aligned}
 S_0 &= \langle E_{0x}^2 \rangle_T + \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\
 S_1 &= \langle E_{0x}^2 \rangle_T - \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\
 S_2 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \rangle_T \\
 S_3 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \rangle_T.
 \end{aligned} \tag{27}$$

Al normalizar los parámetros del grupo de ecuaciones 27 (dividiendo a todos entre S_0) pueden determinarse los valores unitarios para los vectores de Stokes más utilizados (Tabla 3).

Tabla 3. Definiciones del SOP de la luz, casos generales.

Lineal horizontal $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	Lineal vertical $\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	Lineal -45° $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Lineal $+45^\circ$ $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	Circular derecha $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	Circular izquierda $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

Para luz completamente polarizada se satisface la relación siguiente.

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \tag{28}$$

Por otra parte, para luz parcialmente polarizada el grado de polarización está dado por:

$$DOP = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}}{S_0} = 1. \tag{29}$$

2.1.6 Parámetros de Stokes y su representación sobre la esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es un modelo adecuado tanto para la representación de los estados de polarización de la luz, como para describir la acción de un retardador sobre luz polarizada.

Cada posible estado de polarización está representado por un punto en la esfera, con coordenadas 2η y 2ψ (Figura 7). Cabe señalar que cada punto de longitud 2ψ y latitud 2η representa un estado de polarización cuya elipse tiene un ángulo de inclinación azimutal ψ y un ángulo de elipticidad η .

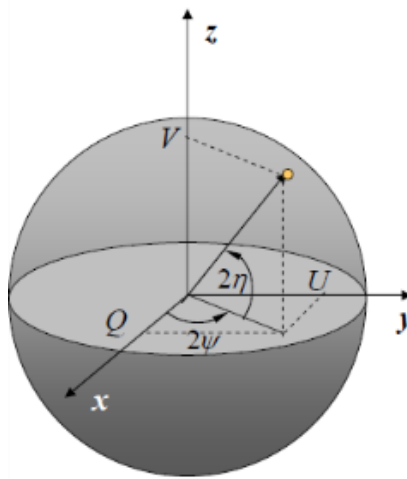


Figura 7. Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré).

En la figura 7 se muestran los ejes de referencia y el sentido de los ángulos (2ψ y 2η) en la esfera de Poincaré.

Una vez definidos los ejes de referencia para el sistema (esfera de Poincaré), los estados de polarización se representan de la siguiente manera (figura 8):

- Los valores positivos de η (puntos en el hemisferio norte), representan estados de polarización elíptica dextrógira y los valores negativos de η (puntos en el hemisferio sur), representan estados de polarización elíptica levógira. Ambos se ubican en la esfera como puntos en el rango $0^\circ < 2\eta \leq 90^\circ$ (hemisferio norte) y $90^\circ \leq 2\eta \leq 0^\circ$ (hemisferio sur), respectivamente. Además, la mitad del valor de la longitud (2ψ) y

de la latitud (2η) definen el ángulo azimutal y el ángulo de elipticidad de la elipse de polarización en cuestión.

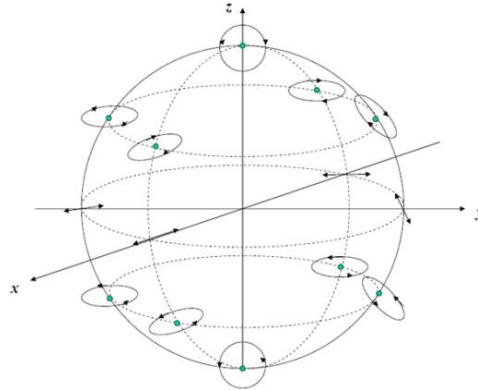


Figura 8. Representación de los estados de polarización en la esfera de Poincaré.

- La polarización lineal se representa por medio de puntos en el ecuador de la esfera ($0^\circ \leq 2\psi < 360^\circ$) y ángulo de elipticidad $\eta = 0$. En particular, los puntos sobre los extremos de la esfera representan a los estados de polarización lineal horizontal ($\psi = 0^\circ$) y lineal vertical ($\psi = 90^\circ$).
- La polarización circular dextrógira es representada como un punto en el polo norte, mientras que en el polo sur, se representa al estado de polarización circular levógira. En ambos casos ($\eta = 45^\circ$).
- Así mismo, los puntos en la superficie de la esfera representan luz totalmente polarizada y los puntos interiores de la esfera representan luz parcialmente polarizada.

Cada punto en el interior de la esfera de Poincaré viene dado por un grado de polarización (G) y dos coordenadas angulares esféricas 2ψ y 2η . Por tanto las coordenadas cartesianas x, y, z (figura 7) de un punto cualquiera sobre una esfera son:

$$\begin{aligned} X &= G \cos 2\eta \cos 2\psi \\ Y &= G \cos 2\eta \sin 2\psi \\ Z &= G \sin 2\eta. \end{aligned} \tag{30}$$

Así las componentes de los vectores de Stokes pueden expresarse en función de los mismos parámetros usando:

$$S_0 = G, S_1 = X, S_2 = Y \text{ y } S_3 = Z. \quad (31)$$

2.2 Retardadores homogéneos

Un retardador de onda es un dispositivo óptico que altera el estado de polarización de una onda de luz viajando a través de él, sin modificar su potencia. Los retardadores sirven para cambiar la polarización del haz en forma controlada. Funcionan produciendo un desfase entre las dos componentes perpendiculares de polarización (E_x y E_y) alineadas con el eje rápido y lento del dispositivo (n_x y n_y).

Por ejemplo un retardador $\lambda/4$ introduce un desfase de $\pi/2$ entre las componentes transversales de la onda de luz. Suponiendo que se tiene un estado de polarización lineal a 45° a la entrada del retardador, la polarización de salida será circular.

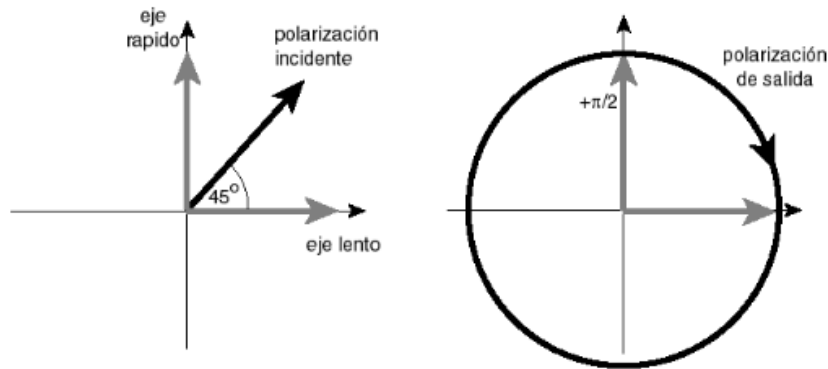


Figura 9. Efecto de polarización lineal 45° al pasar por retardador $\lambda/4$.

Los retardadores son la forma más utilizada para representar el tipo birrefringencia presente en una fibra óptica sin atenuación (Treviño-Martínez *et al.*, 2005). La birrefringencia de una fibra se describe usando aquellas matrices de retardo que mejor siguen la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra óptica.

2.2.1 Matrices de Jones

Usando el formalismo de Jones suele representarse un retardo lineal en una fibra óptica como la matriz de Jones correspondiente a una placa retardadora (Treviño-Martínez *et al.*, 2005):

$$M_{lineal} = \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}, \quad (32)$$

donde la diferencia de fase está dada por $\delta = \delta_y - \delta_x$. Igualmente un retardo circular suele representarse con la matriz de Jones para un rotador:

$$M_{circular} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & \text{sen} \frac{\delta}{2} \\ -\text{sen} \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Por último, la matriz para un retardador homogéneo con retardo elíptico se representa como la matriz siguiente:

$$M_e = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \cos 2\eta \text{sen} \frac{\delta}{2} & \text{sen} 2\eta \text{sen} \frac{\delta}{2} \\ -\text{sen} 2\eta \text{sen} \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} - i \cos 2\eta \text{sen} \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}, \quad (34)$$

donde la diferencia de fase δ , indica el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización.

Tabla 4. Matrices de Mueller de los retardadores utilizados para describir la birrefringencia de una fibra monomodo (Treviño-Martínez *et al.*, 2005)

Retardador lineal con ángulo azimutal cero; retardo total .			
$M =$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \text{sen} \delta \\ 0 & 0 & -\text{sen} \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$		
Retardador circular (izquierdo o derecho); retardo total δ .			
$M =$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & \text{sen} \delta & 0 \\ 0 & -\text{sen} \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$		
Retardador elíptico con ángulo azimutal cero; retardo total δ .			
$M =$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2 \cos^2 \eta \text{sen}^2 \delta & -\cos \eta \text{sen} 2\delta & -\text{sen} 2\eta \text{sen}^2 \delta \\ 0 & \cos \eta \text{sen} 2\delta & \cos 2\delta & \text{sen} \eta \text{sen} 2\delta \\ 0 & -\text{sen} 2\eta \text{sen}^2 \delta & -\text{sen} \eta \text{sen} 2\delta & 1 - 2 \text{sen}^2 2\delta \text{sen}^2 \delta \end{bmatrix}$		

2.2.2 Matrices de Mueller

Las matrices de Mueller para retardo homogéneo lineal y circular corresponden a las matrices de una placa retardadora y un rotador (respectivamente); mientras que para el caso de retardo homogéneo elíptico, recientemente se ha definido una matriz equivalente al retardo presente en una placa retardadora con estas características

(Mora García, 2014, p. 22). La tabla 4 muestra las matrices de Mueller correspondientes a cada uno de los casos de retardo homogéneo.

2.3 Birrefringencia en fibras ópticas

La birrefringencia es un fenómeno óptico que se atribuye a la anisotropía de un material (Sección 2.1.1). En fibras ópticas la birrefringencia se debe tanto a la pérdida de simetría en la distribución del índice de refracción del núcleo de la fibra, ocasionado por cambios moleculares en el material (anisotropía), como a la pérdida de la simetría circular de la misma (su sección transversal no corresponde a un círculo). Esta anisotropía se genera durante los procesos de fabricación (birrefringencia residual) y tendido de las fibras (tensiones, curvaturas). Además, debido a las reducidas dimensiones de su sección transversal, se ve modificada durante la operación de los sistemas de fibra óptica por contracciones y dilataciones de la fibra producidas por cambios de temperatura, vibraciones, ondas acústicas, etc., por lo que en general tiene un carácter aleatorio a lo largo de la longitud de la fibra óptica.

2.3.1 Ejes de birrefringencia y geometría de la sección transversal de la fibra

El cambio en la velocidad con la que se propaga la luz a lo largo del eje de la fibra óptica se describe usando dos índices de refracción efectivos, los cuales son: el índice de refracción máximo n_{max} (para el que la luz se propaga más lento) y el índice de refracción mínimo n_{min} (para el que la luz se propaga más rápido). Este último permite definir la orientación del eje rápido de birrefringencia.

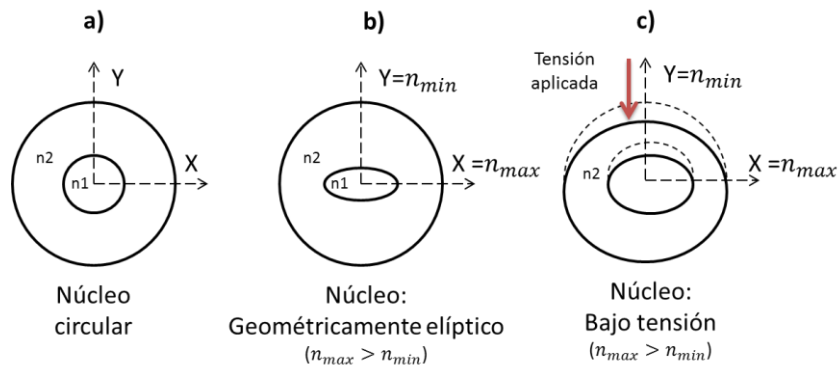


Figura 10. a) Fibra óptica con núcleo circular. b) Fibra birrefringente debido a la geometría elíptica del núcleo. c) Fibra birrefringente debido a efecto fotoelástico.

En la figura 10 se muestran: a) las secciones transversales de una fibra óptica ideal, con núcleo y cubierta circulares, b) un corte transversal de una muestra de fibra óptica cuya birrefringencia se debe a la geometría no circular de su núcleo (elíptico) y c) un caso de birrefringencia inducida por compresión lateral.

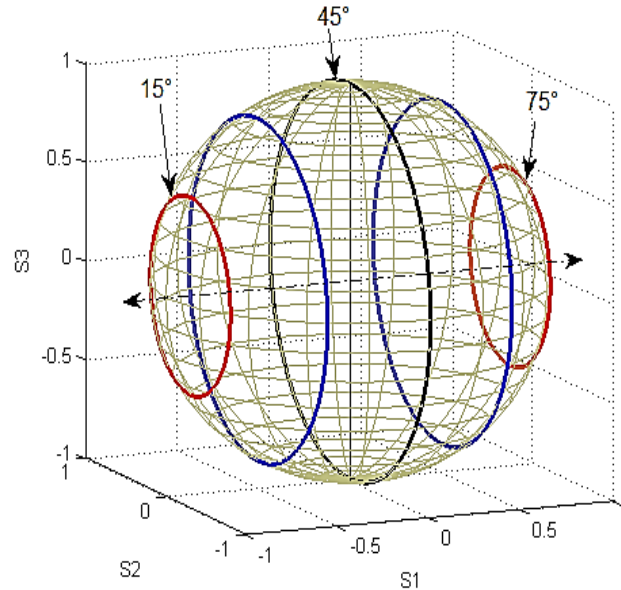


Figura 11. Esta trayectoria circular describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con incrementos de 15° para el ángulo azimutal (ψ) de la polarización de entrada.

Cuando la anisotropía se debe a la presencia de esfuerzos (por ejemplo tensión sobre la fibra óptica), lo que se obtiene es un cambio real en el valor del índice de refracción. La densidad del material se modifica (debido a la reorientación de los átomos y moléculas del material) generando un plano sobre el que la luz viaja más lento (figura 10-C). La intersección de este plano con el plano de la sección transversal de la fibra indica la dirección del eje lento. Y para el plano sobre el cual la densidad es menor y la luz viaja más rápidamente, su intersección con la sección transversal de la fibra indica la dirección en la que está alineado el eje rápido de birrefringencia.

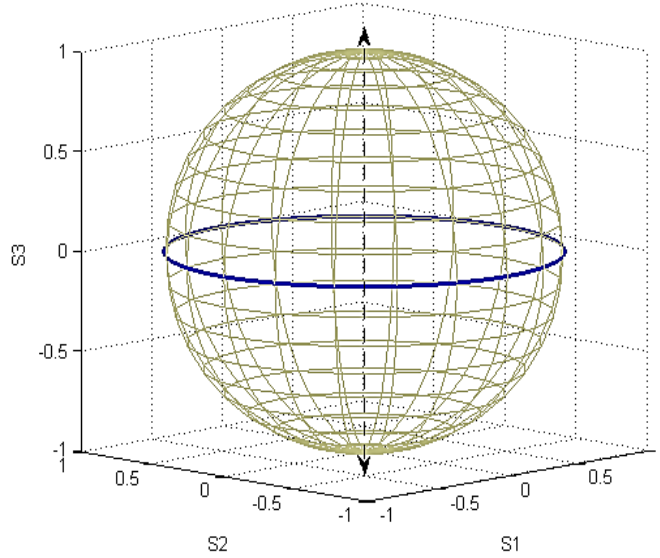


Figura 12. Este círculo mayor en la esfera describe la evolución del estado de polarización de un retardador circular (izquierdo o derecho); no cambia sin importar el valor del ángulo azimutal (ψ).

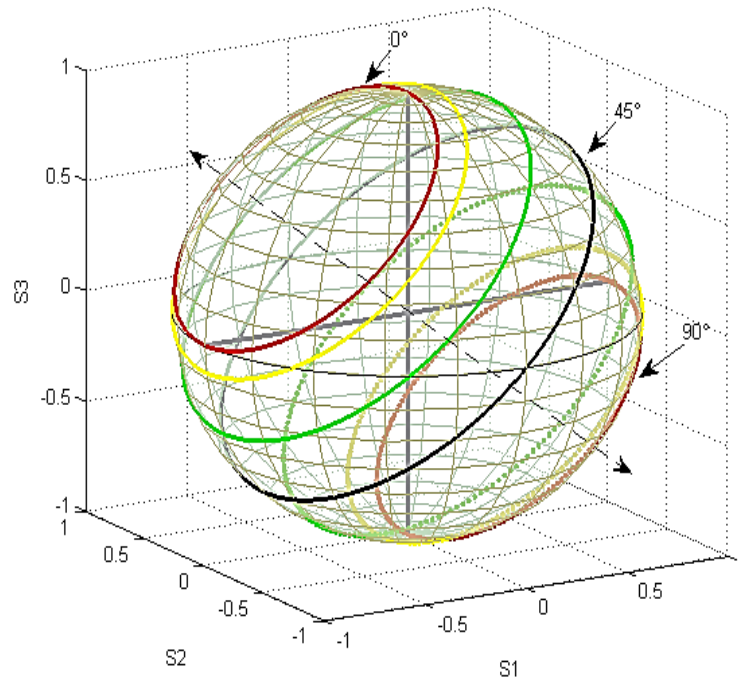


Figura 13. Esta trayectoria circular describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico, con inclinación de 30° e incrementos de 15° para el ángulo azimutal (ψ) de la polarización de entrada.

En los casos B) y C) de la figura 10 la birrefringencia inducida es uniforme, la fibra óptica se comporta como un retardador homogéneo cuyo retardo está en función de los índices de refracción n_{max} y n_{min} (eje lento y eje rápido de birrefringencia):

$$\delta(x, y) = \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)(n_{max} - n_{min}). \quad (35)$$

2.3.2 Evolución del SOP de una señal en un retardador homogéneo

Utilizando el formalismo de Mueller (sección 2.2.2) y considerando una fuente de luz monocromática linealmente polarizada ($S_{Entrada}$), que atraviesa una muestra de fibra óptica monomodo (la birrefringencia residual se representa a través de un retardador homogéneo), es posible simular la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra y mapear su trayectoria sobre la esfera de Poincaré para cada una de las matrices de retardo (tabla 4):

$$S_{Salida} = \mathbf{M} S_{Entrada}; \quad (36)$$

donde \mathbf{M} es la matriz de Mueller que describe la birrefringencia de la fibra (tabla 2) y $S_{Entrada}$ es el vector de Stokes que describe la polarización lineal de entrada con ángulo azimutal ψ (ecuación 37):

$$S_{Entrada} = [1 \quad \cos 2\psi \quad \sin 2\psi \quad 0]^t; \quad (37)$$

donde el superíndice t indica transpuesto. Utilizando la ecuación 36 y las matrices de la tabla 4 (sección 2.2.1), se simula el estado de polarización y se traza su trayectoria al atravesar fibras ópticas monomodo con diferentes tipos de birrefringencia. Las siguientes figuras muestran los resultados obtenidos cuando se varía el ángulo azimutal de la señal de entrada linealmente polarizada ($S_{Entrada}$).

2.3.3 Medida de la birrefringencia residual en fibras ópticas dopadas con erbio

La birrefringencia de las fibras monomodo se caracteriza por lo general en términos de la longitud de batimiento de la polarización. Cabe señalar que este tipo de evaluaciones no permite determinar la totalidad de los parámetros requeridos para definir la birrefringencia de la muestra. Por esta razón algunos autores sugieren caracterizar la birrefringencia de estas fibras usando una técnica polarimétrica, basada en las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré y el método de barrido espectral (Tentori *et al.*, 2008)(Gutiérrez Beltrán, 2007, p. 2-4).

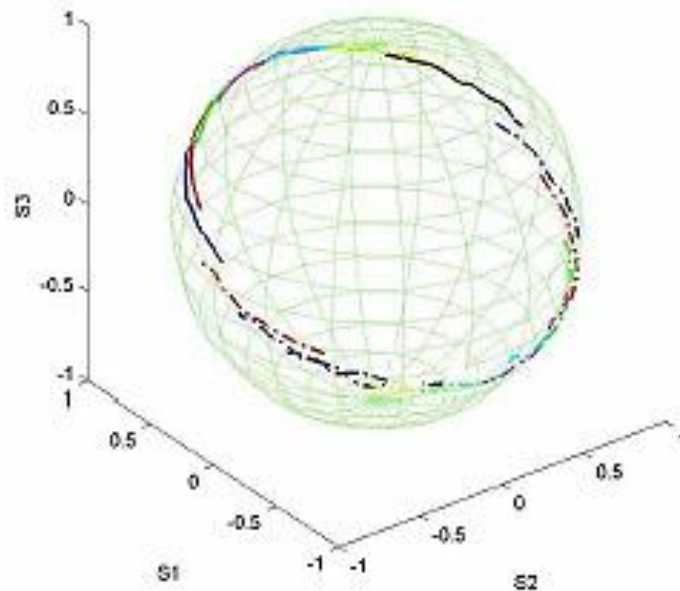


Figura 14. Barrido espectral obtenido para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó de 1511 a 1571 nm con pasos de 6 nm. Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (Treviño-Martínez *et al.*, 2005)

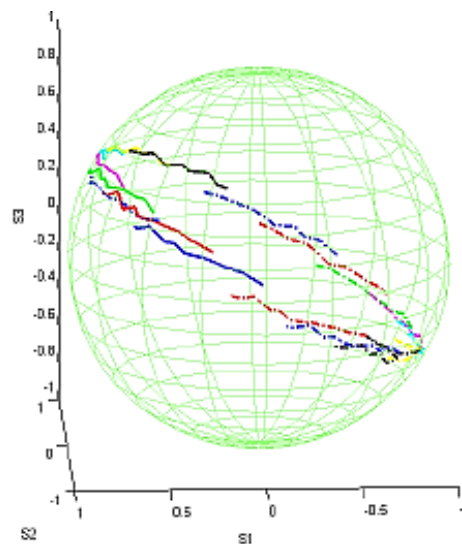


Figura 15. Vista lateral de las curvas mostradas en la figura 14. Esta vista permite diferenciar la evolución de la polarización de salida entre los diferentes ángulos azimutales de entrada (mostrados con el mismo color). Note que cada trayectoria no es una curva plana (Treviño-Martínez *et al.*, 2005).

En general, utilizando un arreglo polarimétrico es posible analizar la birrefringencia de una muestra de fibra óptica dopada con tierras raras utilizando la técnica descrita, si la muestra es corta (el *DOP* a la salida es cercano al 100%). Por ejemplo para una muestra de fibra dopada con erbio Photonetics EDOS 103 (longitud 1.63 m) y utilizando longitudes de onda entre $\lambda = 1511$ y 1571 nm con incrementos de 6 nm (Treviño-Martínez *et al.*, 2005). Los resultados obtenidos por el autor para esta fibra óptica,

utilizando el método de barrido espectral (variando la longitud de onda de prueba) se muestran en las figuras 14 y 15 (trayectoria del SOP de salida).

Siguiendo el procedimiento descrito por Treviño-Martínez *et al.*, se realizaron pruebas experimentales en el laboratorio. Utilizando una muestra de fibra óptica EDOS-103 (longitud ~1.60m) y realizando un barrido espectral entre $\lambda = 1520$ y 1570 nm con incrementos de 5 nm, se obtuvieron resultados que muestran un comportamiento similar.

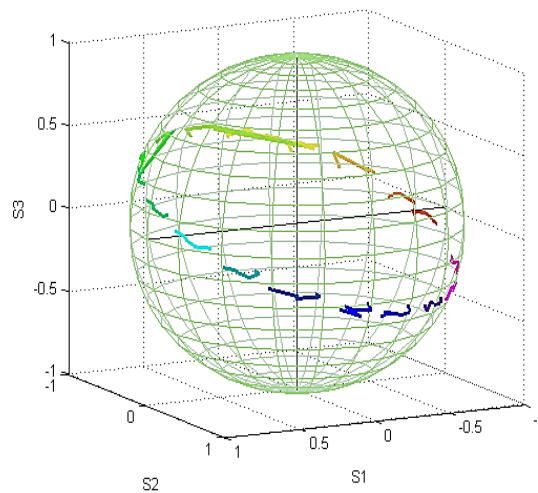


Figura 16. Barrido espectral obtenido en el laboratorio para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó para un rango de longitudes de onda entre 1520 y 1570 nm con pasos de 5 nm. Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada.

En las figuras 14 a 16 es fácil observar en la esfera de Poincaré que la forma de las trayectorias seguidas por la evolución de los estados de polarización, a la salida de ambas fibras ópticas, se asemeja a la de un retardador elíptico (sección 2.2.2 y 2.3.2).

Para una descripción más completa de la birrefringencia residual, Treviño-Martínez *et al.*, realizan un análisis de la preferencia de la componente que describe la inclinación de la trayectoria del SOP de salida sobre la esfera de Poincaré, basado en el ángulo de elevación $(\frac{\pi}{2} - \sigma) = \xi$ a partir del ecuador y el eje de simetría (figura 17).

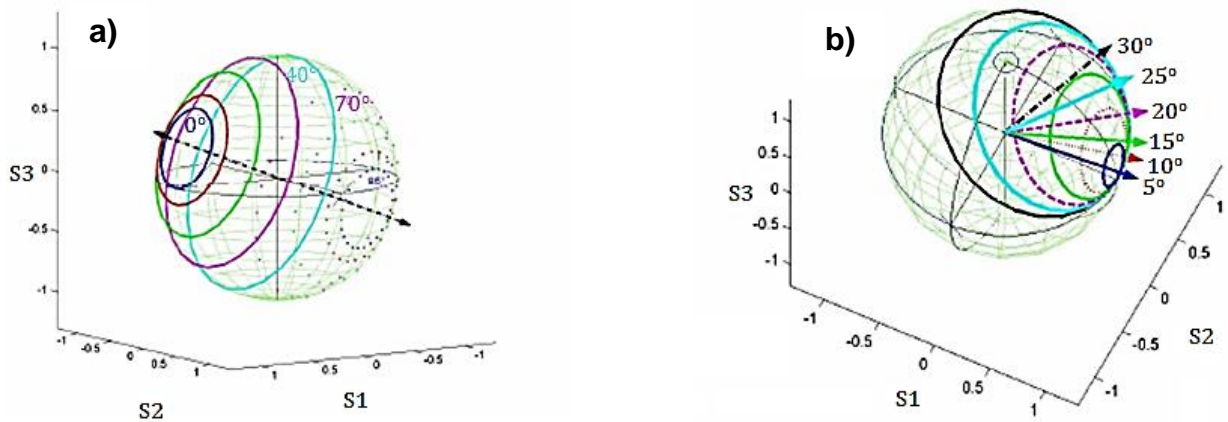


Figura 17. a) Simulación de la evolución de polarización para un retardador elíptico (diferentes ángulos azimutales de la polarización de entrada). b) Inclinación de los estados de polarización y determinación del ángulo de elevación ($(\frac{\pi}{2} - \sigma) = \xi$) (Treviño-Martinez *et al.*, 2005).

El ángulo σ que forma la trayectoria circular de la evolución del estado de polarización se mide con respecto al eje que pasa por los polos de la esfera; mientras que el ángulo de elipticidad ξ se mide con respecto al plano del ecuador, por lo que la relación entre estos ángulos es:

$$\left(\frac{\pi}{2} - \sigma\right) = \xi. \quad (38)$$

2.3.4 Eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio

Cuando un haz monocromático con un estado de polarización inicial (SOP) atraviesa una muestra de fibra óptica dopada con erbio (EDF) experimenta cambios.

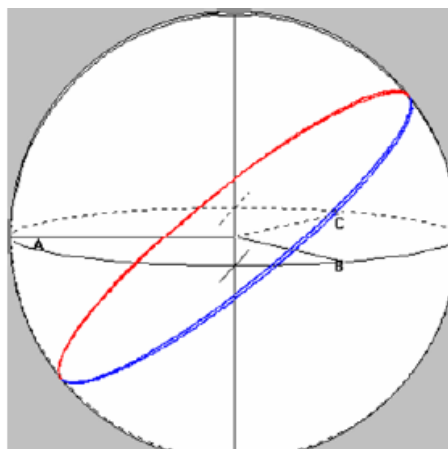


Figura 18. Círculos mayores descritos por el estado de polarización de salida cuando la señal linealmente polarizada de entrada rota 360°.

Recientemente se ha demostrado que es posible caracterizar la birrefringencia de fibras ópticas dopadas con iones de erbio, modelando el tipo de birrefringencia residual como la matriz de un retardador homogéneo (Tentori *et al.*, 2006). Cuando se varía en forma continua el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (ψ_{in}), el estado de polarización de la señal a la salida de la fibra describe un círculo mayor como en la figura 18, cuyo eje de giro e inclinación con respecto al plano del ecuador dependen de los parámetros del retardador (ángulo azimutal, ángulo de elipticidad, longitud).

De esta trayectoria circular, puede verse que en los puntos en los que este círculo mayor cruza al ecuador, el estado de polarización de salida S_{out} de una señal con estado de polarización lineal de entrada S_{in} , es también lineal.

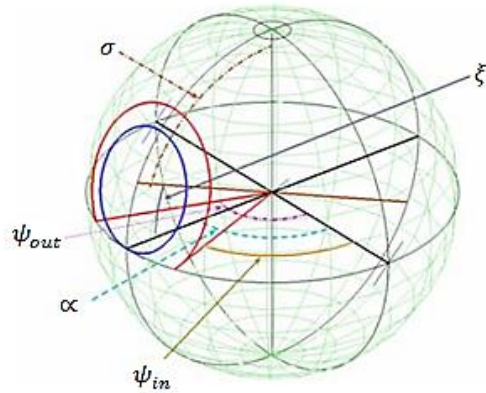


Figura 19. La trayectoria seguida por la evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de un retardador elíptico describe un círculo alrededor del eje de simetría definido por los eigenmodos de polarización.

En este caso, el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada ψ_{in} y el ángulo azimutal del SOP de salida ψ_{out} tienen una posición simétrica con respecto al eje de simetría para los puntos en los que la trayectoria interseca al ecuador ($S_3 = 0$).

$$\psi_{in} = -\psi_{out} \quad (39)$$

Haciendo uso de las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré (esfera doble en la que los ángulos del espacio real se usan multiplicados por dos) se deduce que el ángulo azimutal del eje rápido está dado por la siguiente ecuación.

$$\alpha = \psi_{in} + \frac{(\psi_{out} - \psi_{in})}{2} \quad (40)$$

2.3.5 Método de recorte y barrido espectral

La birrefringencia es una característica que puede ser examinada en una fibra óptica a través de diferentes técnicas. Sin embargo, existen dos métodos muy utilizados para realizar dicha tarea, los cuales son conocidos como el método de recorte y el método de barrido espectral (Tentori *et al.*, 2008).

Para seguir la evolución del estado de polarización de la luz a través de una fibra, se representa a un estado de polarización elíptico usando la notación vectorial de Jones como:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \cos\varphi \\ \text{sen } \varphi e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (41)$$

y se determina el cambio que experimenta al variar el retardo δ . El estado de polarización de la ecuación 41 corresponde al caso más general; ya que cuando el retardo $\delta = 0^\circ$, el estado de polarización es lineal y, si $\varphi = \pm 45^\circ$ y $\delta = \pm 90^\circ$, el estado de polarización es circular.

En la práctica, ya que el retardo de fase δ entre las componentes (E_x y E_y) está dado por:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L; \quad (42)$$

donde la longitud de onda de la señal es λ , la birrefringencia de la fibra es Δn y su longitud se expresa como L . Para modificar el valor de δ , puede variarse el valor de L o el valor de λ .

El método de recorte consiste en mantener fija la longitud de onda de la señal (λ) y variar la longitud de la fibra (L) y el método de barrido espectral consiste en variar la longitud de onda (λ) manteniendo fija la longitud (L) de la fibra óptica. De esta manera ambos métodos consisten en variar uno de dos parámetros posibles para realizar el análisis de la evolución del estado de polarización de entrada al pasar por la fibra óptica. Otras consideraciones de importancia dependen del método a utilizar. Para el primer método mencionado (recorte de fibra) es muy importante no variar otro

parámetro que no sea la longitud (L) de la fibra y cuidar de no torcerla, ni variar su posición sobre el eje óptico del arreglo polarimétrico. En el segundo método (barrido espectral) es necesario que la posición de la fibra óptica se mantenga fija y que el estado de polarización del rango de longitudes de onda que se utilizará para analizar la fibra sea exactamente el mismo. Ambos procesos se llevan a cabo en un arreglo polarimétrico (figura 20).



Figura 20. Arreglo óptico utilizado para seguir la evolución del estado de polarización de la señal a lo largo de la fibra.

Sin embargo ambas técnicas presentan sus limitaciones. La técnica de recorte tiene la desventaja de ser destructiva; mientras que la de barrido espectral es no destructiva, pero supone que la birrefringencia Δn no depende de la longitud de onda. Su exactitud depende por tanto de la dispersión de birrefringencia que presente la muestra.

2.4 Cancelación del efecto de birrefringencia utilizando bobinados helicoidales

En esta sección se discute la teoría que implica el efecto de cancelación de birrefringencia en una fibra óptica torcida en un bobinado helicoidal.

2.4.1 Birrefringencia inducida por torsión en una fibra óptica

Se ha discutido en trabajos anteriores que la fibra óptica puede ser modelada como un conjunto de múltiples segmentos (la anisotropía es uniforme en cada uno de ellos), cuyos ejes de birrefringencia rotan de manera uniforme a lo largo de toda la fibra (Tentori *et al.*, 2009). Así la matriz de birrefringencia se modela como el producto de solo dos operadores, el rotador elíptico que describe la anisotropía de la fibra y un rotador circular cuyo ángulo de rotación es igual al ángulo de torsión que presenta la fibra. En el caso de fibras ópticas comúnmente utilizadas en comunicaciones (SMF28 o SMF28-e), la matriz de birrefringencia para una fibra que ha sido torcida puede escribirse en función de tres componentes: un rotador asociado al giro de los ejes de

birrefringencia, un rotador de retardo fijo y un rotador elíptico cuyo ángulo de retardo depende de la torsión aplicada a la fibra óptica (Tentori *et al.*, 2012 a). Entonces, utilizando cálculo matricial es posible describir la birrefringencia de una fibra torcida en función de los parámetros antes discutidos:

$$M_t(\tau, \delta_t, \sigma, \theta, \beta) = R(-\theta)[R(\beta)R(b\tau)M_\tau(\delta_t, \sigma)]R(\theta), \quad (43)$$

donde θ representa a una rotación del eje rápido de birrefringencia de la fibra con respecto al eje x (del marco de referencia de laboratorio), β es un ángulo de rotación entre el sistema de coordenadas y los ejes de birrefringencia, $b\tau$ es un parámetro que describe la rotación introducida por cambios en la geometría de los ejes principales debido a la torsión donde b es una constante con valor cercano a la unidad (Tentori, *et al.*, 2012 a); δ_t es un parámetro que representa el retardo entre los eigenmodos de polarización debido a la torsión aplicada (τ), la cual está dada por:

$$\delta_t = \delta_0 + c\tau, \quad (44)$$

donde δ_0 es el retardo entre los eigenmodos de polarización cuando no existe una torsión inducida a la fibra y c es una constante menor que la unidad.

El modelo desarrollado por Tentori *et al.*, (2012 b) describe la birrefringencia de una fibra óptica torcida basándose en considerar tres componentes dependientes de la torsión aplicada a la fibra: una componente de birrefringencia lineal a 45° (birrefringencia de Jones), una componente de birrefringencia residual elíptica con una componente lineal en 0° y una componente circular.

2.4.2 Descripción geométrica de un bobinado helicoidal

Un bobinado helicoidal es una estructura que se caracteriza por contener una muestra de fibra óptica que forma una trayectoria helicoidal en su exterior. Esta clase de estructura puede ser representada geoméricamente a partir de un cilindro de radio a (figura 21). Para describir la trayectoria que sigue la fibra óptica al ser enrollada en este cilindro, se utiliza la forma geométrica de un triángulo rectángulo con vértices ABC sobre un plano cartesiano xyz (Piskunov, N., 1996, p. 359). Se hace coincidir el vértice A de esta figura geométrica con un punto de inserción en el cilindro, de manera que coincida

con el eje x del mismo, y el cateto AB se arrolla sobre la sección formada entre los planos xy . De esta manera la hipotenusa del triángulo rectángulo describe la trayectoria de la hélice. En esta descripción geométrica, el eje del cilindro coincide con el eje z del plano cartesiano.

Así, las coordenadas cartesianas del cilindro se escriben en función de un punto variable M y el ángulo t entre el vértice A del triángulo y el punto P (correspondiente al punto variable M).

$$x = a \cos t \quad y = a \operatorname{sen} t \quad z = atm \quad (45)$$

donde $m = \tan \theta$ y $at = \overline{AP}$, dado \overline{AP} que es el arco de una circunferencia de radio a correspondiente al ángulo central t .

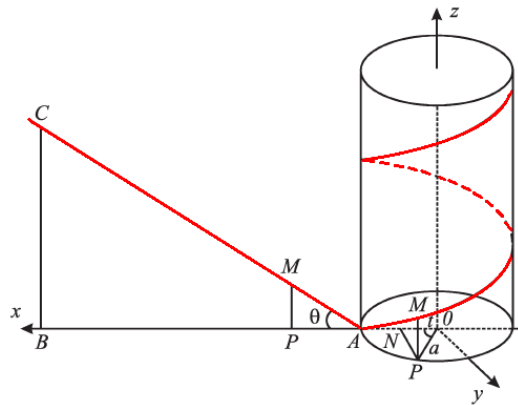


Figura 21. Representación geométrica de un bobinado helicoidal.

Asimismo otras características geométricas del bobinado helicoidal se obtienen mediante las ecuaciones siguientes (Piskunov ,N., 1996, p. 360) asociadas al radio de curvatura:

$$R = a(1 + m^2) \quad (46)$$

y la torsión de la hélice:

$$\tau = \frac{m}{a(1+m^2)}. \quad (47)$$

Considerando lo anterior, en un bobinado helicoidal se tienen dos contribuciones principales a la birrefringencia residual de la fibra óptica: una dada por la curvatura y otra por la torsión (ecuaciones 46 y 47).

2.4.3 Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales dobles

Entonces, la birrefringencia de fibras ópticas bobinadas helicoidalmente depende principalmente de la curvatura y la torsión. La ecuación 43 (sección 2.4.1) puede ser utilizada para representar la birrefringencia en una fibra bobinada helicoidalmente (Tentori y Garcia Weidner, 2013). Cuando dos bobinados helicoidales de fibra son utilizados, siendo el segundo idéntico al primero, pero con giros opuestos, la matriz que describe esta combinación está dada por el producto:

$$R(\theta + b\tau + \beta)M_{B1}R(-\theta)R(\zeta - b\tau - \beta)M_{-B2}R(-\zeta), \quad (48)$$

donde M_{B1} , representa la matriz de retardo elíptico que describe la birrefringencia residual en una fibra óptica con sus ejes de birrefringencia alineados con los del sistema de referencia usado para medir el estado de polarización, en la que el ángulo de retardo depende linealmente de la torsión, y M_{-B2} representa una matriz idéntica pero en sentido inverso. Es posible demostrar que para bobinados con giros opuestos (Tentori *et al.*, 2015):

$$M_{2B} = M_{B1}M_{-B2} = I, \quad (49)$$

Y bajo condiciones experimentales, cuando se reorienta una hélice con respecto a la otra, es posible controlar las matrices de rotación de forma tal que se satisfaga:

$$R(-\theta)R(\zeta - b\tau - \beta) = I. \quad (50)$$

Como resultado de la relación 50, $\zeta - b\tau - \beta - \theta = 0$, y por lo tanto $\theta + b\tau + \beta - \zeta = 0$, de donde el resultado matricial puede reducirse solamente a **I**. Puede concluirse de esta manera que la birrefringencia inducida por una de las bobinas es cancelada por la otra. Sin embargo, en la práctica al girar un bobinado respecto al otro se introduce un cambio adicional en el tramo de fibra que une ambas bobinas helicoidales. Esto hace que el resultado no sea exactamente una matriz idéntica y se ve reflejado como una rotación en el ángulo azimutal del SOP lineal de salida al momento de cancelar la birrefringencia.

Capítulo 3. Fuentes superluminiscentes

Las fuentes superluminiscentes o superfluorescentes (comúnmente llamadas fuentes de emisión ASE) son fuentes de luz de banda ancha basadas en el fenómeno físico de emisión espontánea.

En esencia, una fuente superluminiscente se construye utilizando un medio de ganancia, el cual es excitado provocando la emisión espontánea de fotones cuyas frecuencias dependen del medio de ganancia utilizado. Cuando los fotones emitidos atraviesan el medio de ganancia, son amplificados, produciendo lo que se conoce como emisión espontánea amplificada o ASE (amplified spontaneous emission) por sus siglas en inglés.

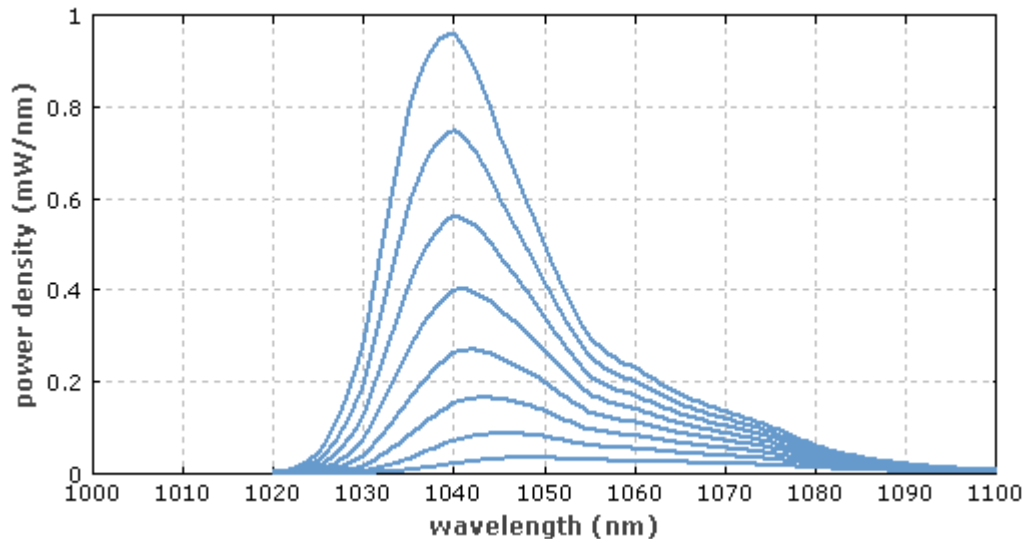


Figura 22. Espectros de emisión ASE a partir de un amplificador de fibra. Con el aumento de potencia, el espectro óptico se desplaza hacia longitudes de onda más cortas (donde la ganancia crece más rápidamente) y el perfil espectral se hace más estrecho (Paschotta, R, 2015).

Este tipo de fuentes se caracteriza por tener un gran ancho de banda y una baja coherencia temporal (figura 22).

Los principales tipos de fuentes SFS son diodos superluminiscentes (SLD) y fuentes de fibras ópticas capaces de producir amplificación. Cabe señalar que una fuente SFS basada en fibra óptica puede llegar a ser más eficiente que un SLD, ya que permite obtener potencias de salida mayores. Por otro lado, una fuente SLD suele ser mucho más compacta que una basada en fibras ópticas.

3.1 Emisión espontánea amplificada (ASE)

Debido a sus propiedades, las fibras ópticas dopadas con iones de erbio son utilizadas como medios de ganancia en SFSs o amplificadores (EDFAs), y por lo general se modelan como un sistema láser de tres niveles (que bajo ciertas condiciones se puede aproximar a un sistema de dos niveles).

Los principales fenómenos de interés en una EDF en estado excitado son: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. En particular, para una SFS el fenómeno de interés es la emisión espontánea amplificada (ASE). La ASE suele presentarse como resultado de aplicar un bombeo óptico para excitar la inversión de población en el sistema láser (típicamente 980 nm o 1480 nm).

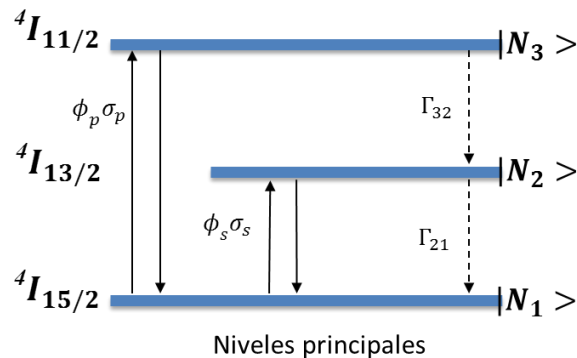


Figura 23. Niveles de energía más significativos del erbio Er^{3+} .

Considerando al sistema vidrio de sílice: Er^{3+} como un sistema láser de tres niveles de energía (figura 23), la cantidad de iones que son excitados del nivel N_1 hacia el nivel N_3 es proporcional al flujo de fotones del bombeo óptico ϕ_p por la sección transversal de bombeo σ_p (cambio entre nivel N_1 a N_3 en el sistema láser), posteriormente los iones excitados en el nivel N_3 decaen mediante una transición no radiante hacia el nivel N_2 denotada como Γ_{32} . En el nivel N_2 , los iones excitados tienden a desencadenar transiciones radiantes hacia el nivel N_1 (base) que se conocen como emisión espontánea y emisión estimulada. En el caso de interés, la emisión espontánea es el fenómeno a través del cual se genera un fotón con una longitud de onda diferente a la del bombeo óptico aplicado (el cual se denota en la figura 23 como Γ_{21}). En un medio

isótropo (como un vidrio) esta emisión no tiene una preferencia de polarización, es emitida en todas direcciones y tiene un ancho de banda $\Delta\nu$ centrado a una frecuencia ν . La emisión ASE debe su nombre a que es una emisión estimulada y a que existe una ganancia obtenida del medio amplificador (la fibra óptica dopada con iones de Er^{3+}). La emisión espontánea se amplifica durante el trayecto de longitud L de la fibra óptica, obteniéndose como resultado un espectro con un ancho de banda que está definido por las características del material dopante de la fibra y el bombeo óptico aplicado.

3.2 Diagrama del sistema láser vidrio de sílice: Er^{3+}

3.2.1 Espectroscopia del sistema láser de vidrio dopado con erbio Er^{3+}

Convencionalmente, en un sistema láser de tres niveles sólo se consideran los niveles energéticos más importantes. Sin embargo, debido a que los niveles de energía principales en una EDF experimentan un desdoblamiento en múltiples subniveles debido a la interacción con campos eléctricos externos (figura 26) y a que desde el nivel 3 la transición es fonónica, el espectro que se observa no es el de una línea espectral. El espectro de emisión característico de una SFS de fibra dopada con erbio contiene las múltiples interacciones que experimentan los iones de erbio dentro del medio en el que se encuentran (usualmente vidrio de sílice).

En una EDF el principal fenómeno causante de la aparición de los subniveles es el campo cristalino del medio. Los iones cercanos que conforman la red cristalina inducen un campo eléctrico que interacciona con otros iones, lo que ocasiona la aparición de multipletes. Este desdoblamiento es conocido como efecto Stark y ocasiona cambios en las transiciones que producen absorción y emisión de fotones en la SFS.

La notación de Russell-Saunders permite definir a estos subniveles de la forma (Shriver, D. G. *et al.*, 1998, p. 623):

$$^{2S+1}L_J . \quad (51)$$

En esta notación, los momentos angulares orbitales de todos los electrones se suman para dar un momento angular orbital L total y todos los espines se suman para dar un

momento angular de espín S total. Los momentos angulares L y S resultantes se acoplan para dar un momento angular total J .

Las diferentes posibilidades en las que los electrones pueden estar orientados, dando origen a diferentes subniveles de energía son descritas por esta notación. Como resultado de ella, los principales niveles de energía para un sistema láser de tres niveles son: ${}^4I_{15/2}$ para el estado basal, ${}^4I_{13/2}$ para el segundo nivel y ${}^4I_{11/2}$ para el tercer nivel.

3.2.2 Niveles de energía para un sistema láser de tres niveles

Debido a las propiedades ópticas de los iones de Er^{+3} , las EDF se comportan como un sistema láser de tres niveles de energía (figura 24).

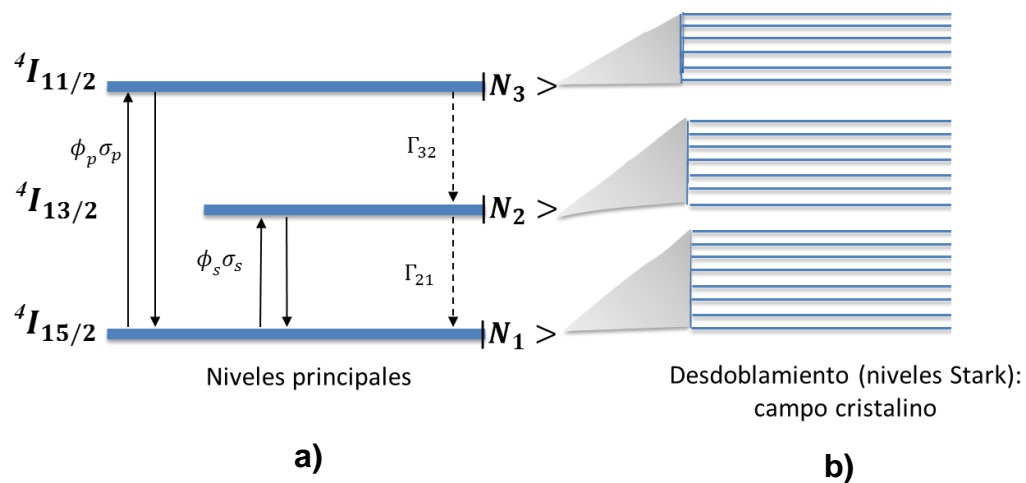


Figura 24. a) Sistema de tres niveles y principales transiciones. b) Desdoblamiento a subniveles debido a la interacción con el campo cristalino.

En este esquema el nivel N_1 es el estado base, el cual, debido al efecto Stark se desdobla en ocho subniveles; el nivel N_2 es un nivel metaestable que se desdobla en siete subniveles y tiene un periodo de vida largo (10^{-2} s), y el nivel N_3 es el nivel de bombeo óptico (seis subniveles) con un periodo de vida corto (10^{-6} s).

Las ecuaciones de flujo poblacional describen la densidad fraccional de población en cada uno de los niveles del sistema láser, por lo que la densidad total de iones es igual a la suma de los niveles poblacionales (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.132):

$$N = N_1 + N_2 + N_3. \quad (52)$$

Por conveniencia las ecuaciones de flujo poblacional se construyen considerando sólo las transiciones más importantes entre los estados electrónicos principales. Estas transiciones, corresponden a los procesos de emisión espontánea (Γ_{21}), absorción estimulada ($\phi_p \sigma_p$) y emisión estimulada ($\phi_s \sigma_s$). Los cuales están descritos por el flujo de fotones aplicado (ϕ) y la sección transversal (σ) entre los niveles energéticos que intervienen en cada uno de los procesos mencionados (exceptuando la emisión espontánea).

Considerando primero la ecuación de flujo poblacional para el nivel N_3 (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.132):

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + \phi_p \sigma_p^{(a)} N_1 - \phi_p \sigma_p^{(e)} N_3, \quad (53)$$

esta ecuación está construida en términos de los procesos que suman o restan iones a la población fraccional del nivel N_3 . Por tal motivo se consideran solamente las siguientes transiciones: la transición de iones excitados del nivel N_1 al nivel N_3 debida al bombeo óptico (proporcional al producto $\phi_p \sigma_p$), la transición con la que se pierden iones del nivel N_3 al nivel N_1 (proporcional al producto $\phi_p \sigma_p$), la transición con la que se pierden iones del nivel N_3 al nivel N_2 (proporcional a Γ_{32}), las transiciones con las que se ganan y pierden iones desde el nivel N_2 hacia nivel N_1 (proporcionales a $\phi_s \sigma_s$ para la emisión estimulada y a Γ_{21} para la emisión espontánea). Así, las ecuaciones para el resto de los niveles del sistema láser de la figura 24 se construyen de forma similar a la ecuación 53,

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - \phi_s \sigma_s^{(e)} N_2 + \phi_s \sigma_s^{(a)} N_1 \quad (54)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - \phi_p \sigma_p^{(a)} N_1 + \phi_p \sigma_p^{(e)} N_3 + \phi_s \sigma_s^{(e)} N_2 - \phi_s \sigma_s^{(a)} N_1 \quad (55)$$

3.2.3 Simplificación a un sistema láser de 2 niveles

Se sabe que debido a las propiedades ópticas del erbio Er^{3+} , las EDF se comportan como un sistema láser de tres niveles (figura 24). Sin embargo, considerando que el

tiempo de vida del nivel N_3 es relativamente corto (10^{-6} s), la población fraccional de iones que adquiere este nivel decae casi instantáneamente al nivel N_2 (por medio de decaimiento no radiante). Por lo tanto puede considerarse que la población de iones del nivel N_2 es aproximadamente igual a la población en el nivel N_3 . Considerando la hipótesis anterior, el sistema láser de tres niveles para el vidrio de sílice dopado con Er^{3+} puede aproximarse a un sistema láser de dos niveles (figura 25).

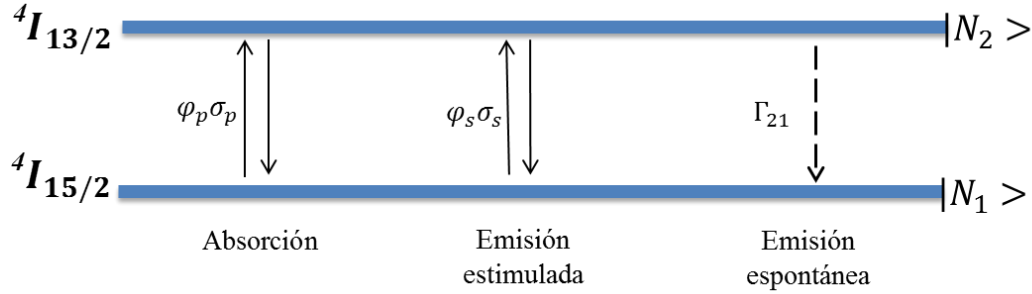


Figura 25. Sistema láser de dos niveles: aproximación para el sistema láser de tres niveles del vidrio de sílice dopado con Er^{3+} .

En este esquema, el nivel N_1 y el nivel N_2 intervienen directamente en los procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. Siendo el proceso de emisión espontánea donde ocurre la emisión fluorescente ($8-10 \times 10^{-3}$ s). Así, las ecuaciones de flujo poblacional pueden reescribirse de manera similar a las del sistema láser de tres niveles (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.144):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + N_1\sigma_s^{(a)}\phi_s - N_2\sigma_s^{(e)}\phi_s - N_2\sigma_p^{(e)}\phi_p + N_1\sigma_p^{(a)}\phi_p, \quad (56)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 + N_2\sigma_s^{(e)}\phi_s - N_1\sigma_s^{(a)}\phi_s - N_1\sigma_p^{(a)}\phi_p + N_2\sigma_p^{(e)}\phi_p. \quad (57)$$

Estas ecuaciones describen la población fraccional en el nivel N_1 y el nivel N_2 , respectivamente.

3.2.4 Fluorescencia

La fluorescencia es un tipo particular de luminiscencia, y se debe a la propiedad que tienen algunos átomos de absorber energía en forma de radiación electromagnética y posteriormente emitir parte de esa energía en radiación electromagnética de longitud de onda diferente.

La fluorescencia producida por absorción de luz se presenta como la emisión de fotones en todas las direcciones (emisión espontánea) que tienen una longitud de onda mayor a la de los fotones incidentes en el material, y el hecho de que los fotones emitidos sean producidos por emisión espontánea tiene como consecuencia que para un medio isótropo, éstos presenten un grado de polarización muy bajo. El mecanismo de fluorescencia típico implica tres pasos secuenciales, llamados respectivamente absorción, disipación no radiativa y emisión (sección 3.1 y sección 3.2.1).

3.2.5 Secciones transversales de emisión y absorción

En general, las secciones eficaces de emisión y absorción, σ_{em} y σ_{abs} , son parámetros importantes que permiten definir las características activas de las fibras dopadas con tierras raras en lo que se refiere a su emisión espectral. Son parámetros utilizados para cuantificar la habilidad de un ion para absorber o emitir luz. Si se considera un sistema láser de dos niveles Er^{3+} (figura 25) con estados energéticos E_1 y E_2 ($E_1 < E_2$), la sección transversal de una transición particular entre dos niveles energéticos de un ion, representa la probabilidad de que dicha transición ocurra. La probabilidad de que ocurra una transición inducida por la absorción de un fotón de energía $(E_2 - E_1)$ es proporcional a la sección transversal σ_{12} ; mientras que para el caso de emisión de un fotón, es proporcional a la sección transversal de emisión σ_{21} . La dimensión de las secciones transversales se cuantifica en unidades de área. Así la cantidad de potencia absorbida por un ion (P_{abs}), cuando es iluminado con un haz de frecuencia ν está dada por la siguiente ecuación (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.99):

$$P_{abs} = \sigma_{12} I \quad (58)$$

donde I es la intensidad de la luz incidente. Al dividir la ecuación 58 entre la energía del fotón, $h\nu$, se obtiene la razón de absorción en número de fotones:

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{h\nu} = \sigma_{12} \Phi(\nu); \quad (59)$$

donde $\Phi(\nu)$ es el flujo de fotones en unidad de número de fotones por unidad de área, por unidad de tiempo. De manera similar la potencia de la luz emitida por emisión estimulada, cuando sobre un ion incide luz con intensidad I , es

$$P_{em} = \sigma_{21} I. \quad (60)$$

Aunque se considera a la sección transversal de absorción como una pequeña área en un material que captura un flujo de fotones al atravesarla, en realidad, describe la probabilidad de absorción del material (en ambos casos a una longitud de onda dada). La probabilidad de emisión tiene una interpretación matemática análoga (aunque el uso de un área de emisión carece de sentido físico).

Para una colección de iones idénticos, con una población N_1 en el nivel inferior y una población N_2 en el nivel superior, el cambio total de la potencia de la luz de intensidad I atravesando la colección de iones (medio) está dado por:

$$\Delta P = (N_2 \sigma^{ems} - N_1 \sigma^{abs}) I, \quad (61)$$

donde N_1 y N_2 son las poblaciones de iones en los niveles 1 y 2, respectivamente, σ^{ems} es la sección transversal de emisión y σ^{abs} es la sección transversal de absorción.

En láseres monocromáticos, para la obtención de estos parámetros se usa el modelo de los coeficientes de Einstein. Para fibras dopadas con tierras raras se utiliza el modelo de McCumber (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.103). Éste ha mostrado ser una herramienta eficaz para la obtención, de manera experimental, de las secciones eficaces de emisión y absorción, σ^{ems} y σ^{abs} , en vidrios activados con Er^{3+} . Este modelo permite eliminar la condición de conocer con detalle la estructura electrónica y obtener valores más aproximados que los del modelo de Einstein.

3.3 Fuente superluminiscente de fibra óptica (SFS)

Una fuente superluminiscente de fibra óptica (SFS) se construye utilizando fibras dopadas con tierras raras (por ejemplo erbio Er^{3+}). La inversión de población producida como consecuencia de un bombeo óptico aplicado, produce fotones emitidos en forma espontánea, que en su gran mayoría son capturados por el núcleo de la fibra óptica.

En una fibra óptica sólo se tienen dos direcciones de propagación (figura 26) y dependiendo de la dirección a lo largo de la cual viaja el bombeo óptico aplicado, se etiqueta a dichas emisiones a la salida de cada extremo de la fibra como: ASE+ y ASE-.

A la primera se le conoce como la emisión ASE que se copropaga con el bombeo óptico y a la segunda, como la emisión ASE que se contrapropaga con el bombeo óptico.

Este tipo de fuentes SFS suelen tener dos configuraciones. En la configuración de un solo paso, la emisión de salida viaja tanto en copropagación (ASE+) como en contrapropagación (ASE-) con el bombeo óptico (figura 1, sección 1.1). En la configuración de doble paso, la emisión ASE producida en copropagación (ASE+) con el haz bombeo es reflejada por un dispositivo óptico, produciéndose un segundo paso por la fibra; es decir se establece una segunda etapa de amplificación de la señal de banda ancha generada (figura 3, sección 1.1).

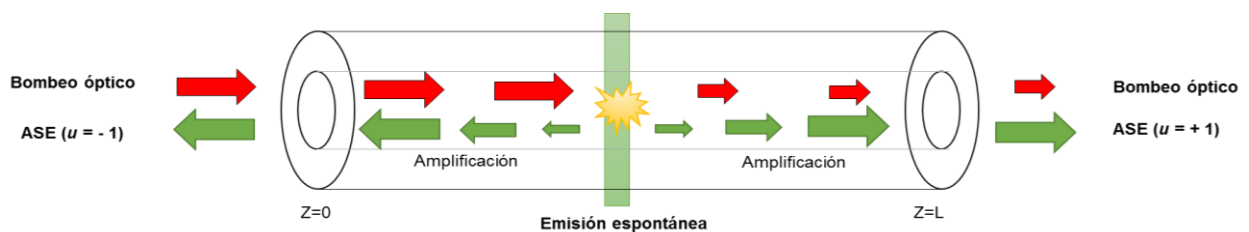


Figura 26. Emisión espontánea amplificada (ASE) producida por bombeo óptico en una fibra óptica dopada con iones de erbio.

Para una SFS de solo un paso, la potencia de salida de la emisión ASE+ es mucho mayor que la emisión de salida ASE-. En el caso de la emisión ASE+, ésta se genera desde el inicio de la fibra ($z = 0$) propagándose junto con el bombeo óptico hasta la longitud $z = L$. Conforme la ASE se propaga, se va amplificando.

Por otra parte, ya que la emisión ASE- se contrapropaga con el bombeo, si se supone que éste se aplica en $z = 0$, la potencia ASE que sale inmediatamente de la fibra, no se amplifica. Para el resto de la longitud de la fibra, la potencia de bombeo disminuye a partir de $z = 0$ hasta llegar a $z = L$. De acuerdo con esto, la potencia de bombeo que llega al resto de la fibra es mucho menor y la emisión ASE- que se genera, por ejemplo de $z = L$ hasta $z = 0$ obtendrá al inicio menor energía del bombeo para ser amplificada.

La figura 27 muestra una simulación en la que se presentan los casos discutidos.

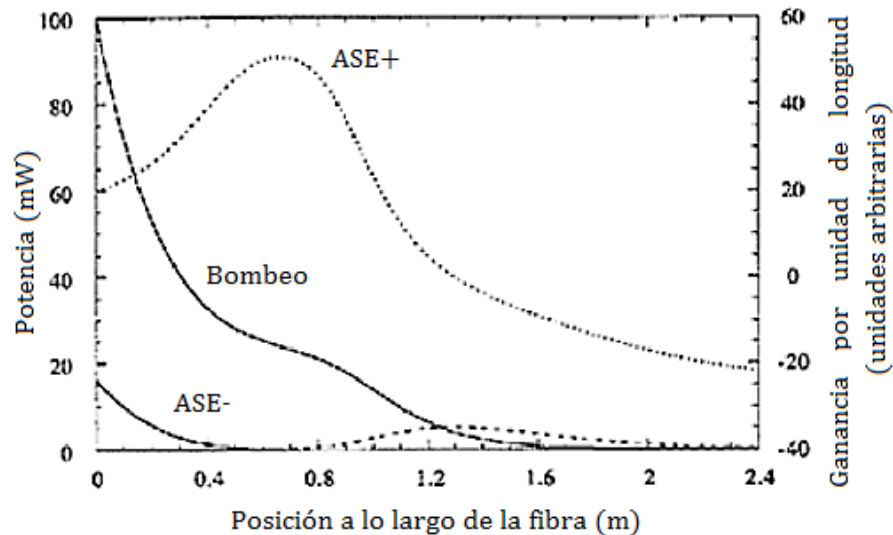


Figura 27. Simulación de una SFS de solo un paso basada en una fibra óptica dopada con iones de erbio; se muestran ambas direcciones de emisión ASE cuando se aplica un bombeo óptico de 976 nm con una potencia de bombeo de 100 mW a la entrada de la fibra (Digonnet, M., 2001, p. 377).

3.4 Fluorescencia polarizada

Se ha mencionado en secciones anteriores que la fluorescencia en fuentes SFS, producida por la emisión espontánea en fibras ópticas dopadas con erbio, viaja en todas las direcciones de propagación. Cabe señalar que sólo parte de ella satisface las condiciones de guiado y queda confinada en el núcleo de la fibra óptica (figura 26).

Aunque es de conocimiento general que los fotones emitidos por el fenómeno de fluorescencia tienden a tener un estado de polarización indefinido (luz despolarizada), se han propuesto arreglos experimentales en los que es posible generar luz fluorescente polarizada a la salida de una fuente SFS (Digonnet, M., 2001, p.388). En esos casos la estabilidad en el estado de polarización a la salida de fuentes SFS no ha sido analizado desde un punto de vista teórico. Puesto que cualquier cambio en la posición de un elemento o en la fibra misma, por ejemplo torcer la fibra óptica, modifica el estado de polarización a la salida, para controlar el estado de polarización de la luz que sale de la fibra es necesario introducir ajustes en el arreglo óptico, que en general se efectúan por ensayo y error.

Para obtener luz parcialmente polarizada o polarizada, en fuentes SFS se han propuesto arreglos en los que un polarizador discreto colocado estratégicamente

permite obtener luz fluorescente polarizada a la salida del dispositivo (figura 28). Cabe recordar que los fotones generados por efecto de fluorescencia no presentan un SOP definido desde el inicio. En la figura 28 se muestra un arreglo experimental propuesto para la generación de SFS con luz polarizada a la salida.

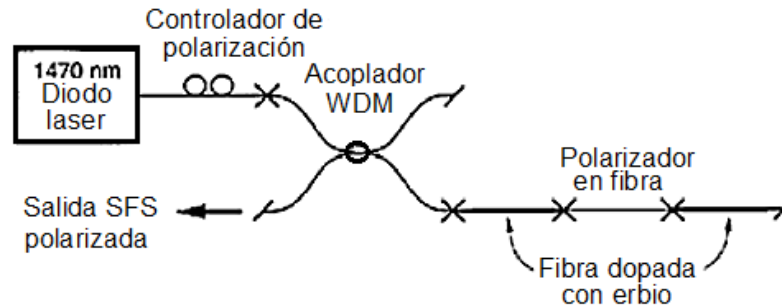


Figura 28. Fuente SFS experimental con salida polarizada, configuración en contrapropagación con bombeo óptico (ASE-) (Digonnet, M., 2001, p.388).

Esencialmente estas configuraciones funcionan generando la emisión fluorescente en una primera sección de fibra óptica dopada con erbio (para cualquier configuración, SFS de un solo paso o doble paso). Posteriormente esta emisión que no presenta un estado de polarización definido es polarizada por un elemento óptico, y por último una segunda sección de fibra dopada es utilizada para generar una segunda etapa de amplificación. De cualquier manera, la garantía en la estabilidad de la polarización a la salida de la fuente SFS se encuentra comprometida, puesto que el estado de polarización puede sufrir variaciones durante su viaje por los elementos ópticos (por ejemplo debido a la birrefringencia adicional inducida por el WDM).

3.4.1 Medida del SOP de la emisión fluorescente

Cuando se habla de analizar la polarización, se hace referencia al uso de instrumentos ópticos a través de los cuales es posible obtener dicha información (analizadores de polarización). Usualmente estos instrumentos son utilizados para formar arreglos experimentales que permiten realizar un análisis más detallado del SOP. Al trabajar con ellos, una de las hipótesis que se usan es que el eje óptico sobre el que está montado el analizador (por ejemplo el eje z), coincide con el eje óptico del arreglo experimental (debido a que se necesita un marco de referencia en el laboratorio para evaluar el SOP de la fluorescencia). A continuación se muestra el esquema de un arreglo típico.

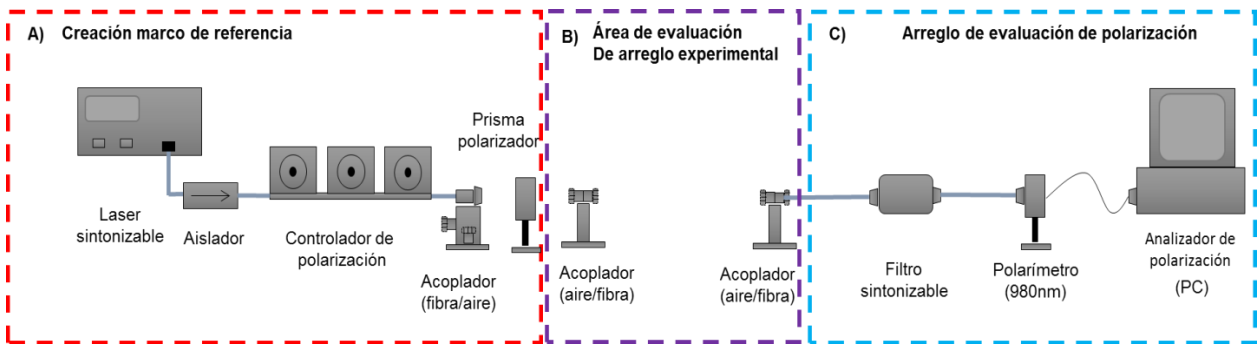


Figura 29. Arreglo para la evaluación de la SOP en arreglos experimentales.

El arreglo de la figura 29 se compone de 3 partes principales. La primer parte permite generar un marco de referencia a una longitud de onda deseada (utilizando el láser sintonizable), la segunda parte se refiere al brazo de análisis donde el arreglo experimental es montado sobre la mesa de evaluación (los ejes ópticos del arreglo experimental coinciden con el del arreglo de evaluación de la SOP), la tercer parte está formada por el analizador de polarización y un filtro que permite seleccionar la longitud de onda a evaluar dentro de un rango de señales (por ejemplo el espectro de fluorescencia de una fuente SFS). En secciones posteriores se presenta la metodología utilizada y el arreglo óptico usado para la evaluación del SOP en nuestros experimentos.

3.4.2 Relevancia del ángulo azimutal del SOP de bombeo óptico

Puede considerarse que una SFS es esencialmente un EDFA que funciona en ausencia de señal óptica a amplificar. Por tanto, para analizar el funcionamiento de una SFS que opera con un bombeo polarizado, es importante tomar en cuenta lo que se ha reportado sobre EDFAs que operan con luz polarizada, lo cual se presenta a continuación.

Las fibras ópticas dopadas con iones de erbio exhiben una ganancia dependiente de la polarización (PDG). Se ha reportado el decremento del desempeño en sistemas EDFA asociado a pérdidas dependientes del estado de polarización (Taylor, M. G., 1993; Harada, K., 1995). Se sabe que en una fibra óptica dopada con tierras raras sólo una porción de los iones dopantes interactúan con ciertas polarizaciones, por lo que se produce una dependencia con respecto a la polarización de la señal de bombeo. Por lo tanto la anisotropía de los iones alojados en la fibra debe ser considerada, ya que la orientación de los iones determina la capacidad de emisión y absorción de un fotón; la

cual, se ha descrito considerando su momento dipolar (un vector que denota la fuerza del dipolo y su dirección).

Se han reportado modelos teóricos por computadora que permiten estudiar la ganancia dependiente de la polarización (PDG) en EDFA's (Harada, K., 1995). En estos modelos las secciones transversales de absorción y emisión de los iones alojados en la fibra óptica se modelan como elipsoides con los ejes mayores alineados al azar, debido a la distribución azarosa de los sitios del vidrio. Bajo esta idea, se asume que utilizando un bombeo óptico en el que participen las dos componentes ortogonales de polarización, será posible excitar a la totalidad de la población de iones de erbio.

Así, la relevancia de utilizar un estado de polarización (SOP) específico para el bombeo juega un papel importante en sistemas SFS. Se considera que es posible optimizar estos sistemas haciéndolos mucho más eficientes que los sistemas donde no se toma en cuenta este comportamiento. Es decir, si idealmente pudiéramos hacer participar a la población total de iones de erbio, las fuentes SFS serían más eficientes.

3.5 Modelo teórico para una SFS

Una SFS se modela como un amplificador EDFA en el que la emisión ASE suele tratarse como un ruido característico de estos sistemas, que depende de las características del medio de ganancia. Las características de ganancia y ruido se obtienen a partir de las ecuaciones diferenciales de flujo poblacional que describen a las principales transiciones de interés del sistema láser. Dichas relaciones, que incluyen los procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada, pueden resolverse mediante métodos de integración numérica por computadora.

Por simplicidad se considera la aproximación utilizada para un sistema láser de dos niveles con desdoblamiento Stark para un amplificador EDFA (figura 25). Las ecuaciones que describen la población parcial en los niveles principales N_1 y N_2 hacen uso de las secciones transversales de absorción y emisión entre los niveles cuando existe un haz de bombeo (ϕ_p) y un haz de señal prueba a amplificar (ϕ_p) (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.145):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + (N_1\sigma_s^{(a)} - N_2\sigma_s^{(e)})\phi_s - (N_2\sigma_p^{(e)} - N_1\sigma_p^{(a)})\phi_p, \quad (62)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 + (N_2\sigma_s^{(e)} - N_1\sigma_s^{(a)})\phi_s - (N_1\sigma_p^{(a)} - N_2\sigma_p^{(e)})\phi_p, \quad (63)$$

donde $B_{21} = 1/\tau$ es equivalente al tiempo de vida de la emisión espontánea. $\sigma_s^{(a)}$, $\sigma_s^{(e)}$ representan a las secciones transversales de absorción y emisión para la señal de prueba, y $\sigma_p^{(a)}$, $\sigma_p^{(e)}$ representan a las secciones transversales de absorción y emisión para el bombeo óptico.

Por lo tanto puede considerarse que la densidad total de iones N está dada por:

$$N = N_1 + N_2; \quad (64)$$

bajo la anterior suposición tenemos que las ecuaciones que describen la población parcial de los niveles N_1 y N_2 se encuentran acopladas de la siguiente manera:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt}. \quad (65)$$

La ecuación 65 indica que el cambio en la población de iones en el nivel N_1 es proporcional a los iones que decaen del nivel N_2 . Bajo esta consideración únicamente una de las ecuaciones es independiente de la otra (ecuación 62 y ecuación 63). Así podemos calcular N_1 , que es igual a $N - N_2$, por ejemplo, en términos de la intensidad de la señal de prueba y el bombeo óptico. La densidad de iones $N_2(z)$ en función de la posición z de la fibra puede encontrarse como solución a partir de las ecuaciones 62 y 63 (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.146):

$$N_2(z) = \frac{\frac{\tau\sigma_s^{(a)}}{h\nu_s}I_s(z) + \frac{\tau\sigma_p^{(a)}}{h\nu_p}I_p(z)}{\frac{\tau(\sigma_s^{(a)} + \sigma_s^{(e)})}{h\nu_s}I_s(z) + \frac{\tau(\sigma_p^{(a)} + \sigma_p^{(e)})}{h\nu_p}I_p(z) + 1} N. \quad (66)$$

La ecuación 66 permite describir la población del nivel $N_2(z)$ en función de las intensidades de un haz de prueba (I_s) y un haz de bombeo óptico (I_p) cuando la fibra óptica funciona en régimen de amplificador (EDFA). Por lo tanto para este régimen de

funcionamiento la intensidad para el haz de prueba y el haz de bombeo en cualquier punto de la fibra está dado por (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.146):

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = (N_2\sigma_p^{(e)} - N_1\sigma_p^{(a)})I_p(z) \Gamma_p, \quad (67)$$

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = (N_2\sigma_s^{(e)} - N_1\sigma_s^{(a)})I_s(z) \Gamma_s, \quad (68)$$

donde Γ_p, Γ_s representan el factor de traslape para el haz de bombeo y para la señal de prueba, respectivamente. Esta simplificación de la variación transversal de la intensidad de la luz y la distribución de los iones de erbio en la fibra permiten modelar eficientemente la intensidad de las señales en un EDFA. Sin embargo el modelo anterior no considera la emisión espontánea en cada sección de la fibra que da origen a la emisión ASE (en copropagación y en contrapropagación con el bombeo óptico). En sistemas amplificadores EDFA la potencia de esta emisión suele referirse a la potencia equivalente a ruido. Para una fibra monomodo con dos polarizaciones independientes para cada modo de propagación a una frecuencia ν , la potencia de ruido local a un ancho $\Delta\nu$, corresponde a la emisión espontánea de una pequeña sección de la fibra, la cual es equivalente a:

$$P_{ASE}^0 = 2 h\nu \Delta\nu. \quad (69)$$

Considerando que la emisión espontánea se propaga a lo largo de una longitud z a través de la fibra, ésta será amplificada (emisión ASE) debido a la excitación de los iones por el bombeo óptico. Por lo tanto el cambio en la potencia de la emisión ASE a una frecuencia ν para un punto z a lo largo de la fibra, se escribe como la suma de la potencia ASE de las secciones anteriores de la fibra y la potencia de ruido local P_{ASE}^0 (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.148):

$$\frac{dP_{ASE(\nu)}}{dz} = \left(N_2\sigma^{(e)}(\nu) - N_1\sigma^{(a)}(\nu) \right) P_{ASE}(\nu) + P_{ASE}^0(\nu)N_2\sigma^{(e)}(\nu). \quad (70)$$

Se ha mencionado anteriormente que una fuente SFS es similar a un amplificador EDFA, pero funcionando en ausencia de una señal de prueba a amplificar (régimen de pre-amplificador). Bajo este régimen la contribución de la señal de prueba es nula y no

se considera, mientras que la emisión ASE es el efecto dominante. Entonces podemos reescribir la ecuación 66 en función de la emisión ASE y el bombeo óptico como:

$$N_2(z) = \frac{\sum_i \frac{\tau \sigma_{v_i}^{(a)}}{h\nu v_i} \Gamma_{v_i} P_{ASE}(v_i) + \frac{\tau \sigma_p^{(a)}}{h\nu p} \Gamma_p P_p}{\sum_i \frac{\tau(\sigma_{v_i}^{(a)} + \sigma_{v_i}^{(e)})}{h\nu v_i} \Gamma_{v_i} P_{ASE}(v_i) + \frac{\tau(\sigma_p^{(a)} + \sigma_p^{(e)})}{h\nu p} \Gamma_p P_p + 1} N, \quad (71)$$

donde v_i representa una frecuencia particular del espectro de emisión ASE con un ancho espectral Δv (característico del Er^{3+}), potencias del bombeo y de la emisión ASE $P_p, P_{ASE}(v_i)$, y factores de traslape para la señal de bombeo y la emisión ASE, Γ_p, Γ_{v_i} .

En esta simplificación, cada potencia $P_{ASE}(v_i)$ a una determinada frecuencia v_i , está compuesta por la sumatoria de las componentes ASE en contrapropagación y copropagación con el bombeo óptico de la siguiente manera:

$$P_{ASE}(v_i) = P_{ASE}^+(v_i) + P_{ASE}^-(v_i). \quad (72)$$

Así las ecuaciones de propagación se reescriben en términos de la potencias del campo para la emisión ASE y el bombeo (Becker, P.C., *et al.*, 1999, p.157). Solo la parte del modo óptico que se traslapa con los iones de erbio experimenta ganancia o atenuación. Por lo tanto el factor de traslape es introducido en la ecuación en conjunto con las pérdidas en la fibra:

$$\frac{dP_p}{dt} = \left(N_2 \sigma_p^{(e)} - N_1 \sigma_p^{(a)} \right) \Gamma_p P_p - \alpha_p^{(a0)} P_p, \quad (73)$$

$$\frac{dP_{ASE}^+(v_i)}{dt} = \left(N_2 \sigma_{v_i}^{(e)} - N_1 \sigma_{v_i}^{(a)} \right) \Gamma_{v_i} P_{ASE}^+(v_i) + N_2 \sigma_{v_i}^{(e)} \Gamma_{v_i} h\nu_i \Delta v_i - \alpha_p^{(a0)} P_{ASE}^+(v_i), \quad (74)$$

$$\frac{dP_{ASE}^-(v_i)}{dt} = -\left(N_2 \sigma_{v_i}^{(e)} - N_1 \sigma_{v_i}^{(a)} \right) \Gamma_{v_i} P_{ASE}^-(v_i) - N_2 \sigma_{v_i}^{(e)} \Gamma_{v_i} h\nu_i \Delta v_i + \alpha_p^{(a0)} P_{ASE}^-(v_i). \quad (75)$$

Capítulo 4. Construcción de una fuente superluminiscente de fibra dopada con iones de erbio

En este capítulo se describen dos arreglos propuestos por otros autores para desarrollar fuentes superluminiscentes en las que existe un control del estado de polarización de la luz emitida. Tomando esta información como base, se propusieron dos diferentes configuraciones para fuentes SFS (configuración de un solo paso y configuración de doble paso) en las que se aplica un bombeo linealmente polarizado sobre el eje rápido de birrefringencia de la fibra láser bobinada helicoidalmente. Cabe señalar que estos arreglos permiten verificar la estabilidad de la emisión y estado de polarización cuando ha sido cancelado el efecto de birrefringencia de los elementos en el arreglo experimental.

Además, se detalla el arreglo experimental construido para la localización del eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio de longitud extensa. El procedimiento a seguir para determinar su ángulo azimutal está basado en un análisis realizado sobre la esfera de Poincaré.

4.1 Antecedentes

4.1.1 Arreglo experimental para una fuente SFS dopada con Er^{3+} de polarización estable (Falquier, D.G., *et al.*, 2000)

El arreglo experimental propuesto por Falquier y colaboradores para construir una fuente SFS, donde el estado de polarización de la emisión de salida es estable, se muestra en la figura 30. El arreglo óptico corresponde a una fuente de doble paso.

Ellos utilizan una muestra de fibra óptica dopada con Er^{3+} (6 metros de longitud) como componente principal para la fuente SFS. Trabajaron utilizando un diodo de bombeo con una salida fuertemente polarizada, la cual hacen pasar por un controlador de polarización (PC_{pump}). Dicho controlador les permite variar el estado de polarización de entrada del haz de bombeo, de forma tal que la potencia transmitida por la fibra polarizadora sea máxima. Esta fibra polarizadora divide a la EDF en dos secciones de

longitudes distintas (ver figura 30). El bombeo óptico es insertado a la fibra utilizando un acoplador WDM.

Se coloca un espejo rotador de Faraday (FRM) en uno de los puertos del WDM para reflejar la emisión ASE producida en la fibra nuevamente hacia la misma, lo cual produce una segunda etapa de amplificación.

Por último, la emisión de la fuente SFS es dirigida a un sistema detector, el cual es sensible a la polarización. Este sistema de detección se compone de un segundo controlador de polarización (PC_{pol}), un polarizador de fibra óptica y un analizador de espectro óptico (OSA), usados para determinar el grado de polarización de la emisión de la fuente SFS. A la salida de la fuente SFS, antes del OSA, se utiliza un aislador óptico para evitar la retroalimentación.

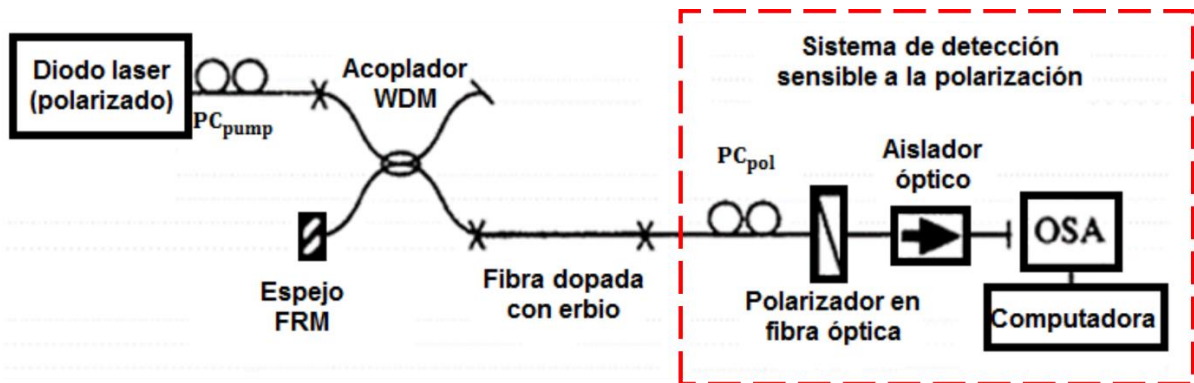


Figura 30. Arreglo experimental para una fuente SFS de doble paso (de fibra dopada con Er^{3+}) de polarización estable (Falquier, D.G., *et al.*, 2000).

4.1.1.1 Proceso experimental

Como se mencionó, la configuración corresponde a una SFS de doble paso en copropagación con el bombeo óptico (Falquier, D.G., *et al.*, 2000). La luz de bombeo de un diodo láser polarizado ($\lambda = 1470 \text{ nm}$) se acopla a la fibra de vidrio de sílice dopada con erbio a través del multiplexor de bombeo (WDM). El bombeo es absorbido por los iones de erbio y produce emisión espontánea, la cual se amplifica por emisión estimulada conforme viaja a lo largo de la fibra dopada. En la SFS, la emisión espontánea amplificada (ASE_a) que inicialmente se contrapropaga con respecto al

bombeo, es reflejada por un espejo rotador de Faraday (FRM) y amplificada una segunda vez en la fibra dopada con erbio (ASE_b).

Ellos usan el controlador de polarización colocado a la salida del diodo de bombeo para optimizar la potencia transmitida por la fibra polarizadora. Reportan que debido a la anisotropía de los iones de erbio en la fibra, el sistema exhibe PDG (ganancia dependiente de la polarización), lo cual significa que los espectros de ganancia son diferentes para componentes ASE de polarizaciones que son paralelas y ortogonales a la polarización del bombeo (Falquier, D.G., *et al.*, 2000). Indican que la estabilidad en el estado de polarización mejora gracias a la adición del espejo FRM. Esto lo justifican aduciendo que la fibra polarizadora permite que tanto la componente paralela a su eje de birrefringencia, como la perpendicular utilicen la energía almacenada por el proceso de bombeo. Ambas componentes ASE presentan ganancia y generan una salida fuertemente polarizada de la fuente SFS.

4.1.1.2 Observaciones

En los experimentos realizados por Falquier y colaboradores en 2000, se utiliza un bombeo óptico a 1480 nm con un estado de polarización lineal. Sin embargo resulta evidente la ausencia de una referencia inicial para realizar el estudio antes mencionado, en el cual se exhiben claramente pérdidas que son dependientes de la polarización.

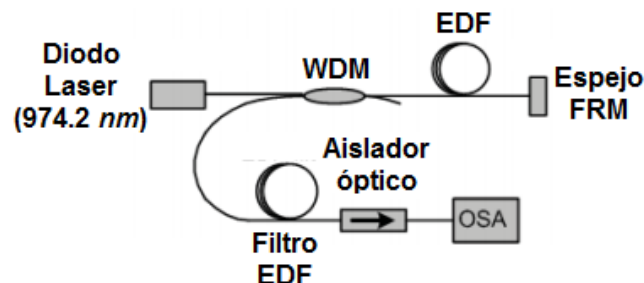


Figura 31. Arreglo experimental para una fuente SFS de alta estabilidad a su longitud de onda media de emisión (Li, Y. *et al.*, 2013).

Otros detalles que pueden afectar el desempeño en la estabilidad de la fuente SFS son: 1) la birrefringencia adicional de los componentes presentes en el arreglo, 2) la birrefringencia adicional introducida por torsiones, flexiones y elongación en la fibra. Además, el monitoreo del SOP de la emisión de la fuente SFS se realiza sin mencionar

si la componente espectral del bombeo óptico es filtrada antes de entrar al OSA, lo cual supondría un análisis del SOP de emisión ineficiente.

4.1.2 Arreglo experimental para una fuente SFS de alta estabilidad a su longitud de onda media de emisión (Li, Y. *et al.*, 2013)

El arreglo experimental desarrollado por Li *et al.* en 2013, tiene como propósito garantizar la estabilidad de la longitud de onda media de la emisión de salida de una SFS. Lo anterior es indispensable para garantizar la eficiencia en sistemas como giróscopos de fibra óptica. Su construcción (figura 31) se basa en un arreglo de doble paso en copropagación con el bombeo óptico. Este arreglo incluye un diodo láser de bombeo a $\lambda = 974.2 \text{ nm}$ con controlador de temperatura, un acoplador WDM, 5 metros de fibra óptica dopada (EDF), un espejo rotador de Faraday (FRM), un filtro (EDF utilizada como filtro), un aislador óptico y un analizador de espectro óptico (OSA).

4.1.2.1 Proceso experimental

En este arreglo experimental (figura 31), el bombeo óptico ($\lambda = 974.2 \text{ nm}$) pasa hacia la EDF a través del acoplador WDM. La emisión espontánea generada en ese punto es amplificada (ASE_a) y posteriormente reflejada por el espejo rotador FRM, adquiriendo cada componente una rotación de 90° con respecto al estado de polarización que llega al FRM. El bombeo óptico experimenta este mismo proceso, solo con la diferencia de que la rotación probablemente sea distinta.

Por último la emisión resultante pasa a través del acoplador WDM hacia una pequeña sección de EDF no bombeada, que actúa como filtro para absorber el pico de emisión de 1530 nm (Li, Y. *et al.*, 2013).

La figura 32 muestra como se suprime el pico de emisión no deseado para dos configuraciones de fuentes SFS cuando se incluye un filtro EDF y cuando no.

Li *et al.*, reportan que pueden mantener el pico de emisión alrededor de 1561 nm para configuraciones de fuentes SFS donde se utiliza una fibra EDF como filtro. Los resultados muestran que dicho filtro suprime los picos adyacentes al pico de emisión principal ($\sim 1530 \text{ nm}$) en el espectro de emisión de cada configuración SFS (figura 32).

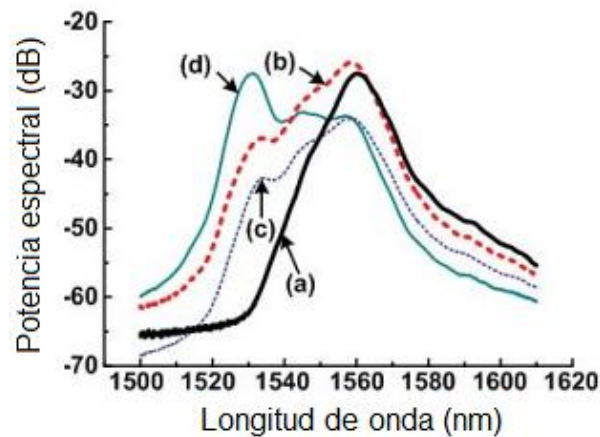


Figura 32. Espectros de emisión SFS's basados en EDF. a) SFS doble paso con filtro EDF, b) SFS doble paso sin filtro EDF, c) SFS un solo paso con filtro EDF y d) SFS un solo paso sin filtro EDF (Li, Y. *et al.*, 2013).

4.1.2.2 Observaciones

Dentro del proceso experimental ellos proponen que para garantizar estabilidad, los siguientes parámetros de la SFS deben ser considerados: 1) estabilización del bombeo óptico mediante un controlador de temperatura; el cual reduce las variaciones del haz de bombeo y el cambio consecuente de las secciones transversales de absorción y emisión de la EDF, 2) utilizar componentes ópticos de alto desempeño.

Es importante señalar que en los experimentos realizados por Li y sus colaboradores en 2013, se hace uso de un estado de polarización arbitrario para bombear a la fibra y se considera que el FRM debe eliminar la contribución de la anisotropía de los iones de erbio alojados en la EDF bajo cualquier condición de bombeo. La estabilidad en la polarización de la emisión no se evalúa, lo que indica una efectiva falta de estudio de la influencia de la birrefringencia inducida o residual de la fibra y de su contribución a la estabilidad en potencia de la fuente SFS.

4.2 Fuentes SFS implementadas para esta tesis

Se describen los arreglos experimentales implementados para dos distintas configuraciones de fuentes superluminiscentes (configuración de un solo paso y configuración de doble paso), así como el arreglo experimental construido para determinar la orientación del eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas de longitud extensa.

4.2.1 Fuente superluminiscente de un solo paso

En una fuente SFS la emisión fluorescente, amplificada durante su viaje por la fibra (emisión ASE), viaja hacia ambos extremos de la fibra óptica dopada. Estas emisiones suelen etiquetarse como emisión ASE(+) y ASE(-) indicando el caso cuando se copropagan y contrapropagan con el bombeo óptico, respectivamente.

De acuerdo a lo mencionado anteriormente, se construyeron dos arreglos experimentales para evaluar por separado dichas emisiones. El arreglo para una fuente SFS de un solo paso con configuración en copropagación (bombeo óptico y ASE+) se muestra en la figura 33. La figura 34 muestra el arreglo experimental para una fuente SFS de un solo paso con configuración en contrapropagación (bombeo óptico y ASE-).

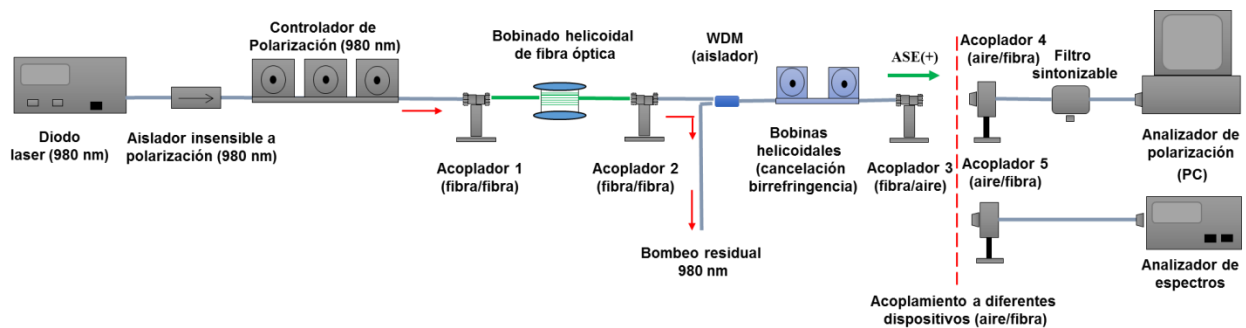


Figura 33. Fuente SFS de un solo paso. La emisión se copropaga con el bombeo óptico (ASE+).

Ambas configuraciones están integradas principalmente por el bobinado helicoidal de fibra óptica dopada con erbio (EDF), un acoplador/aislador (WDM) con un bobinado helicoidal doble para controlar el efecto de la birrefringencia en la banda de emisión, un diodo láser de bombeo (980 nm) cuyo estado de polarización a la entrada de la fibra láser es definido por un controlador de polarización (para 980 nm), como puede apreciarse en las figuras 35 y 36. La potencia de la emisión se mide con un analizador de espectro óptico y su estado de polarización con un analizador de polarización.

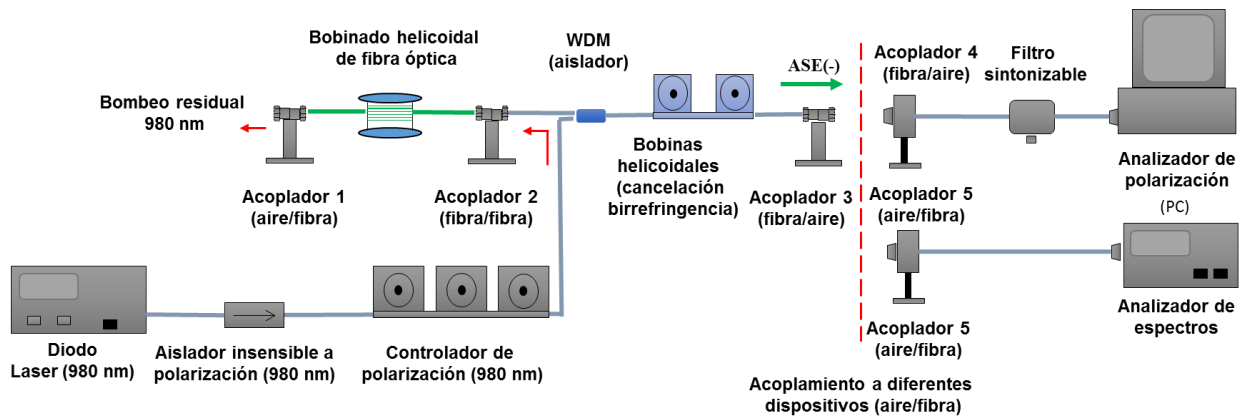


Figura 34. Fuente SFS de un solo paso. La emisión (ASE-) se contrapropaga con el bombeo óptico.

La principal diferencia entre ambas configuraciones es la dirección en que se aplica el bombeo óptico en los arreglos experimentales, es decir, la forma en que se aplica el bombeo óptico en el arreglo experimental dando como resultado una emisión en copropagación o contrapropagación con el bombeo óptico (ASE+ y ASE-, respectivamente). Como se verá en el capítulo siguiente, esta diferencia hace que la emisión resultante de la fuente SFS sea distinta para cada caso experimental.

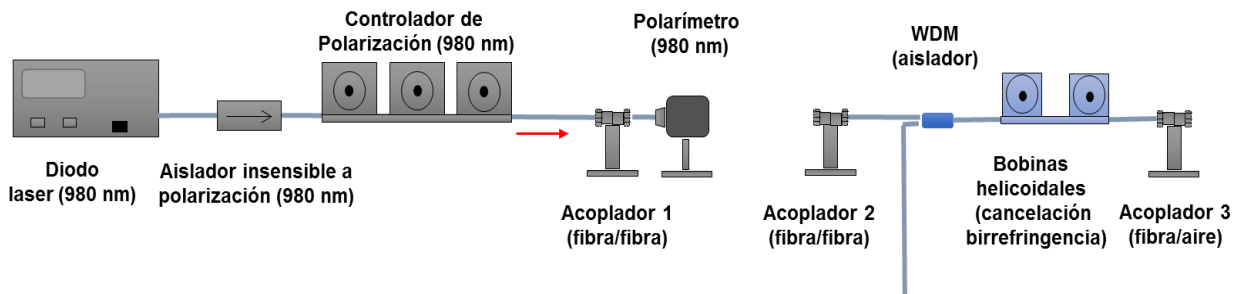


Figura 35. Control del SOP del bombeo óptico para una fuente SFS de un solo paso con configuración en copropagación (bombeo óptico y ASE+).

4.2.1.1 Operación experimental fuentes superluminescentes de un solo paso

Antes de realizar cualquier medición es importante generar el marco de referencia del sistema en el analizador de polarización (a una determinada longitud de onda, por ejemplo 1550 nm) y posteriormente cancelar el efecto de birrefringencia introducido por el acoplador/aislador WDM (se explica con detalle más adelante).

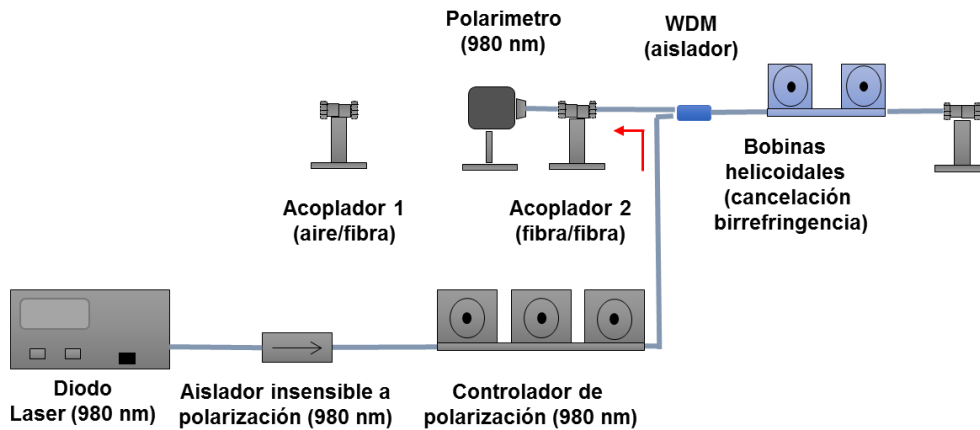


Figura 36. Control del SOP del bombeo óptico para una fuente SFS de un solo paso con configuración en contrapropagación (bombeo óptico y ASE-).

En estas configuraciones, el SOP lineal del haz de bombeo alineado respecto al eje rápido de birrefringencia se obtiene utilizando el controlador de polarización optimizado para 980 nm. Experimentalmente el SOP lineal a la entrada del bobinado helicoidal es monitoreado utilizando un polarímetro diseñado para analizar señales a 980 nm. Las figuras 35 y 36 muestran el arreglo utilizado para cada configuración de las dos fuentes SFS de un solo paso.

Una vez que se ha obtenido el estado de polarización lineal de entrada deseado, se procede a colocar el bobinado helicoidal de fibra láser teniendo la precaución de minimizar torceduras (figuras 33 y 34). Cuando el sistema se encuentra nuevamente en funcionamiento, la emisión ASE obtenida sale por el extremo de la fibra donde se encuentran los instrumentos analizadores, a través del acoplador/aislador WDM. El acoplamiento aire/fibra permite evitar perturbaciones en las mediciones causadas por el movimiento mecánico de los elementos. En esta última sección, un filtro sintonizable permite seleccionar una sola longitud de onda de la banda espectral de emisión de la fuente SFS.

4.2.2 Fuente superluminiscente de doble paso

La figura 37 muestra el arreglo experimental implementado para la fuente SFS de doble paso

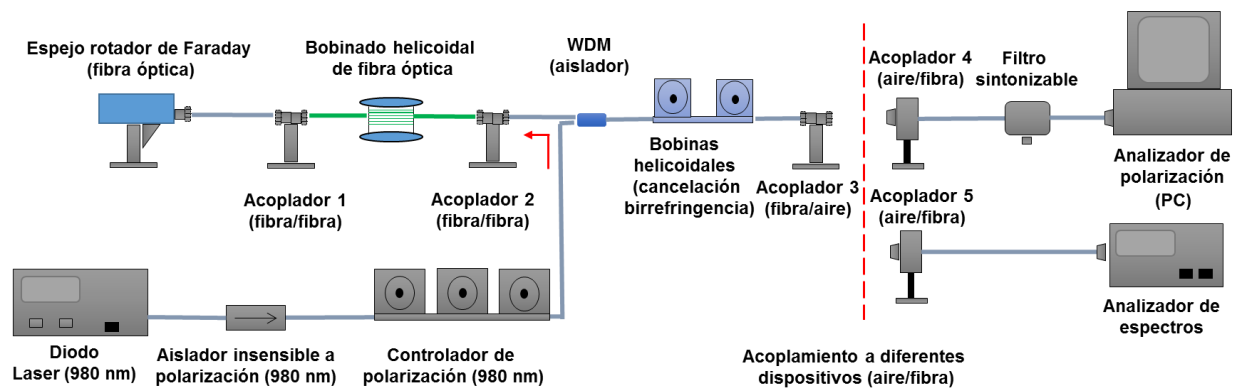


Figura 37. Arreglo experimental para fuente superluminiscente de doble paso.

Está formado por un diodo láser de bombeo (980 nm), un aislador óptico insensible a la polarización (980 nm) y un controlador de polarización para el haz de bombeo (980 nm) que permite definir el estado de polarización de la luz de bombeo a la entrada del bobinado helicoidal de fibra óptica dopada con erbio (EDF), un acoplador/aislador WDM con un bobinado helicoidal doble para controlar la birrefringencia en la banda de emisión y un espejo rotador de Faraday (FRM). La potencia de la emisión se mide con un analizador de espectro óptico y su estado de polarización con un analizador de polarización.

4.2.2.1 Operación experimental fuente superluminiscente de doble paso

Al igual que en las configuraciones experimentales para fuentes SFS de un solo paso, es importante realizar un marco de referencia del sistema en el analizador de polarización (a una determinada longitud de onda, por ejemplo 1550 nm) y posteriormente cancelar el efecto de birrefringencia introducido por el acoplador/aislador WDM (se explica con detalle más adelante). En esta configuración el haz de bombeo pasa primeramente por el aislador óptico (980 nm) y el controlador de polarización (980 nm) para obtener el estado de polarización lineal deseado (SOP), el cual se alinea con respecto al eje rápido de birrefringencia del bobinado helicoidal de fibra óptica. Posteriormente el haz de bombeo es dirigido hacia el bobinado helicoidal de fibra óptica a través del acoplador/aislador WDM. En esta sección el estado de polarización del haz de bombeo es monitoreado antes de realizar una medición. Se utiliza un polarímetro optimizado para analizar señales a 980 nm (figura 38).

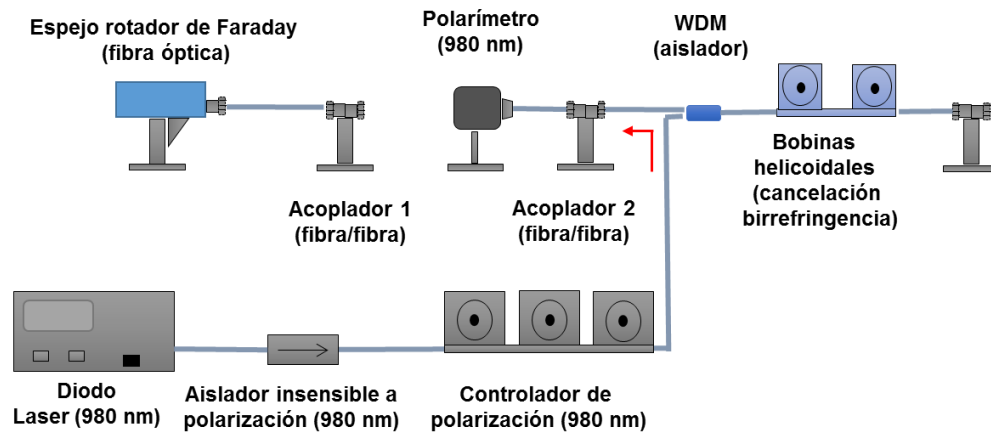


Figura 38. Sección de análisis de polarización de bombeo óptico a la salida del WDM.

Una vez que se ha obtenido el estado de polarización lineal de entrada deseado, se procede a colocar el bobinado helicoidal de fibra láser teniendo la precaución de minimizar torceduras (como se muestra originalmente en la figura 37). Cuando el sistema se encuentra nuevamente en funcionamiento, la emisión ASE emitida por el bobinado de fibra dopada será reflejada por el espejo rotador de Faraday (FRM) adquiriendo, cada estado de polarización, una rotación de 90° .

De la misma forma, el haz de bombeo será reflejado por el espejo rotador (FRM) adquiriendo por igual un grado de rotación de su SOP, lo cual permite excitar más poblaciones de iones de erbio que no contribuyeron en la primera etapa de amplificación (el FRM opera a 1550 nm). La emisión ASE viaja a través del WDM y el doble bobinado helicoidal.

Por último la emisión de la fuente SFS sale hacia el extremo de los instrumentos analizadores a través del acoplador/aislador WDM. El acoplamiento aire/fibra permite evitar perturbaciones en las mediciones causadas por el movimiento mecánico de los elementos. En esta última sección, un filtro sintonizable permite seleccionar una banda muy angosta centrada a una longitud de onda de la banda espectral de emisión de la fuente SFS (ver características de filtro en la sección 4.2.3.5).

4.2.3 Dispositivos de fibra óptica usados en las SFS

En esta sección se dan los parámetros técnicos de los componentes usados en la construcción de las fuentes superluminiscentes y las especificaciones de operación de la fuente de bombeo y los instrumentos de detección y análisis utilizados.

4.2.3.1 Fibras dopadas con erbio

Se utilizaron dos muestras diferentes de fibra óptica dopada con erbio. Con cada una de ellas se construyó un bobinado helicoidal para minimizar el efecto de birrefringencia inducido tanto por un enrollado irregular, como por la birrefringencia residual, notoria debido a la longitud de las fibras. El uso del bobinado helicoidal permite un mejor análisis de los parámetros de emisión de los arreglos experimentales en que fueron utilizadas (intensidad, polarización, estabilidad espectral), debido a que se conoce su efecto sobre el estado de polarización de la luz que viaja a través de ella (Tentori, D. & Garcia-Weidner, A, sometido para su publicación).

La primera fibra óptica dopada con erbio es fabricada por Fiber Core, modelo M5-980-125. Presenta una absorción para el bombeo óptico a $\lambda = 980 \text{ nm}$ de $4.5 - 5.5 \text{ dB/m}$, apertura numérica de $0.22 - 0.24$, diámetro modal de $3.5 \mu\text{m}$ para la longitud de onda de bombeo (980 nm) y diámetro modal de $6.9 \mu\text{m}$ para la longitud de onda a 1550 nm . Utilizando la fibra anterior se construyó un bobinado helicoidal con una muestra de fibra óptica con longitud de 6 metros (bobinado 1).

La segunda fibra óptica dopada con erbio es fabricada por INO NOI, modelo 402L7. Esta fibra presenta los siguientes parámetros: concentración de iones de erbio $200 \text{ ppm} - \text{wt}$, absorción para el bombeo óptico a $\lambda = 980 \text{ nm}$ de 0.9 dB/m , apertura numérica de 0.18 , diámetro modal de $6.9 \mu\text{m}$ para la longitud de onda a 1539 nm . Se elaboró un segundo bobinado helicoidal utilizando esta fibra óptica dopada con erbio (bobinado 2), la longitud de esta fibra es de 30 metros.

La longitud elegida para cada una de las muestras de las fibras se determinó usando el valor de su coeficiente de absorción para el bombeo óptico ($\lambda = 980 \text{ nm}$), proporcionado

por el fabricante. Se calculó la longitud para la que el coeficiente de absorción total es similar en ambos casos.

4.2.3.2 Diodo de bombeo de 980 nm

Es un diodo tipo mariposa marca JDSU, modelo JDSU-S27-7402-460. Rango de potencia de operación entre 100 mW – 460 mW a una longitud de onda pico de emisión $\lambda = 979.7\text{ nm}$, rejilla de Bragg en fibra para su estabilización interna, empaquetado físico de 14 pins, enfriador termoeléctrico integrado, termistor para control de temperatura y sensor de monitoreo. Para operación se fija a una montura ILX-LIGHTWAVE modelo LDM-4980C10, la cual es conectada a un dispositivo controlador. Para su alimentación se usó un controlador ILX LIGHTWAVE modelo LDC-3722B que controla, a través de su temperatura, la estabilidad de su emisión.

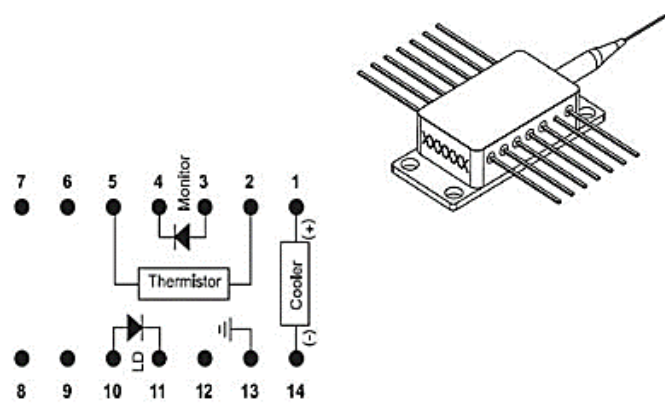


Figura 39. Configuración patillaje diodo laser de emisión $\lambda = 980\text{ nm}$.

Para este modelo en especial, la emisión de salida es dirigida hacia el arreglo experimental a través de una fibra óptica con conector tipo FC.

4.2.3.3 Aislador para el diodo de bombeo

Es un aislador fabricado por el grupo KAIFA, modelo ISL-A-98-SANN. Sus parámetros principales son: aislamiento insensible a la polarización a $\lambda = 980\text{ nm}$, pérdidas por inserción menores a 0.76 dB , pérdidas dependientes de la polarización menores a 0.2 dB . Tiene como característica principal estar empalmado directamente al diodo de bombeo para 980 nm y su extremo de salida tiene un conector tipo FC.

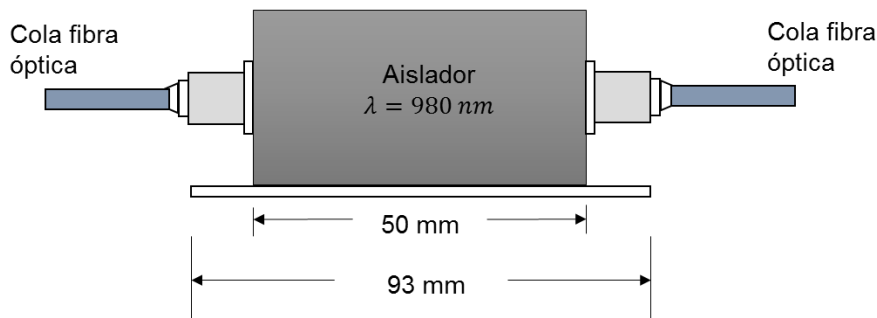


Figura 40. Diagrama aislador óptico insensible a la polarización $\lambda = 980 \text{ nm}$.

4.2.3.4 WDM (multiplexor de bombeo/aislador)

A continuación se detallan las características principales del acoplador/aislador WDM utilizado para obtener el espectro de emisión en los experimentos realizados al bombear la fibra óptica con un haz láser a 980 nm . El dispositivo marca E-TEK Dynamics, modelo IWDMC1121AA6 tiene: tres brazos de fibra óptica con conector tipo FC, donde: brazo 1) acepta longitudes de onda centradas en 1550 nm y 980 nm , brazo 2) solo para longitudes de onda centradas en 980 nm , brazo 3) solo longitudes de onda centradas en 1550 nm . Además el dispositivo integra un aislador óptico para evitar retroalimentación proveniente del brazo 3 hacia el resto de los brazos (1 y 2) y presenta pérdidas dependientes de polarización menores a 0.1 dB .

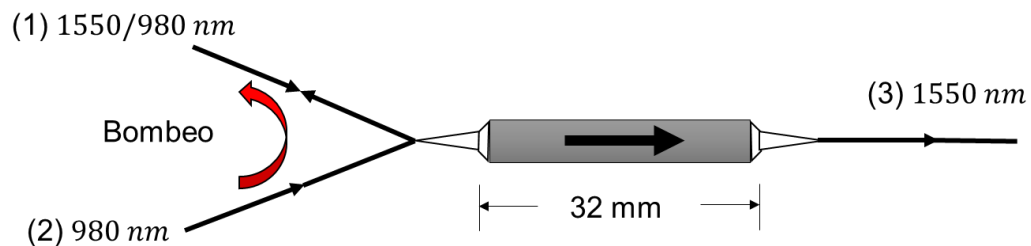


Figura 41. Diagrama de acoplador/aislador WDM y sus respectivas características.

4.2.3.5 Filtro sintonizable

Se detallan las características del filtro sintonizable utilizado en los arreglos experimentales (figura 42). El filtro sintonizable marca Newport TBF-15550-1.0 ofrece las siguientes características: 0.8 nm de fineza de línea, rango de operación en la

banda C de comunicaciones (1535 nm a 1565 nm), pérdidas por inserción de 1.5 dB y conectores de fibra óptica para su fácil manipulación.

Este filtro se utilizó para seleccionar una longitud de onda específica dentro del rango de operación de la fuente SFS, mediante una perilla mecánica.

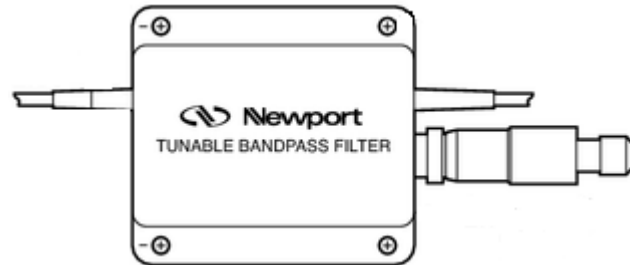


Figura 42. Filtro sintonizable marca Newport con conectores de fibra óptica.

Con la ayuda del analizador de espectros se seleccionaron las líneas espectrales que se observaron (por ejemplo 1533 nm o 1550 nm). Lo anterior permite analizar el SOP de una sola longitud de onda del espectro de emisión de cada uno de los arreglos de fuentes superluminiscentes construidos (arreglos experimentales de las sección 4.2.1 y sección 4.2.2). Esto sin perturbaciones introducidas por el SOP de otras longitudes de onda. Por otra parte cabe mencionar que el filtro no afecta en la creación del marco de referencia definido para cada una de las mediciones que se realizaron experimentalmente, ya que fue incluido al momento de crear los marcos de referencia.

4.2.3.6 Analizador de polarización

Se detallan las características principales del instrumento utilizado para analizar el estado de polarización de las diferentes señales tratadas en este trabajo de tesis. El instrumento marca Agilent modelo 8509C tiene un banda de operación entre 1280 nm y 1640 nm (cobertura en las banda de comunicaciones S, C y L), resolución de lectura de la longitud de onda 0.1 pm , exactitud de longitud de onda relativa 1 pm , modo de operación para referencia externa del estado de polarización, interfaz por computadora para facilitar la adquisición de datos, despliegue numérico de la información en formato de vectores de Stokes normalizado.

4.2.3.7 Analizador de espectro óptico

Se detallan las características principales del analizador de espectros ópticos marca Advantage modelo Q8384 con el que se obtuvieron los espectros de emisión de los experimentos de este trabajo de tesis. Este instrumento tiene la características siguientes: rango de operación espectral entre 700 nm y 1700 nm , sensibilidad de -87 dBm , resolución de ancho de banda de 10 pm .

4.2.3.8 Láser sintonizable en la banda de 1550 nm

La fuente de luz utilizada en los arreglos experimentales corresponde a una diodo laser sintonizable de la marca Hewlett Packard modelo 8168C. Sus principales características son las siguientes: rango de operación de 1470 nm a 1580 nm , exactitud de longitud de onda 0.1 nm , máxima potencia de salida 2.5 dBm , mínima potencia de salida -10 dBm .

4.2.3.9 Polarímetro para 980 nm

El polarímetro utilizado para analizar el estado de polarización de haz de bombeo óptico es de la marca Thorlabs modelo PA460, el cual esta ha sido optimizado para funcionar a una longitud de onda de 980 nm . Dentro de sus principales características se encuentran: sensor fotodiodo de germanio para análisis de las señales, área activa del sensor de 5.0 mm , acoplamiento por fibra óptica, interfaz de monitoreo por computadora, despliegue numérico de la información en formato de vectores de Stokes normalizado.

4.3 Control de polarización en los dispositivos que integran a las SFS

En esta sección se describen los dispositivos ópticos utilizados en el proceso experimental, el método de creación para el marco de referencia y el método utilizado para cancelar el efecto de birrefringencia en el dispositivo acoplador/aislador WDM. Además se especifica el arreglo y el método experimental creado para la caracterización del eje rápido de birrefringencia de los bobinados de fibra óptica elaborados para este trabajo de tesis.

4.3.1 Creación del marco de referencia

Antes de realizar cualquier medición es importante generar un marco de referencia para el sistema en el analizador de polarización (a una determinada longitud de onda, por ejemplo 1550 nm). El marco de referencia permite evaluar un estado de polarización con un gran grado de exactitud. Para esto se selecciona la longitud de onda a la que se desea analizar la polarización (por ejemplo 1550 nm). Para generar el marco de referencia se utiliza un arreglo formado por un controlador de polarización, un prisma polarizador (cristal de calcita) sobre una montura giratoria, un diodo láser sintonizable Hewlett Packard 8168C como fuente, un filtro pasa banda modelo Newport TBF-1550-1.0 y un analizador de polarización Agilent 8509C. La figura 43 muestra el arreglo utilizado para crear el marco de referencia.

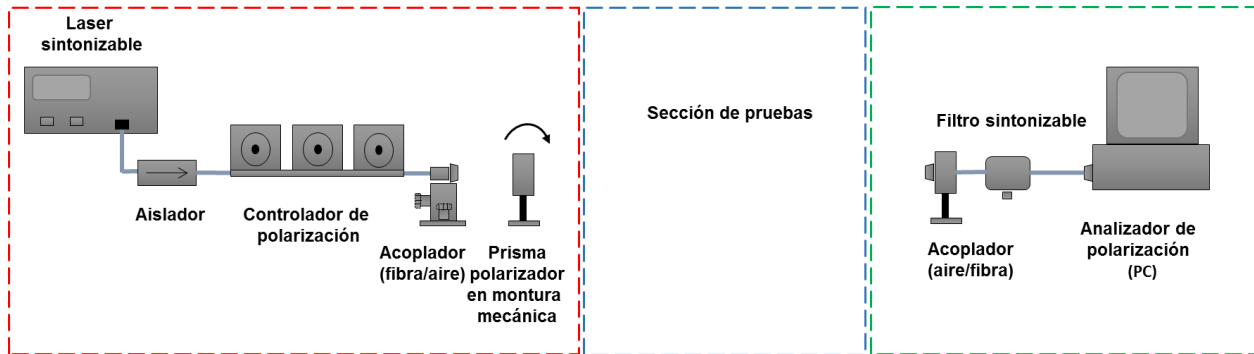


Figura 43. Arreglo polarimétrico implementado para efectos de creación de marco de referencia y cancelación del efecto de la birrefringencia.

Para crear el marco de referencia se utiliza primeramente el controlador de polarización para obtener un SOP circular para el haz proveniente del láser sintonizable, el cual es verificado utilizando el software del analizador de polarización. Una vez que se obtiene el SOP circular, se utiliza un prisma polarizador que genera un SOP de salida lineal (se encuentra sobre el del ecuador de la esfera de Poincaré, lugar donde se representa a los diferentes estados de polarización lineal). Posteriormente el prisma polarizador, sujeto a una montura mecánica rotatoria, es girado sobre su ángulo azimutal de 0° a 120° . El barrido producido por la acción mencionada sirve para generar tres puntos de referencia (puntos A, B y C), los cuales se crean cada 60° a partir del ángulo azimutal 0° y definen la ubicación del ecuador en la esfera de Poincaré. La trayectoria descrita por el SOP medido al rotar el polarizador lineal de 0° a 120° se muestra en la figura 44.

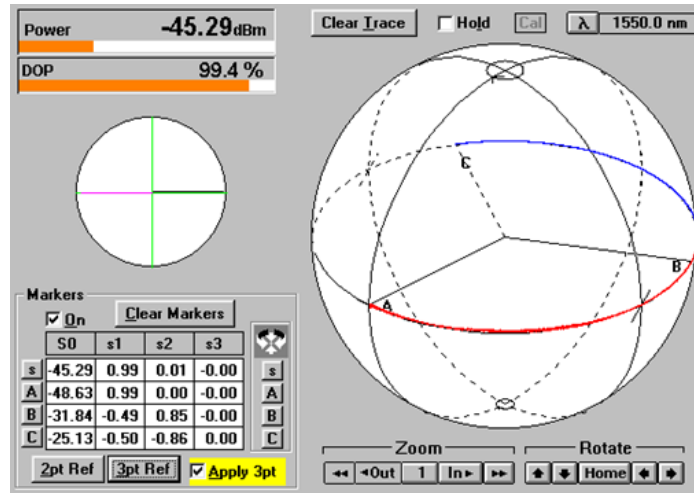


Figura 44. Marco de referencia creado a la longitud de onda: $\lambda = 1533 \text{ nm}$.

4.3.2 Cancelación del efecto de birrefringencia del acoplador/aislador WDM en la longitud de onda central de la banda de amplificación

Se ha mencionado en secciones anteriores, que los experimentos descritos en este trabajo hacen uso de un doble bobinado helicoidal que permite controlar la birrefringencia inducida por los dispositivos de fibra óptica. Así, el doble bobinado (elaborado siguiendo la teoría presentada en la sección 2.4) es colocado estratégicamente en uno de los brazos del acoplador/aislador WDM. En la práctica esto permite minimizar el efecto de birrefringencia adicional inducido por el propio WDM y otros elementos ópticos en la fuente SFS.

Básicamente el procedimiento de cancelación de birrefringencia en los experimentos utilizando el doble bobinado helicoidal es realizado utilizando el arreglo polarimétrico de la figura 43, donde en la sección denominada “sección de pruebas”, se evalúa cada uno de los arreglos y dispositivos de fibra modificados, usados para las configuraciones descritas de fuentes SFS (sección 4.2.1 y sección 4.2.2).

El procedimiento consiste inicialmente en crear un marco de referencia en el arreglo polarimétrico, es decir con la sección de pruebas experimental libre (ausencia del arreglo experimental para una SFS), procedimiento que está detallado en la sección 4.3.1.

Una vez que el marco de referencia ha sido creado, lo siguiente es colocar los componentes necesarios para los arreglos experimentales de cada fuente SFS, como se indica en las secciones 4.2.1 y 4.2.2.

La cancelación del efecto de la birrefringencia es un proceso similar al que se realiza para crear el marco de referencia. La principal diferencia radica en la adición de los elementos ópticos del arreglo experimental, como lo son el acoplador/aislador WDM, el doble bobinado helicoidal, etc. El procedimiento consiste inicialmente en retirar el prisma polarizador y asegurar un SOP circular a la salida del WDM utilizando el doble bobinado helicoidal (figura 45).

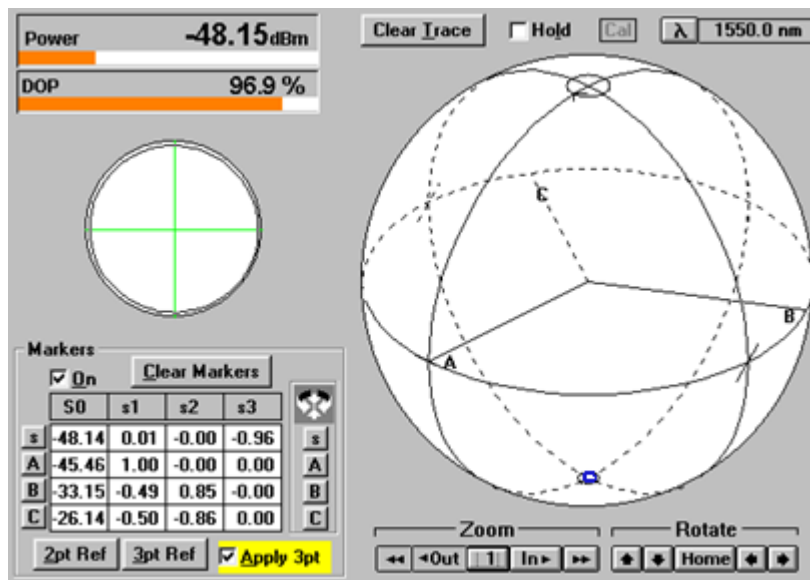


Figura 45. Cancelación de birrefringencia: obtención de polarización circular a la salida del WDM utilizando el doble bobinado helicoidal.

Posteriormente introduciendo nuevamente el prisma polarizador se realiza un barrido sobre el ángulo azimutal del prisma polarizador de 0° a 120° . Por último se verifica la trayectoria del SOP de salida asegurándose que se mantenga sobre la línea del ecuador (lugar donde se representa los diferentes estados de polarización lineal), ver figura 46. En dicha figura puede apreciarse que existe una ligera desviación con respecto a la línea del ecuador.

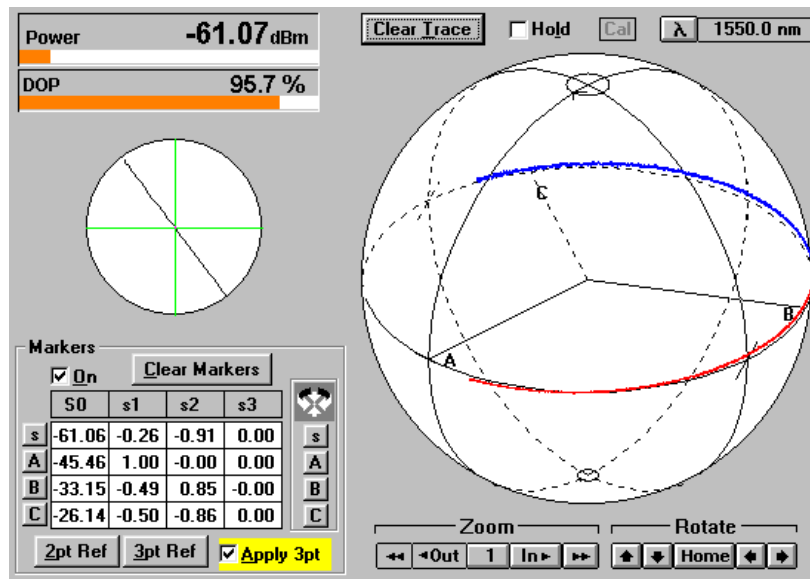


Figura 46. Cancelación del efecto de la birrefringencia: verificación de la trayectoria del SOP de salida en el WDM al realizar un barrido utilizando el cristal polarizador (0° a 120°).

4.3.3 Arreglo experimental para la caracterización del eje rápido de birrefringencia en bobinados helicoidales de longitud extensa

En la figura 47 se presenta el arreglo experimental para localizar los ejes rápidos de birrefringencia, de una fibra óptica monomodo dopada con iones de Er^{3+} de longitud extensa.

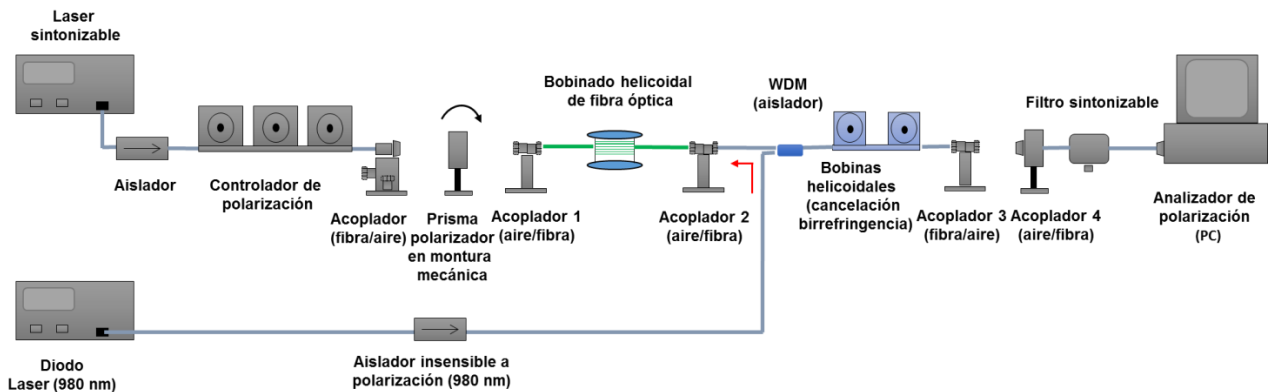


Figura 47. Arreglo experimental para la caracterización del eje rápido de birrefringencia en bobinados helicoidales de longitud extensa

Se utiliza una técnica basada en las propiedades de la esfera de Poincaré y la evolución del estado de polarización de una señal de prueba linealmente polarizada al atravesar una muestra de fibra láser que opera en régimen de amplificación (bombeada a 980 nm). Este método (Cortez M.A. y Tentori, D., 2015) permite realizar un rápido

análisis gráfico sobre la esfera de Poincaré, para obtener los parámetros necesarios para determinar el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia de la EDF (ver sección 2.3.4).

Para mantener fijo el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia de la fibra activa, debido a su longitud se elabora con ella un bobinado helicoidal que permite uniformizar la birrefringencia ya que esta birrefringencia inducida define a la birrefringencia dominante (sección 2.4.2).

Debido a su absorción, para medir el estado de polarización de la luz transmitida, esta fibra debe operar en régimen de amplificación (debe bombearse). El arreglo óptico de la figura 47 se compone principalmente de dos secciones. La primera parte se encuentra formada por una bobina helicoidal de fibra óptica dopada con erbio (esta fibra activa es la muestra a evaluar), un acoplador/aislador WDM, un diodo láser de bombeo (980 nm). Con la cola del puerto de 1550 nm del WDM se construye un doble bobinado helicoidal que permite controlar el efecto de la birrefringencia introducida por el WDM sobre el estado de polarización de la luz emitida por la fuente SFS. El bobinado helicoidal de la EDF es bombeado con el diodo láser en modo de contrapropagación, con respecto a la señal de prueba cuyo estado de polarización se analiza. Esta configuración evita que el bombeo óptico llegue hasta el analizador de polarización.

La segunda parte es básicamente un arreglo para el análisis de polarización del haz que sale del bobinado helicoidal. Se compone principalmente por un láser sintonizable (señal de prueba), un controlador de polarización, un prisma polarizador (ángulo azimutal variable), un filtro sintonizable y un analizador de polarización.

4.3.3.1 Estabilidad de polarización de los bobinados helicoidales de fibra láser

Después de haber generado el marco de referencia para el analizador de polarización que opera en la banda de 1550 nm y cancelado el efecto de birrefringencia adicional del acoplador/aislador WDM, se aplica la señal de prueba con SOP lineal (proveniente del láser sintonizable y transmitida por el prisma polarizador) y se bombea la fibra óptica con el diodo láser de 980 nm para amplificar la señal óptica.

Utilizando el prisma polarizador se realiza un barrido del ángulo azimutal del SOP lineal de la señal utilizada a la entrada de la fibra (0° a 360°); el SOP a la salida del bobinado describe una trayectoria circular sobre la esfera de Poincaré: un círculo mayor inclinado con respecto al ecuador, cuya orientación depende de las cualidades de retardo de la fibra láser bobinada helicoidalmente (sección 2.3.2).

Este resultado indica que el estado de polarización de la señal emitida es estable, debido a que la birrefringencia del EDF se mantuvo fija durante el proceso de adquisición de datos. Asegurándonos de esta manera la obtención de los parámetros necesarios para calcular el eje rápido de birrefringencia del bobinado helicoidal.

Capítulo 5. Análisis y resultados

En esta sección se muestran los resultados de los experimentos realizados en este trabajo de tesis. Incluyen: la localización del eje rápido de birrefringencia de los dos tipos de fibra óptica utilizados y para las dos configuraciones experimentales de SFS construidas la evaluación de la estabilidad de su emisión (SFS de un solo paso y SFS de doble paso). Dicha evaluación se realizó excitando al medio de ganancia con un bombeo óptico con un estado de polarización lineal alineado con el eje rápido de birrefringencia de la muestra de fibra óptica. En estos experimentos la muestra se embobinó helicoidalmente para controlar el efecto de su birrefringencia residual. Los parámetros presentados describen la estabilidad en potencia, polarización y espectro de emisión obtenidos como resultado de los procedimientos experimentales descritos en este trabajo de tesis.

5.1 Caracterización del eje rápido de birrefringencia para dos bobinados helicoidales de fibra óptica dopada con erbio

Como se ha mencionado, con el objetivo de minimizar el efecto de birrefringencia inducido tanto por un enrollado irregular, como por la birrefringencia residual (notoria debido a la longitud de las fibras ópticas utilizadas); se elaboraron dos bobinas helicoidales utilizando las muestras de fibra óptica descritas en la sección 4.2.3.1. Estas bobinas, las cuales etiquetaremos como bobina 1 (fibra óptica fibercore modelo M5-980-125, longitud 6 m) y bobina 2 (fibra óptica INO NOI modelo 402L7, longitud 30 m), fueron evaluadas siguiendo el procedimiento descrito en las secciones 4.3.3 y 4.3.3.1, donde se describen el arreglo experimental y el procedimiento de adquisición de datos para la localización del eje rápido de birrefringencia.

A continuación se muestra la trayectoria circular obtenida para cada uno de los bobinados helicoidales elaborados (bobinas 1 y 2). Los resultados adquiridos consisten en una serie de datos que especifican el estado de polarización de la señal del haz de prueba después de atravesar el bobinado helicoidal. La adquisición fue realizada variando el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada entre 0° y 360°

(en pasos incrementales de 0.5. La trayectoria circular descrita por el SOP de salida se muestra sobre la esfera de Poincaré en las figuras 48 y 49.

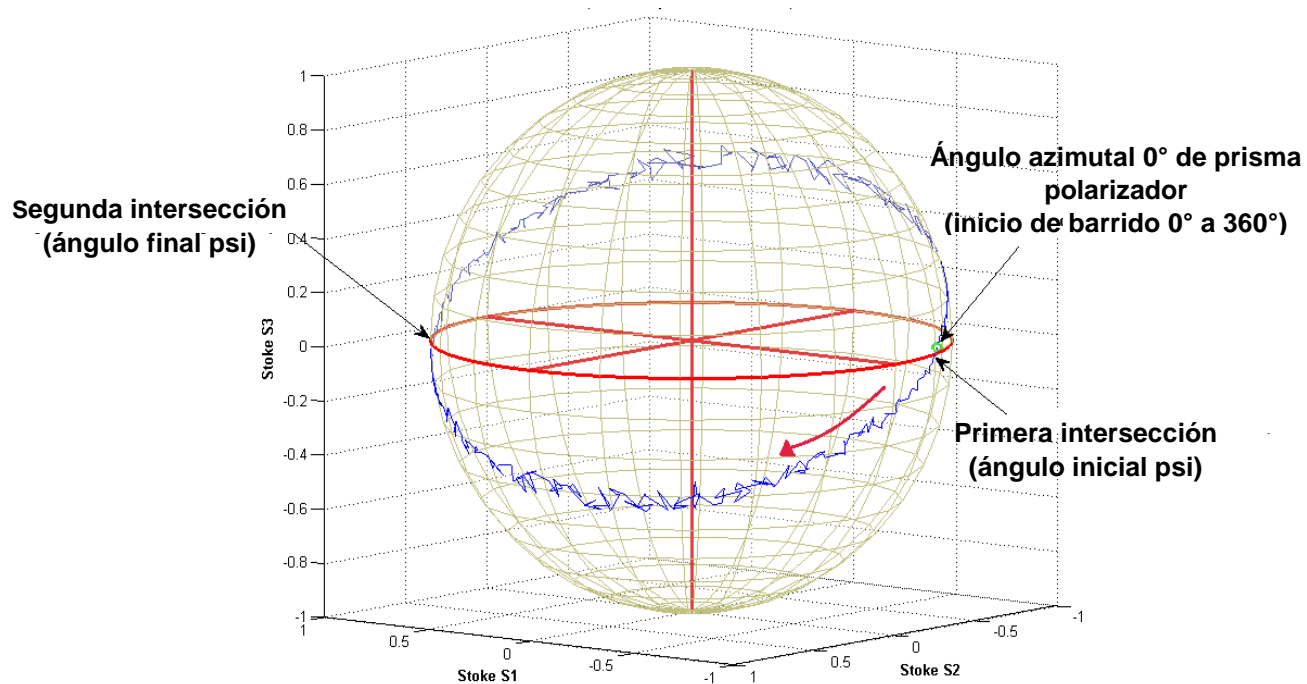


Figura 48. Trayectoria circular del SOP de salida bobina 1 (fibra óptica fibercore modelo M5-980-125 de longitud 6 m).

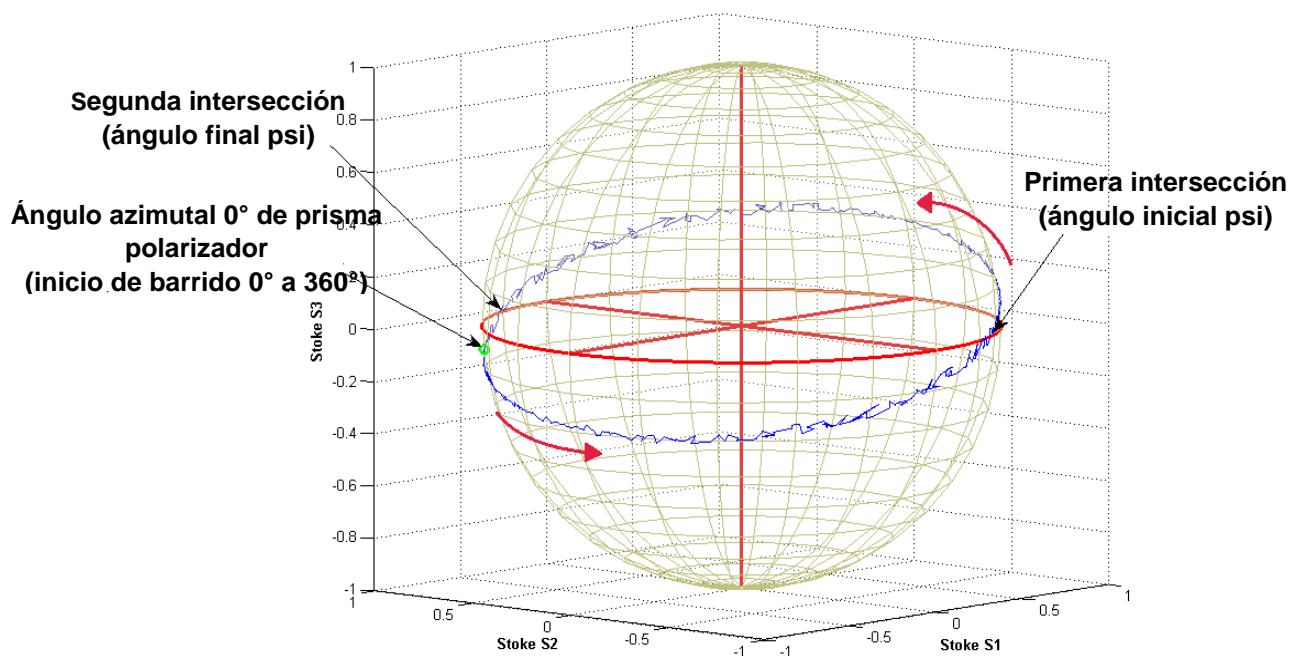


Figura 49. Trayectoria circular del SOP de salida bobina 2 (fibra óptica INO NOI modelo 402L7 de longitud 30 m)

Es posible observar que al atravesar las bobinas de fibra óptica, el SOP de la señal de prueba describe, sobre la esfera de Poincaré, una trayectoria circular inclinada que corresponde a un círculo mayor (sección 2.3.2). Con base en la teoría descrita en la sección 2.3.2, utilizando la ecuación 40, se determina el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia (la longitud de onda de la señal fue de 1550 nm). El procedimiento consiste en seleccionar el ángulo de entrada (ψ_{in}), el cual corresponde a la primera intersección de la trayectoria circular que se grafica sobre la esfera de Poincaré y posteriormente, en seleccionar el ángulo de salida (ψ_{out}) que corresponde al punto donde ocurre la segunda intersección de la trayectoria circular (ver figuras 48 y 49). Utilizando la información obtenida gráficamente sobre la esfera de Poincaré se obtienen los resultados para cada bobinado, los cuales, se muestran en la tabla 5.

Tabla 5. Parámetros utilizados para determinar el valor del ángulo azimutal de birrefringencia de los bobinados helicoidales.

Fibra óptica	Ángulo de entrada, primera intersección (ψ_{in})	Ángulo de salida, segunda intersección (ψ_{out})	Ángulo azimutal (α)
Bobina 1 - Fibra fibercore M5 980 125 ($L = 6 m$)	0.5°	13.89°	7°
Bobina 2 - Fibra INO NOI 402L7 ($L = 30 m$)	79.5°	-34.5°	22.5°

Los resultados se obtuvieron usando la metodología descrita para la caracterización del eje rápido de birrefringencia (sección 2.3) y el método experimental desarrollado para la adquisición de datos (sección 4.3.1).

5.2 Análisis de la emisión de una fuente SFS utilizando como referencia el eje rápido de birrefringencia

En este trabajo de tesis se propuso estudiar el efecto de la anisotropía de los iones de erbio sobre la emisión de la fuente SFS. Para realizar el análisis mencionado, la fibra óptica es bombeada con un haz de luz linealmente polarizado, cuyo ángulo azimutal se varió entre 0° y 90°, en incrementos 15°. Se utiliza al eje rápido de birrefringencia como referencia para orientar el ángulo azimutal del SOP del haz de bombeo (980 nm).

Recordemos que para realizar el análisis del eje rápido de birrefringencia, el estado de polarización lineal de una señal de prueba (1550 nm en nuestro caso), generado con un prisma polarizador de calcita, se hace incidir en la muestra de fibra óptica para estudiar la evolución del estado de polarización de esa señal al atravesar la bobina helicoidal de fibra (muestra de fibra óptica a evaluar). Utilizando el prisma polarizador se realiza un barrido del ángulo azimutal del SOP lineal de la señal de prueba entre 0° y 360° usando incrementos de 0.5° , y posteriormente se realiza el cálculo necesario para obtener el parámetro deseado (procedimiento descrito en las secciones 4.3.3, 4.3.3.1 y 5.1). Considerando lo anterior, uno de los puntos importantes en esta metodología radica en hacer que el conector del bobinado evaluado conserve la misma orientación en cada experimento (condición que se cumple también en los experimentos realizados para las dos configuraciones de fuente SFS). La figura 50 muestra un conector de fibra y la marca utilizada (muesca), que permite garantizar en cada experimento la misma orientación para el eje de referencia.

**Eje de simetría fibra óptica
(muesca conector de fibra)**

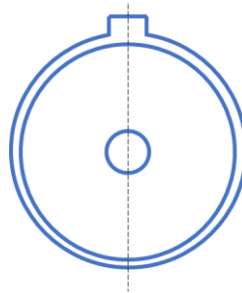


Figura 50. Esquema conector de fibra óptica.

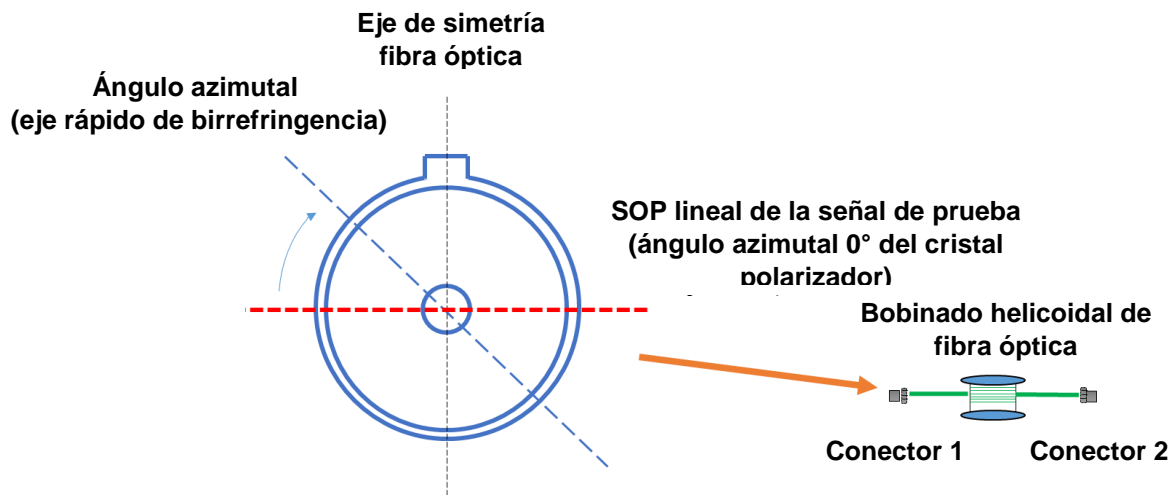


Figura 51. Alineación del SOP de bombeo óptico respecto al ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia.

Continuando con la explicación, conservar la orientación relativa del conector es importante, ya que nos asegura que el ángulo azimutal del SOP del bombeo óptico (el cual se utiliza en los arreglos experimentales para una fuente SFS) estará alineado respecto al ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia. La figura 51 ilustra la idea mencionada.

Cabe mencionar que para realizar un análisis más adecuado de la dependencia de la anisotropía de los iones de erbio en las muestras de fibra óptica debió considerarse el eje rápido de birrefringencia para la longitud de onda de 980 nm (energía usada para excitar a los iones de erbio). Sin embargo debido a cuestiones experimentales y al equipo con el que se cuenta, no fue posible realizar la tarea mencionada a 980 nm . Los experimentos se llevaron a cabo considerando el eje rápido de birrefringencia para la longitud de onda en que las fibras ópticas están optimizadas para funcionar (1550 nm). Sin embargo, se obtuvieron buenos resultados experimentales, los cuales se discutirán mas adelante.

5.3 Resultados obtenidos para la fuente superluminiscente de un solo paso

En esta sección se muestran los resultados obtenidos para las dos configuraciones de fuente superluminiscente de un solo paso desarrolladas para este trabajo de tesis. Los datos obtenidos describen la estabilidad espectral en potencia y en polarización para dos longitudes de onda del espectro de emisión, para las cuales se canceló el efecto de la birrefringencia (1533 nm y 1550 nm) sobre su estado de polarización (el SOP de salida corresponde al SOP lineal de entrada). El estudio se realiza para las dos muestras de fibra óptica dopada con erbio.

El procedimiento realizado es el siguiente: primero se crea un marco de referencia a una de las dos longitudes de onda seleccionadas 1533 nm ó 1550 nm (como se describe en la sección 4.3.1), posteriormente se inserta en el arreglo el acoplador/aislador WDM y se procede a cancelar el efecto de birrefringencia (como se describe en la sección 4.3.2). Una vez realizados los procedimientos mencionados se verifica el SOP lineal del bombeo óptico a la salida del WDM, el cual es alineado con el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia (como se explica en la sección 4.3.3 y

sección 5.2). A continuación se procede a realizar las siguientes mediciones: utilizando el arreglo polarimétrico (acoplado al experimento por aire para evitar perturbaciones) se analiza el estado de polarización de la longitud de onda seleccionada del espectro de emisión (1533 nm ó 1550 nm), posteriormente en una sección entre el arreglo polarimétrico y el arreglo experimental se coloca una segunda montura que permita acoplar (también por aire) un analizador de espectros para adquirir el espectro de emisión de la fuente SFS evaluada (ver la figura del arreglo experimental en la sección 4.2.1). El procedimiento se repite para un barrido del ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico, de 0° a 90° en pasos de 15° , el cual parte del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia. Esto permite generar gráficas donde puede estudiarse el comportamiento de la emisión de la fuente SFS dependiente de la anisotropía de los iones de erbio en la fibra óptica.

5.3.1 Análisis del espectro de emisión de las fuentes SFS de un solo paso

A continuación se muestran los resultados obtenidos de los experimentos realizados para una fuente SFS con configuración en copropagación con el bombeo óptico, evaluando el bobinado helicoidal de la fibra óptica 1 (fibra fibercore M5-980-125).

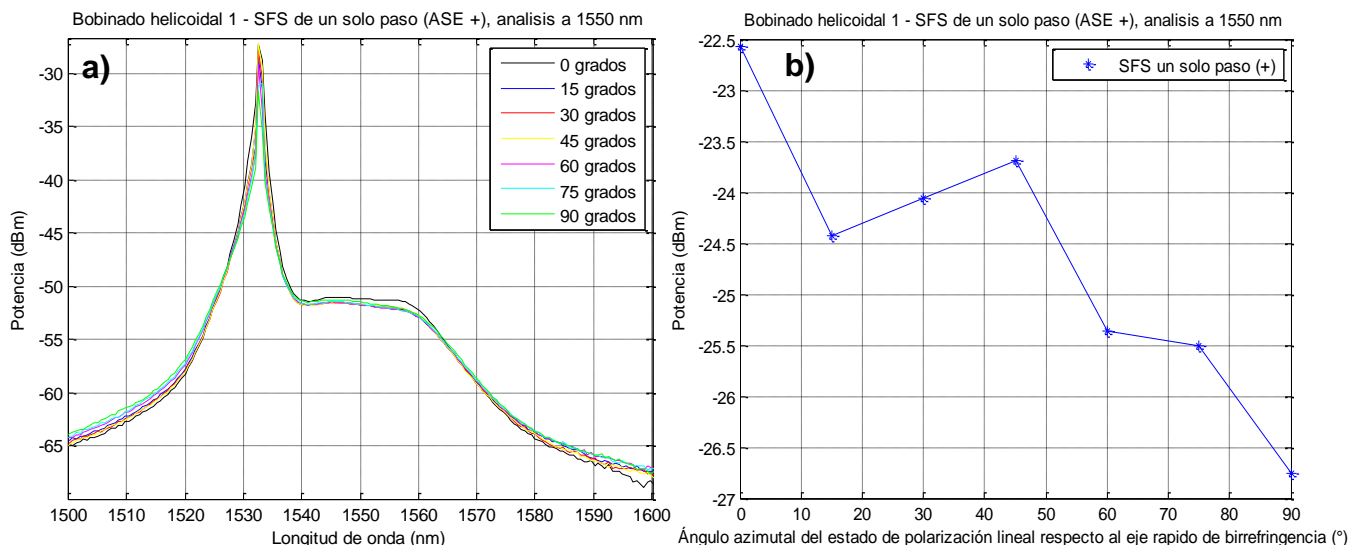


Figura 52. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo 45 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

Observando los espectros de emisión de los resultados obtenidos (figuras 52 y 53) para el bobinado 1 (SFS de un solo paso configuración copropagación, análisis a 1550 nm y 1533 nm), se aprecia una clara disminución de la potencia de emisión conforme el ángulo azimutal del SOP lineal de bombeo óptico se aleja del eje rápido de birrefringencia. Para el análisis a 1550 nm la figura 52.b muestra que la fuente SFS presenta un máximo de -22.5 dBm en su potencia total de emisión cuando el ángulo azimutal del estado de polarización se encuentra en cero (alineado al eje rápido de birrefringencia). Conforme el SOP lineal de bombeo se aleja del eje rápido de birrefringencia se manifiesta una disminución en la potencia de emisión total de la fuente. Un resultado similar para el análisis a 1533 nm se reporta en la figura 53.b.

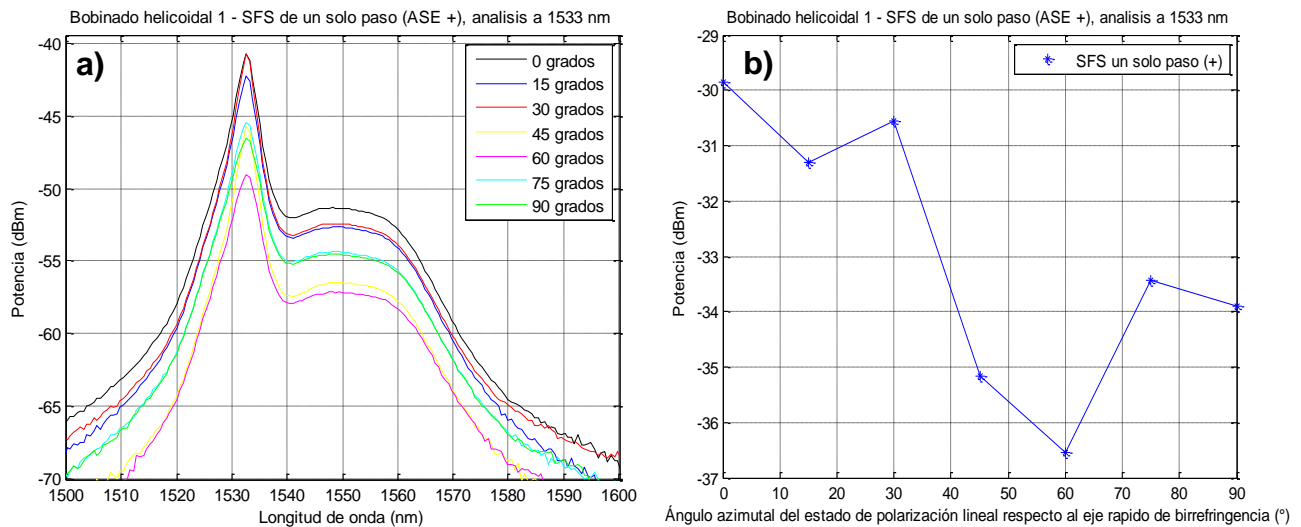


Figura 53. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo 45 mW), análisis a 1533 nm . a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

Otro parámetro analizado para estudiar la estabilidad de la fuente SFS es el ancho a media altura (-3 dB) de cada uno de los espectros de emisión. La tabla 6 muestra los resultados obtenidos para las mediciones anteriores.

Analizando los resultados presentados en la tabla 6 podemos observar que para ambos casos experimentales (cuando se cancela la birrefringencia a 1550 nm o 1533 nm), el ancho a media altura se mantiene casi constante para cada uno de los espectros de emisión. Lo anterior sugiere que la emisión espectral de la fuente SFS de un solo paso es altamente estable, aun cuando se varíe el ángulo azimutal del SOP lineal del

bombeo óptico. Se atribuye esto a que la estabilidad fue lograda debido al bobinado helicoidal elaborado, el cual permite controlar que a lo largo de la fibra no se introduzcan variaciones arbitrarias en la anisotropía de los iones de erbio debidas a torsiones, por ejemplo.

Tabla 6. Anchura a media altura bobina 1, fuente SFS de solo un paso, configuración de copropagación.

Ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis a 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis a 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	39	41
15	40	41
30	41	41
45	41	42
60	46	42
75	45	41
90	44	44

Los siguientes son los resultados obtenidos en los experimentos realizados para una fuente SFS con configuración en contrapropagación con el bombeo óptico, evaluando el bobinado helicoidal de fibra óptica 1 (fibra fibercore M5-980-125).

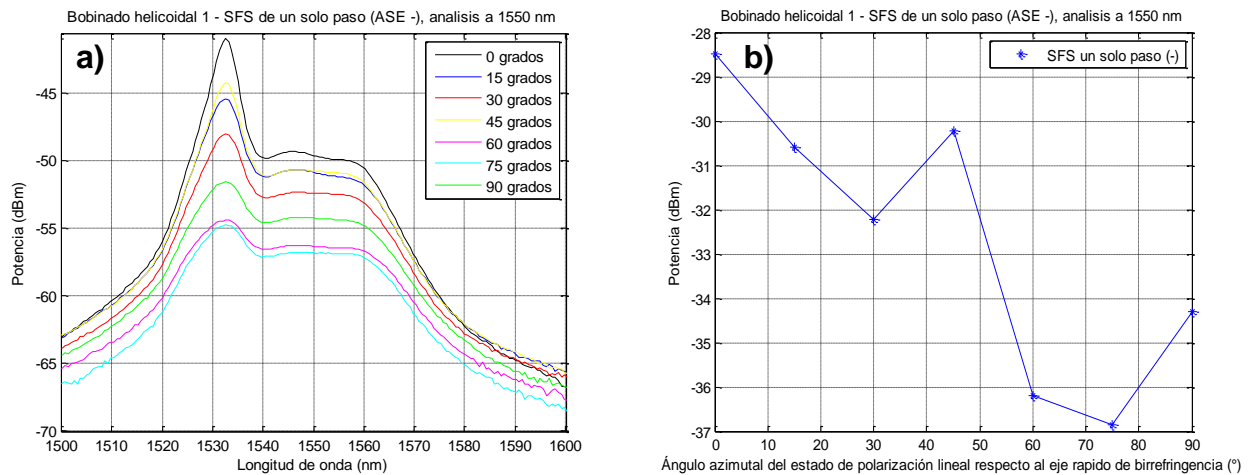


Figura 54. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE - (potencia de bombeo de 90 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

Asimismo podemos observar en las figuras 54 y 55 un comportamiento similar al

explicado anteriormente para la fuente SFS de un solo paso en copropagación (figuras 52 y 53). Sin embargo, pueden apreciarse algunas variaciones anómalas que no concuerdan totalmente con lo explicado (figura 54.b y figura 55.b), lo cual se discutirá más adelante.

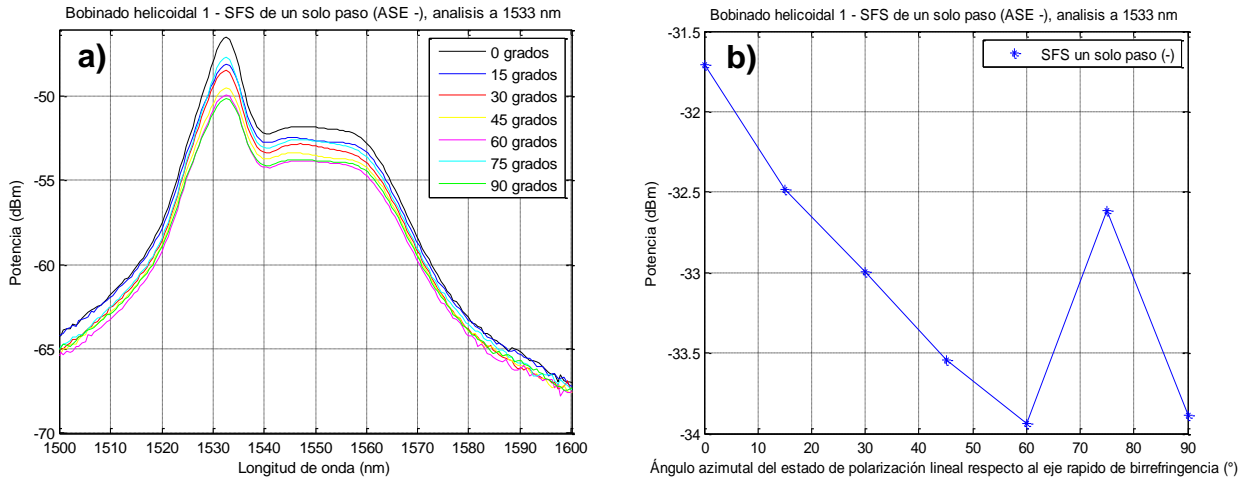


Figura 55. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 90 mW), análisis a 1533 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

El ancho a media altura ($-3dB$) de cada uno de los espectros de emisión se muestra en la tabla 7.

Tabla 7. Anchura a media altura bobina 1 fuente SFS solo un paso configuración copropagación.

Ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	39	40
15	40	39
30	40	39
45	40	40
60	40	40
75	41	40
90	41	40

A continuación se muestran los resultados obtenidos de los experimentos realizados para una fuente SFS con configuración en copropagación con bombeo óptico evaluando el bobinado helicoidal de fibra óptica 2 (fibra INO NOI 402L7).

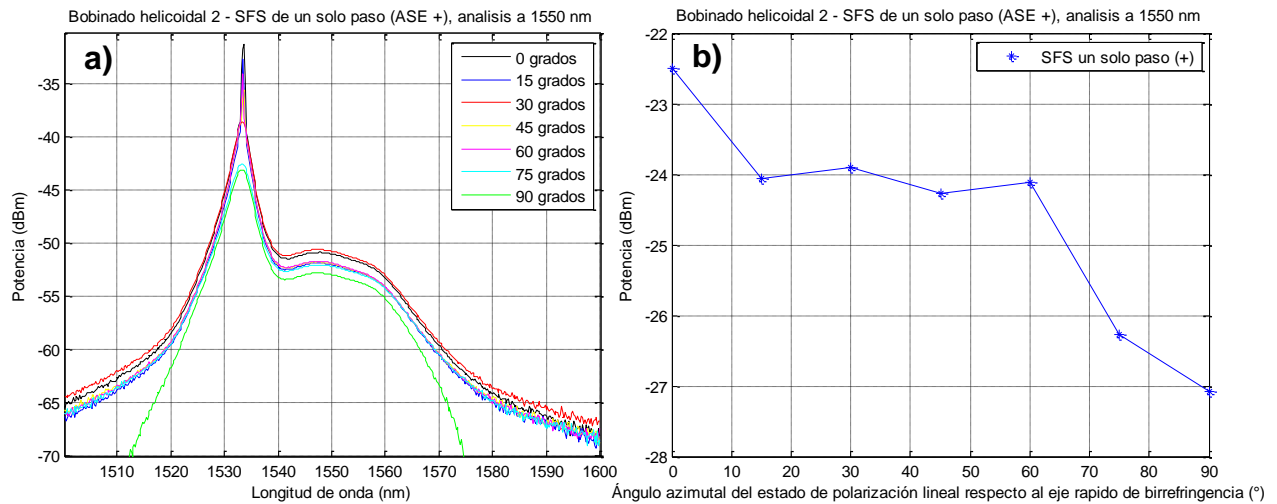


Figura 56. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo de 12 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

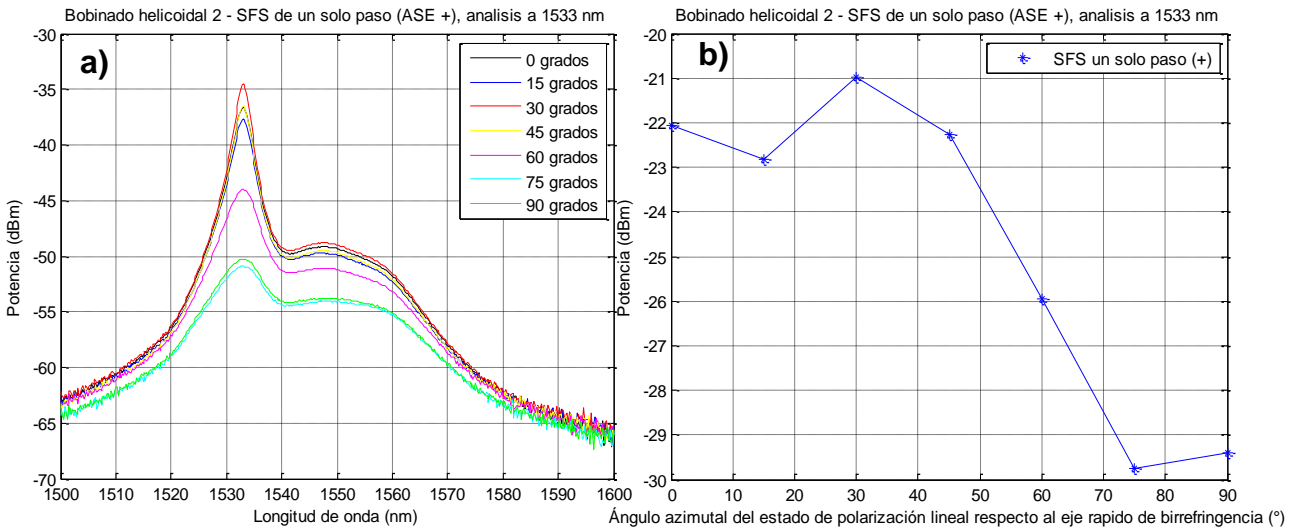


Figura 57. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE + (potencia de bombeo de 12 mW), análisis a 1533 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

El ancho a media altura ($-3dB$) de cada uno de los espectros de emisión se muestra en la tabla 8.

Los resultados obtenidos de los experimentos realizados para una fuente SFS con configuración en contrapropagación con el bombeo óptico, evaluando el bobinado helicoidal de la fibra óptica 2 (fibra INO NOI 402L7) se presentan en la figura 58 y 59.

Tabla 8. Anchura a media altura bobina 2 fuentes SFS de solo un paso configuración copropagación.

Angulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	39	40
15	40	39
30	40	39
45	40	40
60	40	40
75	41	40
90	41	40

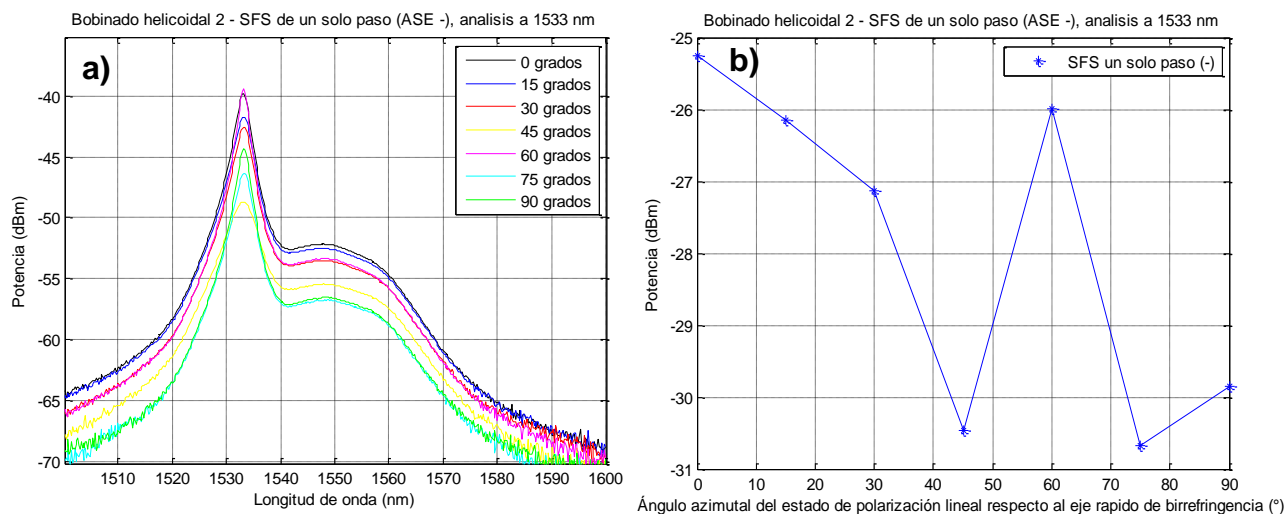


Figura 58. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 40 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

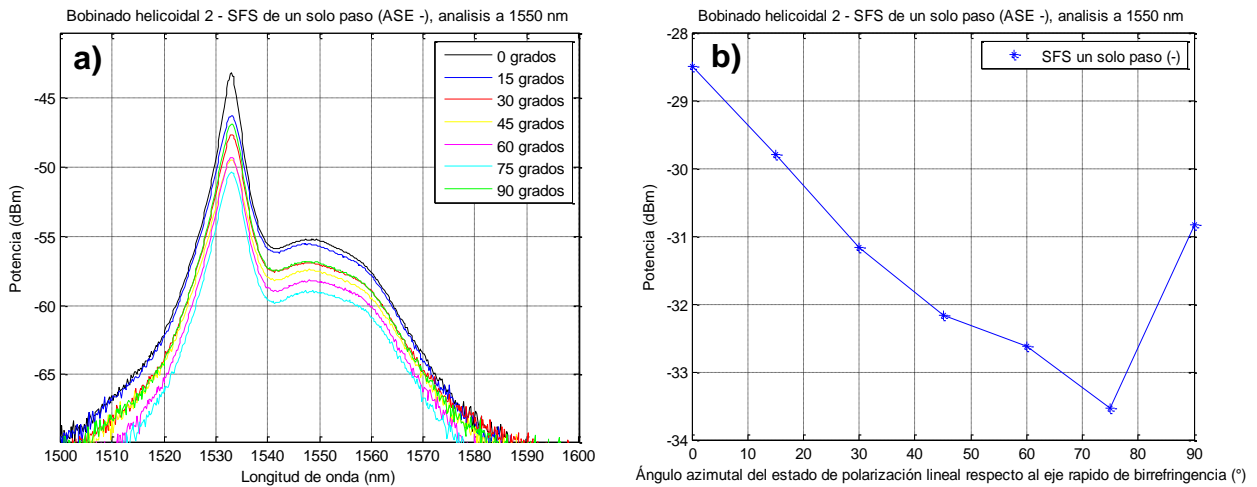


Figura 59. Fuente SFS de un solo paso con configuración ASE – (potencia de bombeo de 40 mW), análisis a 1533 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

El ancho a media altura ($-3dB$) de cada uno de los espectros de emisión se muestra en la tabla 9.

Tabla 9. Anchura a media altura bobina 2 fuente SFS solo un paso con configuración copropagación.

Ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	39	40
15	40	39
30	40	39
45	40	40
60	40	40
75	41	40
90	41	40

Es importante mencionar que una de las principales diferencias entre ambas configuraciones experimentales, SFS en copropagación con bombeo óptico y SFS en contrapropagación con bombeo óptico, es la potencia resultante de emisión.

Desde el punto de vista de eficiencia, si consideramos la potencia de bombeo utilizada para excitar a los iones de erbio, resulta mucho más eficiente una configuración de una

fuentes SFS en copropagación con el bombeo óptico, que una configuración en contrapropagación. La figura 60 ilustra lo descrito anteriormente.

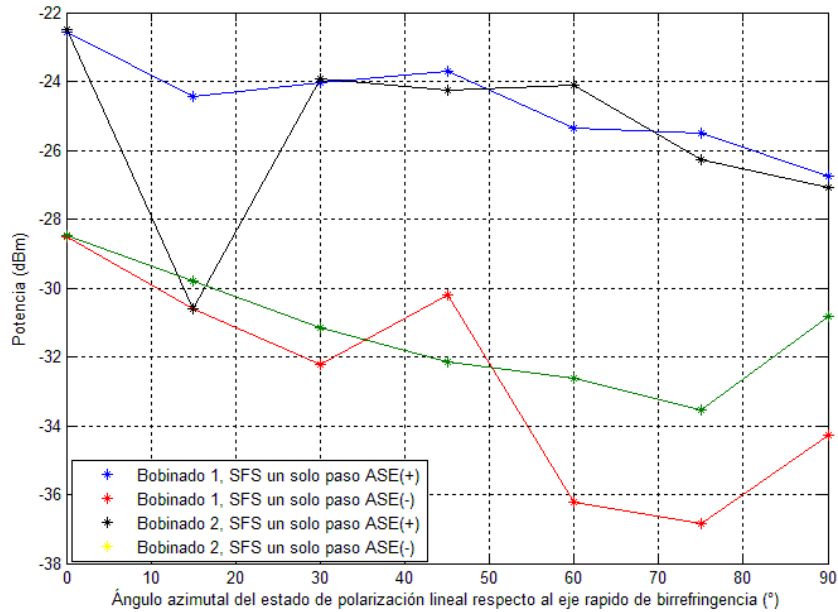


Figura 60. Comparación entre la emisión en potencia de las dos configuraciones de SFS de un solo paso (copropagación y contrapropagación con bombeo óptico) para el bobinado helicoidal 1 y el bobinado helicoidal 2.

Tomando como ejemplo el bobinado helicoidal 1, para la SFS de un solo paso con configuración ASE(+) y un bombeo óptico de 45 mW , se obtiene una potencia de emisión mayor que la obtenida con el arreglo para la SFS de un solo paso, con configuración ASE(-) y bombeo óptico de 90 mW . Lo anterior fue discutido en la sección 3.3, donde se menciona que una SFS de un solo paso exhibe una potencia mucho mayor para el caso en que el bombeo óptico se copropaga con la emisión ASE al atravesar el medio de ganancia (ver figura 27).

Continuando con el análisis de los resultados presentados, la variación en la potencia de emisión muestra que la fibra exhibe una preferencia con respecto a la orientación de los iones de erbio, que se contrapone a la propuesta de que la orientación es azarosa. Esta preferencia pudiese indicar que no toda la población de iones participa en el proceso de emisión y por tal motivo al variar el SOP lineal del bombeo óptico se obtienen cambios, aunque ligeros, en la potencia de emisión, dependientes del SOP lineal del bombeo óptico. Las figuras 52.b, 53.b, 54.b, 55.b, 56.b, 57.b, 58.b y 59.b permiten observar el comportamiento antes descrito de una manera más simple;

muestran la potencia total del espectro de emisión cuando se varía el ángulo azimutal del SOP lineal de bombeo óptico, al alejarse del eje rápido de birrefringencia.

De manera general, los resultados obtenidos para ambas muestras de fibra óptica dopada con erbio (bobinados helicoidales 1 y 2) muestran un comportamiento similar cuando cambia su potencia de emisión (SFS en copropagación y SFS en contrapropagación). Por otra parte, algunos resultados indican que no hay una dependencia lineal que coincida totalmente con la disminución de potencia cuando se varía el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico (ver figuras 54.b, 55.b, 58.b y 59.b). Lo que sugiere que la orientación de los iones embebidos en la fibra no presenta un cambio monotónico gradual a partir del eje rápido de birrefringencia. Esto tal vez se deba a que este eje rápido corresponde a una longitud de onda en la banda C (1550 *nm*), no a la longitud de onda del bombeo (980 *nm*).

Otro enfoque para este tipo de respuesta pudiera basarse en el trabajo de Myslinski, sobre migración de energía debida a la formación de pares. Este autor reportó en 1997 que en fibras dopadas con erbio el agrupamiento de iones o la formación de clústers de iones, afecta el desempeño en amplificadores de fibra dopada con erbio; describiéndolo con el término PIQ (pair induced quenching). Lo anterior explicaría las fluctuaciones observadas en los espectros de emisión presentados, de manera que al tener agrupamiento de iones o clústers de iones en regiones aleatorias de la fibra se obtendrían potencias distintas de emisión para diferentes ángulos del SOP lineal del bombeo óptico. Aunque cabe señalar que la dependencia con el SOP del bombeo, no muestra un comportamiento aleatorio.

Finalmente, el comportamiento estudiado indica que el espectro de emisión y la potencia de emisión de las SFS evaluadas puede optimizarse si se considera la orientación preferente de los iones de erbio en las muestras de fibra óptica cuando son bobinadas helicoidalmente. Además que se demuestra que la estabilidad espectral de la fuente SFS se mantiene para las diferentes configuraciones y condiciones de medición utilizadas.

5.3.2 Análisis del SOP del espectro de emisión de las fuentes SFS de un solo paso

A continuación se muestran los resultados obtenidos cuando se cancela el efecto de birrefringencia para dos longitudes de onda del espectro de emisión (1550 nm y 1533 nm). El SOP medido corresponde a una longitud de onda específica de cada uno de los espectros de emisión obtenidos como resultado de variar el ángulo azimutal del SOP de bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. El análisis se realiza utilizando un arreglo polarimétrico (figura 43).

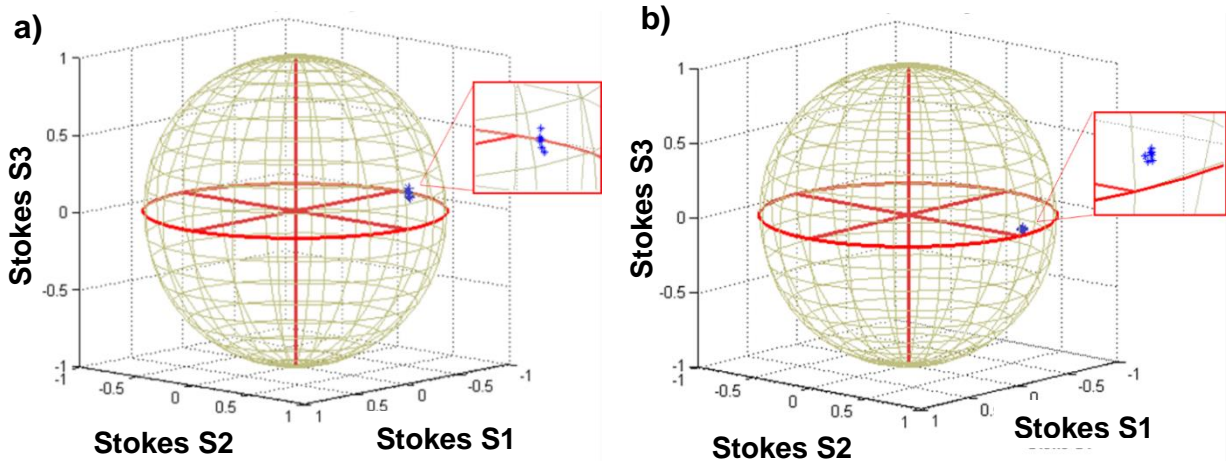


Figura 61. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE + (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm .

Los resultados obtenidos para el arreglo experimental de una fuente SFS con configuración ASE+ y configuración ASE-, utilizando el bobinado helicoidal 1 (fibra fibercore M5-980-125) se muestran en la figura 61 y figura 62, respectivamente.

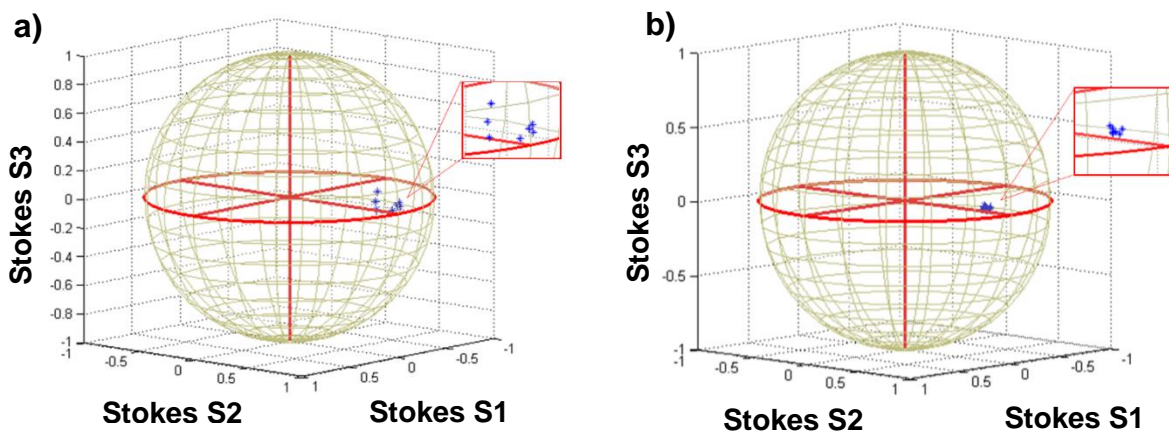


Figura 62. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE - (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm .

Los resultados obtenidos para el arreglo experimental de una fuente SFS con configuración ASE+ y configuración ASE-, utilizando el bobinado helicoidal 2 (fibra INO NOI 402L7), se presentan en la figura 63 y figura 64, respectivamente.

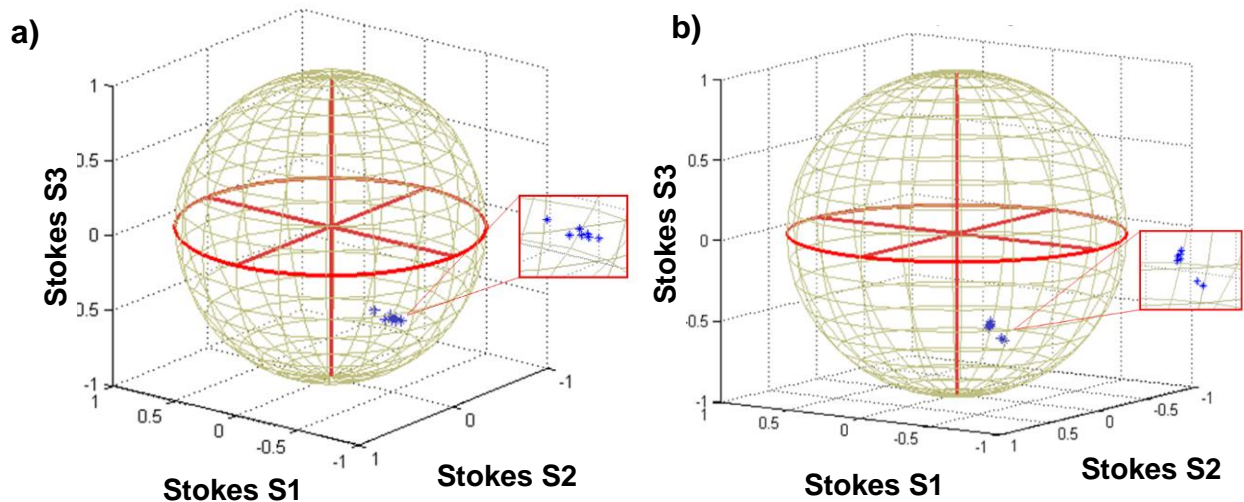


Figura 63. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE + (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm .

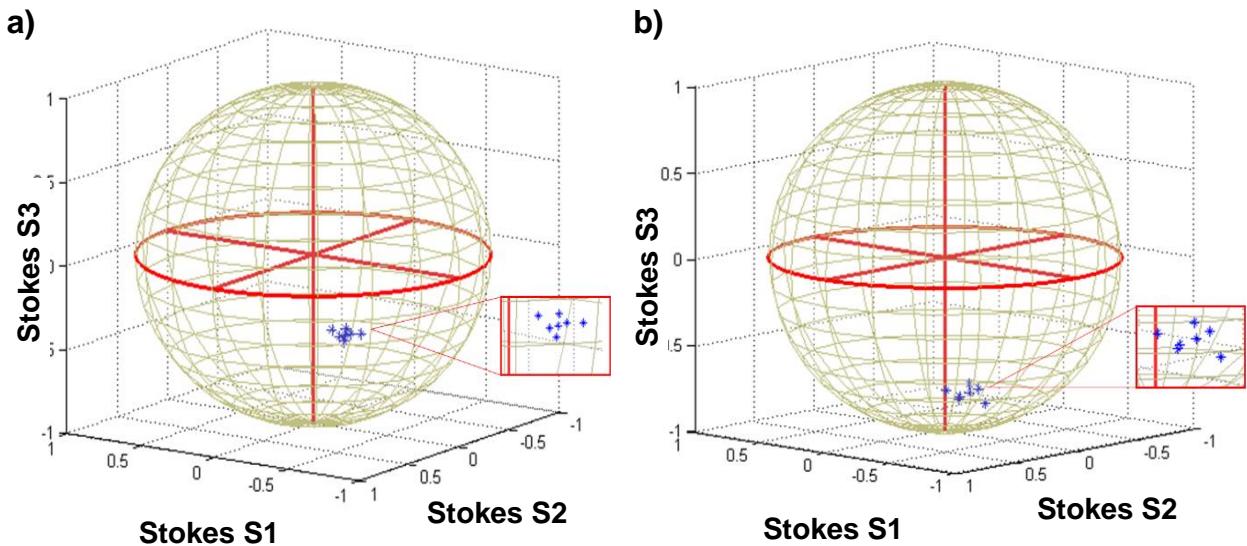


Figura 64. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de un solo paso con configuración ASE - (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm , en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm .

Es importante observar que el grado de polarización de los resultados presentados es muy bajo, la luz se encuentra casi totalmente despolarizada (resultados mostrados desde la figura 61 hasta la figura 64). Sin embargo se ha discutido en secciones anteriores que el mecanismo principal de funcionamiento de una fuente SFS se basa en

el proceso de emisión espontánea y la amplificación de dicha emisión al atravesar un medio de ganancia (sección 3.1). Al ser una fuente de luz basada en el proceso de emisión espontánea amplificada (ASE), los fotones suelen generarse sin un estado de polarización específico (luz despolarizada). En la tabla siguiente se muestra el grado de polarización para cada uno de los resultados mostrados desde la figura 61 hasta la 64.

Tabla 10. Grado de polarización de los resultados obtenidos para las diferentes configuraciones de SFS de un solo paso.

Tipo de arreglo SFS	Análisis de longitud de onda a 1550 nm	Análisis de longitud de onda a 1533 nm
SFS configuración ASE +, bobinado 1	12.97 %	20.39 %
SFS configuración ASE -, bobinado 1	11.61 %	9.04 %
SFS configuración ASE +, bobinado 2	9.57 %	19.13 %
SFS configuración ASE -, bobinado 2	8.11 %	10.43 %

Para explicar la adquisición del estado de polarización parcial de las mediciones realizadas es importante recordar que las fibras ópticas y otros dispositivos basados en fibra óptica exhiben birrefringencia, la cual afecta principalmente el estado de polarización de la luz. Por trabajos realizados en CICESE se sabe que la birrefringencia presente en gran parte de las fibras ópticas corresponde a la de un retardador homogéneo (sección 2.2). Si consideramos que en este trabajo de tesis se propuso trabajar con bobinados helicoidales y cancelar el efecto de birrefringencia introducido por los elementos del arreglo óptico, podemos llegar a la siguiente hipótesis: una vez que la birrefringencia de los elementos ha sido cancelada (a cierta longitud de onda) el único elemento que presentaría birrefringencia sería el bobinado helicoidal (muestra de fibra óptica dopada que se evalúa). Sabemos que debido a la birrefringencia, la fibras ópticas se comportan como retardadores homogéneos, así el estado de polarización parcial que adquiere la luz sería consecuencia de la birrefringencia residual que presenta el bobinado helicoidal de fibra. En conclusión el estado de polarización parcial que adquiere cada uno de los estados de polarización obtenidos pudiera estar determinado por la birrefringencia residual del bobinado helicoidal. Lo anterior puede ser utilizado en trabajos futuros para caracterizar la birrefringencia residual de bobinados de fibra óptica helicoidales de longitud extensa.

Continuando con el análisis, es importante mencionar que evaluar las fibras ópticas en bobinados helicoidales permite evitar las variaciones en las mediciones obtenidas, por ejemplo debido a la longitud de la fibra y torsiones. Como se ha discutido anteriormente las fibras ópticas pueden adquirir birrefringencia adicional debido a diferentes fenómenos físicos. Los resultados mostrados en las figuras 61 hasta la figura 63 muestran que el SOP de las señales analizadas se mantiene en la mayoría de los casos. Sin embargo hay casos en los que el SOP de las señales adquiridas no es totalmente estable (ver figura 62.a), lo cual se atribuye principalmente a errores de acoplamiento experimental (proceso de sistematicidad complicada), a pesar de lo cual el SOP de las señales es muy similar.

5.4 Resultados para la fuente superluminiscente de doble paso

En esta sección se muestran los resultados obtenidos para la configuración de fuente superluminiscente de doble paso desarrollada para este trabajo de tesis. Los resultados obtenidos describen la estabilidad espectral en potencia y en polarización para dos longitudes de onda del espectro de emisión, para las cuales se canceló el efecto de la birrefringencia (1533 nm y 1550 nm). El estudio se realiza para las dos muestras de fibra óptica dopada con erbio.

El procedimiento realizado es similar al presentado anteriormente en la sección 5.3: se inicia creando un marco de referencia a una de las dos longitudes de onda usadas para analizar el efecto de la polarización (1533 nm ó 1550 nm , como se describe en la sección 4.3.1), posteriormente se agrega el acoplador/aislador WDM y se procede a cancelar el efecto de la birrefringencia (como se describe en la sección 4.3.2). Una vez que se comprueba el resultado de los procedimientos mencionados, se verifica el SOP lineal del bombeo óptico a la salida del WDM, el cual es alineado con el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia (como se explica en las secciones 4.3.3 y 5.2). Una vez ahí, se procede a realizar las siguientes mediciones: utilizando el arreglo polarimétrico (acoplado al experimento por aire para evitar perturbaciones) se analiza el estado de polarización de una longitud de onda del espectro de emisión (1533 nm ó 1550 nm), posteriormente en una sección entre el arreglo polarimétrico y el arreglo experimental se coloca una segunda montura que permita acoplar(también por aire) un analizador

de espectros para adquirir el espectro de emisión de la fuente SFS evaluada (ver figura de arreglo experimental en sección 4.2.2). El procedimiento se repite para un rango del ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico, el cual se genera barriendo el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, a partir de 0° , en pasos de 15° , hasta llegar a 90° . Esto permite generar gráficas donde puede estudiarse el comportamiento de la emisión de la fuente SFS dependiente de la anisotropía de los iones de erbio en la fibra óptica.

5.4.1 Análisis del espectro de emisión de la fuente SFS de doble paso

A continuación se muestran los resultados obtenidos de los experimentos realizados para una fuente SFS de doble paso, donde es evaluado el bobinado helicoidal 1 de fibra óptica (fibra fibercore M5-980-125).

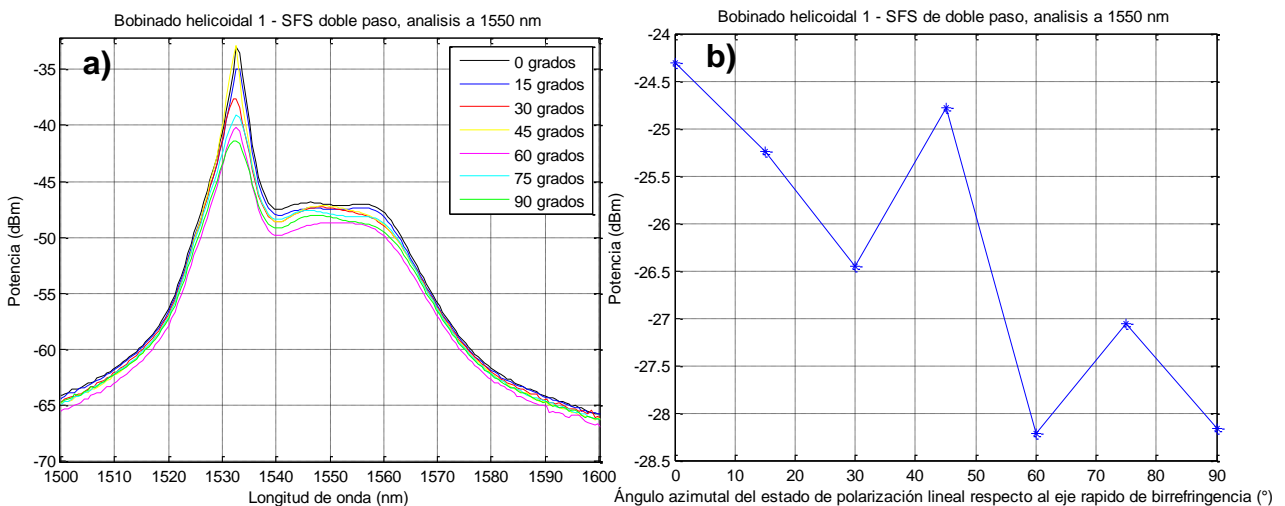


Figura 65. Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 45 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

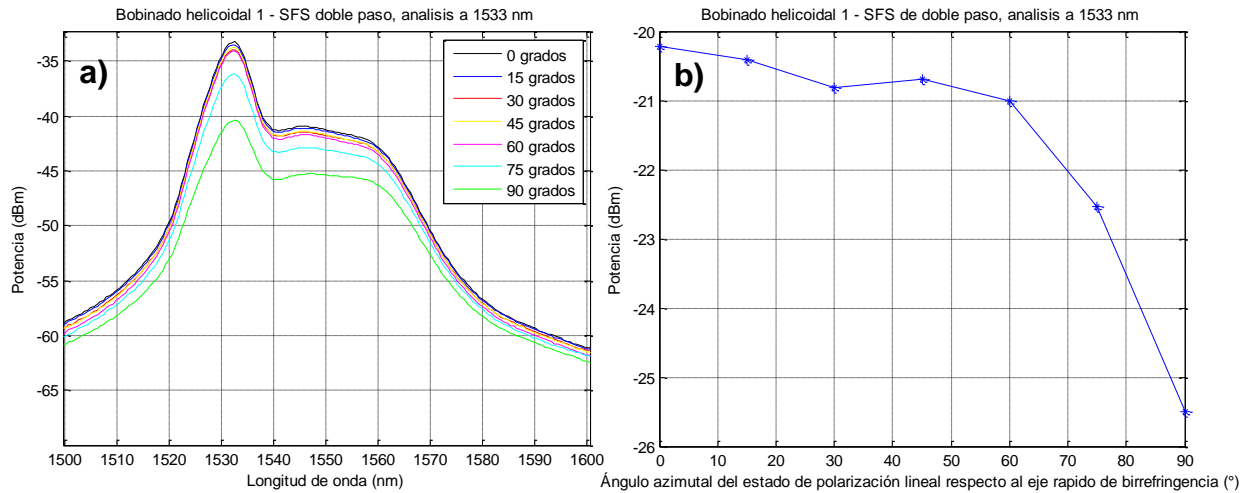


Figura 66. Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 45 mW), análisis a 1533 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

El resultado experimental obtenido para la fuente SFS de doble paso utilizando el bobinado helicoidal 1, cuando se cancela el efecto de birrefringencia a 1550 nm (figura 65.b), muestra como varía la potencia total de la emisión de la fuente SFS. Podemos observar que el máximo de la emisión ocurre cuando el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico se encuentra a 0°, obteniéndose una potencia total de -24.25 dBm.

Posteriormente se aprecia en la figura 65.b una disminución en la potencia de emisión total cuando el ángulo azimutal del SOP lineal de bombeo se aleja del eje rápido de birrefringencia. Asimismo podemos observar que para el ángulo azimutal del SOP de bombeo de 45 ° ocurre un aumento en la potencia de emisión, el cual se discutirá más adelante. Un resultado similar se reporta cuando se cancela el efecto de birrefringencia a 1533 nm (figura 66.b).

El ancho a media altura (-3 dB) de cada uno de los espectros de emisión se muestra en la tabla 11.

Tabla 11. Anchura a media altura bobina 1 de la fuente SFS de doble paso.

Angulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	38	39
15	38	39
30	38	39
45	38	39
60	38	39
75	38	39
90	38	40

Analizando los resultados de la tabla 11, los cuales muestran la anchura a media altura de los espectros de emisión cuando se cancela la birrefringencia a 1550nm y 1533 nm, puede observarse que este parámetro de mantiene en 38 nm para el caso del análisis a 1550 nm y en 39 nm para el caso del análisis a 1533 nm. La estabilidad lograda se atribuye al uso de bobinados helicoidales de fibra dopada. Los bobinados, además de que son necesarios para realizar la caracterización del eje rápido de birrefringencia, permiten asentar las características de birrefringencia de las muestras de fibra, con el fin de estudiarlas sin introducir efectos azarosos adicionales que deterioren la estabilidad de las mediciones (principalmente introduciendo una birrefringencia adicional).

Los resultados obtenidos en los experimentos realizados para una fuente SFS de doble paso, donde es evaluado el bobinado helicoidal de fibra óptica 2 (fibra INO NOI 402L7), se muestran en la figura 67 y 68.

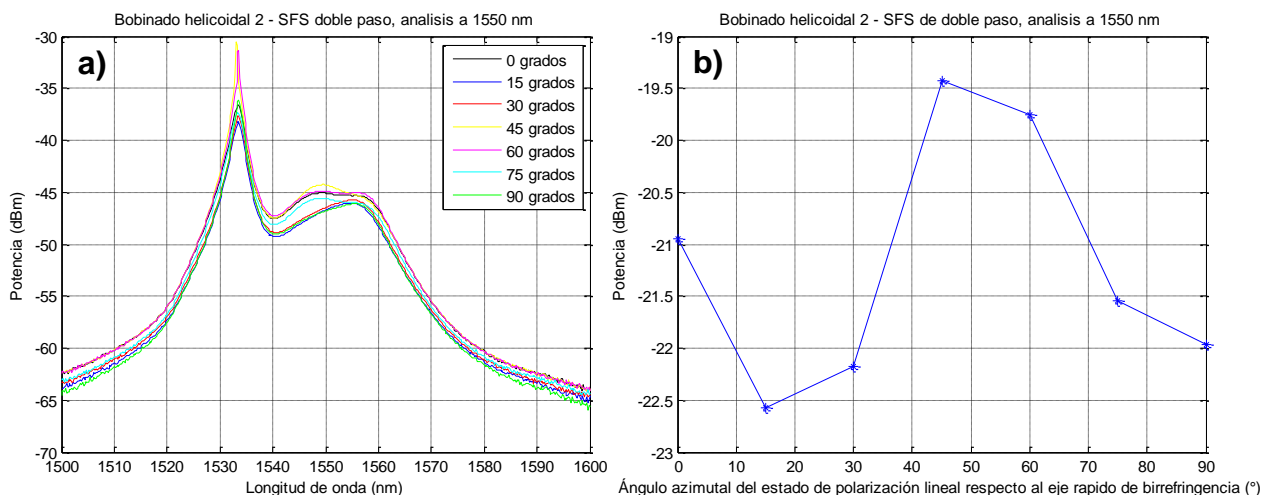


Figura 67. Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 20 mW), análisis a 1550 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

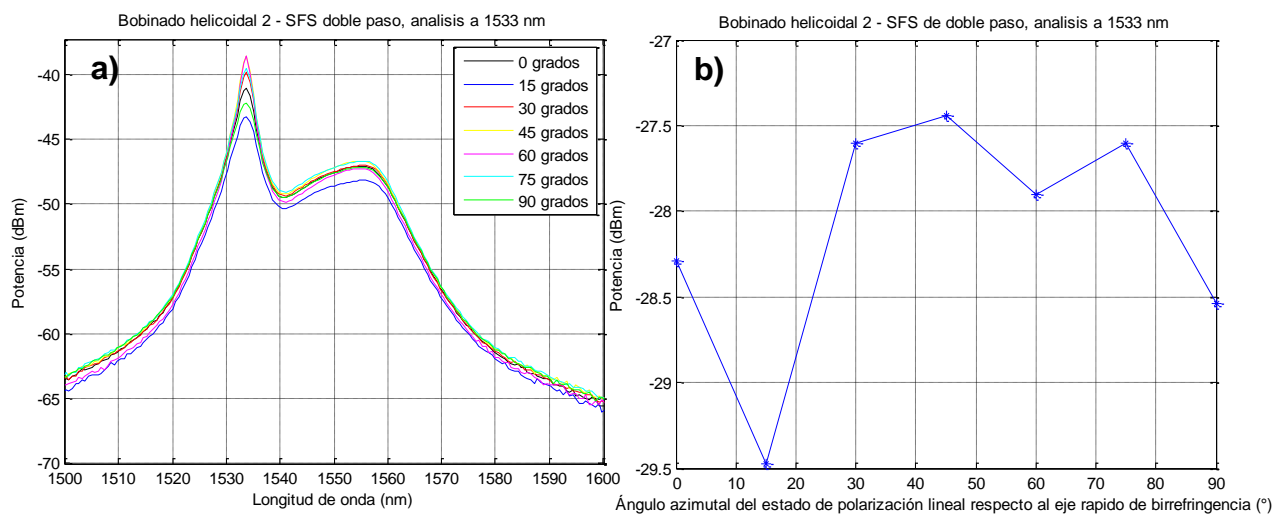


Figura 68. Fuente SFS de doble paso (potencia de bombeo 20 mW), análisis a 1533 nm. a) medición de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia. b) Potencia total neta de cada uno de los espectros de emisión en función de la variación del ángulo azimutal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia.

El ancho a media altura (-3dB) de cada uno de los espectros de emisión se muestra en la tabla 12.

Tabla 12. Anchura a media altura bobina 2 de la fuente SFS de doble paso.

Angulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico en grados	Anchura a media altura, análisis 1550 nm ($\Delta\lambda$ en nm)	Anchura a media altura, análisis 1533 nm ($\Delta\lambda$ en nm)
0	35	35
15	33	35
30	33	35
45	33	34
60	35	34
75	35	35
90	33	35

Los resultados obtenidos para el bobinado helicoidal 2, cuando se cancela el efecto de birrefringencia a 1550 nm (figura 67.b), muestran como varía la potencia total de la emisión de la fuente SFS. A diferencia de los resultados obtenidos para el bobinado 1, para el bobinado 2, el máximo de la emisión de la fuente SFS no ocurrió cuando el ángulo azimutal del SOP lineal de bombeo fue de 0°, se obtuvo para 45°. Puede observarse en la figura 67.b como ocurre una disminución de las potencias de emisión hacia el extremo izquierdo y derecho del máximo de emisión. Lo anterior sugiere que al usar un bombeo orientado a 45°, la mayor parte de la población de iones contribuye al proceso de emisión de la fuente SFS. Esto puede explicarse tomando en cuenta que el espejo rotador de Faraday (FRM) no solo se encarga de producir un segundo viaje por la fibra (lo cual da lugar a una segunda etapa de amplificación de la emisión ASE), sino además confiere un cambio de 90° en el SOP de la emisión ASE (por ejemplo de un SOP lineal horizontal a un SOP lineal vertical); asimismo, el SOP lineal de bombeo adquiere una rotación parcial (desconocida).

Este tipo de resultado ha sido reportado anteriormente. Falquier, D.G. en el 2000, señaló que debido a la anisotropía de los iones de erbio en la fibra, un sistema amplificador exhibe PDG (ganancia dependiente de la polarización), lo cual significa que los espectros de ganancia son diferentes para componentes ASE de polarizaciones que son paralelas y ortogonales a la polarización del bombeo.

Con base en los resultados obtenidos puede afirmarse que utilizando el espejo FRM podemos hacer que la mayor parte de la población de iones de erbio participe en los

procesos de emisión y amplificación de una manera más eficiente, lo que da como resultado que el máximo de la emisión no suceda cuando el ángulo azimutal del SOP lineal de bombeo se encuentra orientado a 0° .

Analizando los resultados de la tabla 12, los cuales muestran la anchura a media altura de los espectros de emisión para ambos casos experimentales (cuando se cancela birrefringencia a 1550nm y 1533nm), puede observarse que este parámetro se mantiene casi sin variaciones (relativamente estable). Lo cual se atribuye, como se ha discutido anteriormente, a los bobinados helicoidales de fibra óptica dopada.

Finalmente podemos llegar a conclusiones muy similares a las obtenidas para la fuente SFS de un solo paso (sección 5.3.1), donde se menciona que si se considera la anisotropía de los iones de erbio en la muestra de fibra, puede optimizarse la emisión de la fuente. Por otra parte, un arreglo para un SFS basado en una configuración de doble paso es más eficiente debido al espejo rotador FRM que permite disminuir el efecto de la ganancia dependiente de la polarización (PDG) que exhibiría una SFS basada en un arreglo de un solo paso. Haciendo uso de dicho espejo es posible obtener potencias de emisión iguales o mayores, aplicando un bombeo óptico con una potencia menor.

5.4.2 Análisis del SOP del espectro de emisión de las fuentes SFS de doble paso

Los resultados que se muestran fueron obtenidos cuando se cancela el efecto de birrefringencia para dos longitudes de onda del espectro de emisión (1550nm y 1533nm). Se midió el SOP en cada uno de los espectros de emisión obtenidos como resultado de variar el ángulo azimutal del SOP de bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, para las dos longitudes de onda usadas para cancelar el efecto de la birrefringencia (1550nm y 1533nm). El análisis se realiza utilizando un arreglo polarimétrico (figura 43).

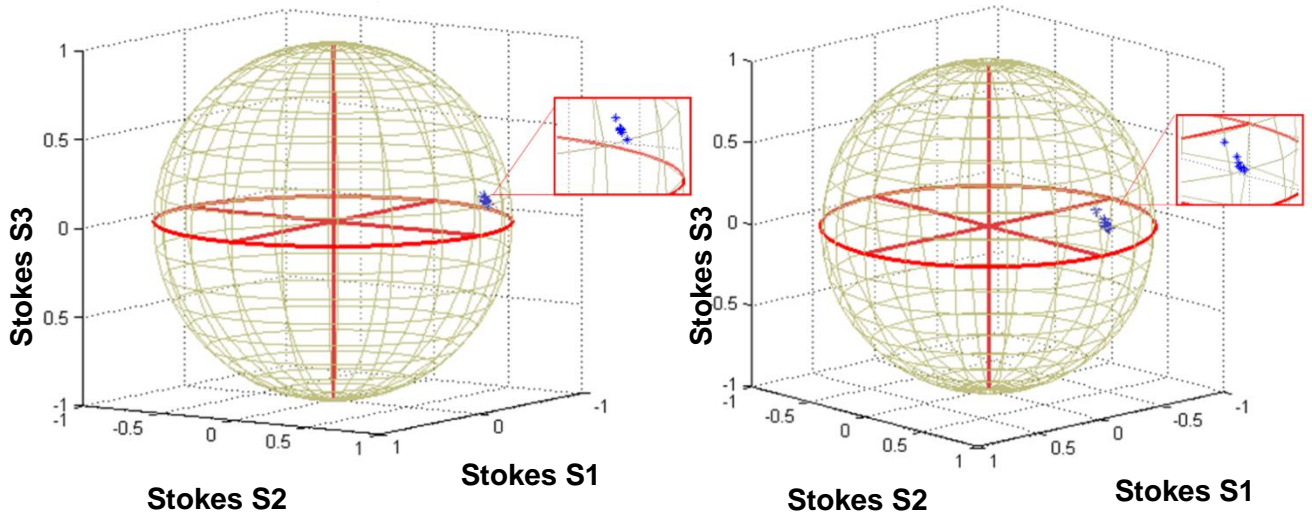


Figura 69. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de doble paso (bobinado helicoidal 1). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm, en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm.

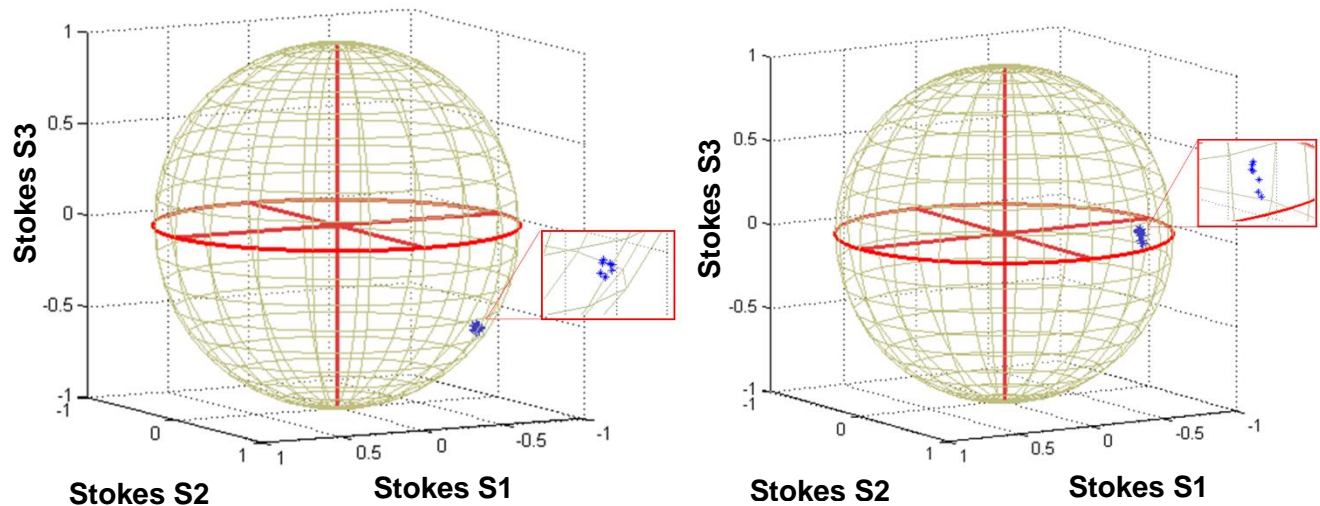


Figura 70. Se muestra el SOP analizado para los siete espectros obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP lineal del bombeo óptico respecto al eje rápido de birrefringencia, SFS de doble paso+ (bobinado helicoidal 2). En a) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1550 nm, en b) se muestra el análisis de la longitud de onda a 1533 nm.

Los resultados obtenidos al usar los bobinados helicoidales 1 y 2, para construir una fuente SFS de doble paso (fibra Fiber core M5-980-125), se presentan en las figuras 69 y 70. Además, en la tabla 13 se da el grado de polarización para cada una de dichas figuras.

Tabla 13. Grado de polarización de los resultados obtenidos para las diferentes configuraciones de SFS de doble paso.

Tipo de arreglo SFS	Análisis de longitud de onda a 1550 nm	Análisis de longitud de onda a 1533 nm
SFS configuración doble paso, bobinado 1	12.04 %	13.36 %
SFS configuración doble paso, bobinado 2	22.25 %	22.27%

Los resultados mostrados en las figuras 69 y 70 indican que el SOP de las señales analizadas se mantiene, independientemente del estado de polarización del bombeo utilizado. Por otra parte la tabla 13 muestra el grado de polarización de las señales estudiadas. El grado de polarización tan bajo que presentan estas señales es debido al proceso de emisión espontánea amplificadas ASE (discusión detallada en el sección 3.1 y sección 5.3.2).

Recordando lo discutido en la sección de resultados para una fuente SFS de un solo paso (sección 5.2.2). La adquisición del estado de polarización (SOP) parcial de las mediciones adquiridas es debida a la birrefringencia residual de la fibra óptica dopada con erbio (bobinados). Cuando se ha cancelado el efecto de birrefringencia de los elementos ópticos que conforman el arreglo experimental, el único elemento presente en el arreglo que modifica el estado de polarización de la señal es el bobinado helicoidal de fibra dopada. El cambio generado por la birrefringencia inducida es uniforme a lo largo de la fibra.

Por último es importante mencionar que evaluar las fibras ópticas en bobinados helicoidales de fibra dopada permite evitar variaciones en las mediciones obtenidas, producidas por perturbaciones que no son uniformes a lo largo de la fibra.

Capítulo 6. Conclusiones

En este trabajo se estudió el efecto combinado del estado de polarización del haz de bombeo y la birrefringencia residual de la fibra dopada con erbio (EDF), sobre la estabilidad del espectro de potencia de la luz emitida. Con base en los resultados y análisis expuestos en capítulos anteriores, se llegó a las siguientes conclusiones.

1. Para estudiar el proceso de emisión ASE utilizando un haz de bombeo polarizado en dos fibras ópticas EDF con coeficientes de absorción y birrefringencias residuales distintos, se bobinaron helicoidalmente las fibras dopadas con erbio de longitud extensa. Esto permitió mantener fija su birrefringencia y demostrar que la estabilidad espectral de la fuente SFS se mantiene para las diferentes configuraciones y condiciones de medición utilizadas.
2. Se desarrolló la metodología experimental para caracterizar eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas bobinadas helicoidalmente haciéndolas funcionar en régimen de amplificación. El arreglo experimental hace uso de la teoría desarrollada para cancelar el efecto de birrefringencia adicional en dispositivos de fibra óptica utilizando un doble bobinado helicoidal de fibra óptica.
3. Se diseñaron, construyeron y caracterizaron tres diferentes arreglos experimentales para fuentes superluminiscentes: SFS de un solo paso en copropagación con bombeo óptico, SFS de un solo paso en contrapropagación con bombeo óptico y SFS de doble paso. Los arreglos experimentales tienen la particularidad de considerar, como referencia para medir el ángulo azimutal del SOP de bombeo, al eje rápido de birrefringencia del bobinado helicoidal de fibra dopada. Esta referencia se usó en el estudio de la estabilidad de su emisión espectral, en potencia y en polarización, dependiente de la anisotropía de los iones de erbio al variar el SOP lineal del bombeo óptico utilizado.
4. En el planteamiento de este trabajo se propuso que los iones de erbio se encuentran fijos dentro de la estructura vítrea por lo que debido a la anisotropía

de dichos iones, el estado de polarización de la luz emitida está determinado por el estado de polarización del haz de bombeo. En concordancia con esta hipótesis se encontró un comportamiento que se atribuye a la anisotropía de los iones de erbio en las dos muestras de fibra óptica dopadas. La potencia de emisión ASE muestra una clara dependencia con la población mayoritaria de iones que presentan una misma orientación, lo que produce cambios en la potencia de la emisión cuando se bombea usando diferentes ángulos azimutales para el SOP lineal de bombeo óptico.

5. El espectro de emisión y la potencia de emisión de las SFS evaluadas puede optimizarse si se considera la orientación preferente de los iones de erbio en las muestras de fibra óptica cuando son bobinadas helicoidalmente.
6. Se analizó el estado de polarización parcial que adquiere el espectro de emisión para las longitudes de onda de 1550 nm y 1533 nm , encontrándose que éste no se ve afectado por el ángulo azimutal del bombeo polarizado. El SOP de la emisión es altamente estable.
7. El SOP parcial de la emisión de las fuentes SFS se atribuye, para las dos muestras de fibra óptica dopadas con erbio utilizadas, a las características de birrefringencia residual que presentan.

Otros resultados

1. Parte de los resultados obtenidos en este trabajo de tesis se presentaron en el evento “Simposio de Óptica Aplicada, Sustentabilidad y Energía 2015” organizado por la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad de Nuevo León, celebrado en la ciudad de Monterrey, Nuevo León el día 23 de abril del 2015 (Entidades participantes: SPIE, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, capítulos estudiantiles SPIE y OSA de la UANL, capítulos estudiantiles SPIE y OSA de México). El trabajo presentado, “Metodología para la medida del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio de longitud extensa” fue seleccionado como el mejor poster del evento.
2. Parte de los resultados obtenidos para este trabajo de tesis fueron presentados en el congreso “Mexican Optics and Photonics Meeting 2015” organizado por la Academia Mexicana de Óptica en septiembre del 2015, en la ciudad de León, Guanajuato. El título del trabajo fue “Effect of the anisotropy of the erbium ions in a double-pass superluminescent source on the stability of its spectral emission profile, power and polarization”. Este trabajo fue premiado como el mejor poster en fotónica, distinción otorgada por la Optical Society of America.

Lista de referencias bibliográficas

- Ayala Díaz, C. (2001). Evaluación de la potencia y el estado de polarización de señales amplificadas en EDFAs con control de polarización. Tesis de maestría en ciencias. CICESE. 103 p.
- Becker, P.C., Olsson, N.A., and Simpson J.R. (1999). Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Fundamentals and Technology, San Diego: Academic Press.
- Cortez, M.A. y Tentori, D. (2015). Metodología para la medida del ángulo azimutal en fibras ópticas dopadas con erbio de longitud extensa. Trabajo realizado en CICESE, en proceso de revisión.
- Desurvire, E. (1994) Erbium doped fiber amplifiers: Principles and Applications. WileyInterscience. Sección1.1.
- Digonnet, M. (2001). Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded (2th ed.), New York: Marcel Dekker.
- Falquier, D.G., Digonnet, M. J. F., and Shaw, H. J. (2000). A polarization-stable er-doped superfluorescent fiber source including a faraday rotator mirror. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12, p. 1465.
- Falquier, D.G. *et al.*, (1996). Proc. SPIE 2841, p. 35-41.
- Gutiérrez Beltrán, A. (2007). Automatización del procedimiento de caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo dopadas con erbio. Tesis de maestría en ciencias. CICESE. 95 p.
- Harada, K., Akiyama, Y., Kudo, T., *et al.* (1995). Polarization-Dependent gain of Er³⁺ - Doped fiber amplifiers. OSA/OFC Technical Digest, p.192.
- Hecht, E. (2002). Optics (4th ed.), San Francisco, California. Publishing as Addison Wesley. p. 228.
- Jones, R.C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems, I. Description and Discussion of the Calculus. Journal of the Optical Society of America, 31(7), 488–493.
- Li, Y., Jiang, M., Zhang, C. X., & Xu, H. J. (2013). High stability er-doped superfluorescent fiber source incorporating an er-doped fiber filter and a faraday rotator mirror. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 25, No. 28. 731-733 p.

- N. Piskunov (1996). Cálculo Diferencial e Integral México, D.F., LIMUSA. Noriega Editores, Cap. IX.
- Paschotta, R. (2008). Encyclopedia of Laser Physics and Technology. Vol. 2. Berlín, Wiley-VCH. 730 p.
- Paschotta, R. Superluminescent Sources. Recuperado el 6 de Julio del 2015, de http://www.rp-photonics.com/superluminescent_sources.html?s=ak.
- Salcedo, F. (2014). Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia controlada. Tesis de maestría en ciencias. CICESE. 77 p.
- Shriver, D. G., Atkins, P. W., y Langford, C. H. (1998). Química inorgánica. II (vol. 2). Editorial Reverté, S. A.
- Taylor, M. G. (1993). Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system. Photonics Technology Letters, IEEE, 5(10), 1244-1246 p.
- Tentori, D. and Garcia Weidner, A. (2013). Jones birrefringence in twisted single-mode optical fibers. Optics Express, 21(26), 31725-31739.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Ledezma-Sillas, E., Treviño-Martínez, F., and García-Weidner, A. (2009). Birefringence matrix for a twisted single-mode fiber: Geometrical contribution. Optics communications, 282(5), 830-834.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Treviño-Martínez, F., and Mendieta-Jiménez, F.J. (2007). Evaluation of the residual birefringence of single-mode erbium-doped silica fibers. Optics communications, 271(1), 73-80.
- Tentori, D., Garcia Weidner, A. and Rodriguez-Garcia, J.A. (sometido). Use of fiber helical coils to obtain polarization insensitive fiber devices.
- Tentori, D., Garcia Weidner, A. y Farfan-Sanchez, M. (2012 b). Birrefringencia de Jones en fibras ópticas torcidas. León, Gto., México. Academia Mexicana de Óptica.
- Tentori, D., García-Weidner, A., and Ayala-Díaz, C. (2012 a). Birefringence matrix for a twisted single-mode fiber: Photoelastic and geometrical contributions. Optical Fiber Technology, 18(1), 14-20.
- Treviño-Martínez, F., Tentori, D., Ayala-Díaz, C., and Mendieta-Jiménez, F. (2005) Birefringence assessment of single-mode optical fibers. Optics express, 13(7), 2556-2563.