

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



**Doctorado en Ciencias
en Óptica con orientación en Óptica Física**

**Estudio del efecto del estado de polarización del bombeo en la
emisión de fuentes superluminiscentes de fibra
óptica de dos etapas**

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

Presenta:

Adriana Rojas Sánchez

Ensenada, Baja California, México
2022

Tesis defendida por
Adriana Rojas Sánchez

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Directora de tesis

Miembros del comité
Dr. Josué Álvarez Borrego

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Dr. Alfonso García Weidner

Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala



Dra. Karina Garay-Palmett
Coordinadora del Posgrado en óptica

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Director de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Adriana Rojas Sánchez** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Estudio del efecto del estado de polarización del bombeo en la emisión de fuentes superluminiscentes de fibra óptica de dos etapas

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Directora de tesis

En este trabajo analizamos la influencia del estado de polarización (SOP) del bombeo óptico en la estabilidad de la longitud de onda media de fuentes superluminiscentes de fibra (SFS) de una y dos etapas. Se considera que debido a la birrefringencia residual que tienen las fibras ópticas el estado de polarización del haz de bombeo no permanece fijo, sino que evoluciona a medida que se propaga, excitando subconjuntos de iones de erbio que tienen diferentes orientaciones a lo largo de la fibra. El análisis se realizó midiendo los espectros de emisión espontánea amplificada (ASE) de las SFS, para diferentes potencias y SOPs lineales de entrada del bombeo óptico. Los resultados obtenidos indican que en general, la emisión ASE depende del SOP del bombeo. Sin embargo, cuando la potencia de bombeo satura la transición láser, la potencia emitida no depende del estado de polarización del bombeo. Para la SFS de una etapa se analizó la influencia del rango espectral, para esto se definieron cuatro bandas espectrales; Banda C_{tot} (1520-1570 nm), banda C (1530-1560 nm), banda C^+ (1520-1540 nm) y banda C^- (1540-1560 nm). Se demuestra que la estabilidad de la SFS mejora al discriminar uno de los dos picos del espectro de emisión ASE, alcanzando el rendimiento requerido para los sensores de grado inercial. Debido a que es difícil que la SFS logre simultáneamente un ancho de banda amplio, una estabilidad y una potencia de salida alta, construimos una SFS de dos etapas cancelando el efecto de la birrefringencia de los dispositivos de fibra. Se obtuvo que las SFS de dos etapas mejoran su rendimiento en potencia y ancho espectral al utilizar la configuración en contrapropagación. Sin embargo, su estabilidad se deteriora considerablemente.

Palabras clave: Estado de polarización, fuente súper fluorescente, estabilidad de la fuente de luz.

Abstract of the thesis presented by **Adriana Rojas Sánchez** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

Study of the effect of the pumping polarization state on the emission of two-stage fiber optic superluminescent sources

Abstract approved by:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Thesis Director

We analyze the influence of the state of polarization (SOP) of optical pumping on the stability of the medium wavelength of single and two-stage superluminescent fiber sources (SFS). Due to the optical fiber residual birefringence, the polarization state of the pump beam does not remain fixed. It evolves as it propagates, exciting subsets of erbium ions with different anisotropies along the fiber. The analysis was performed by measuring the amplified spontaneous emission (ASE) spectra of the SFS for different powers and SOPs of the input optical pumping. The results obtained indicate that, in general, the ASE emission depends on the SOP of the pumping. However, when the pump power saturates the laser transition, the emitted power does not depend on the polarization state of the pump. For the one-stage SFS, the influence of the spectral range was analyzed using four spectral bands: C_{tot} band (1520-1570 nm), C band (1530-1560 nm), C^+ band (1520-1540 nm), and C^- band (1540-1560 nm). We show that the stability of the SFS improves by discriminating one of the two peaks of the ASE emission spectrum, reaching the performance required for inertial-grade sensors. Since it is difficult for SFS to simultaneously achieve wide bandwidth, stability, and high output power, we built a two-stage SFS by canceling the effect of the birefringence of fiber devices. It was obtained that the two-stage SFS improved its performance in power and spectral width when using the backward configuration, but its stability is strongly deteriorated.

Keywords: Polarization state, superfluorescent source, light source stability.

Dedicatoria

*A mis padres, hermanos y sobrinos por su
apoyo incondicional para alcanzar mis
metas.*

Agradecimientos

A mi directora de tesis, Dra. Diana Tentori, le agradezco por su guía para realizar mi proyecto de tesis, por transmitirme sus conocimientos, brindarme su tiempo, su paciencia y su apoyo personal.

A los miembros de comité de tesis, Dr. Josué Álvarez Borrego, Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova, Dr. Alfonso García Weidner y Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala, por haber formado parte de este proyecto y por sus valiosos consejos durante la elaboración del mismo.

A CICESE por permitirme concluir este proyecto de investigación, también por brindarme la infraestructura de sus instalaciones y por el apoyo intelectual de su personal académico.

A Conacyt por otorgarme la beca de manutención (No. CVU 693600) para llevar a cabo la conclusión de mis estudios de posgrado y poder participar en el proyecto FOF142.

A Marco Cortez por caminar de mi mano, ser mi hogar y siempre tener esa palabra correcta que me impulsa a seguir adelante.

Tabla de contenido

| | Página |
|--|-----------|
| Resumen en español | ii |
| Resumen en inglés | iii |
| Dedicatorias | iv |
| Agradecimientos | v |
| Lista de figuras | ix |
| Lista de tablas | xiv |
| | |
| Capítulo 1. Introducción | 1 |
| 1.1 Antecedentes | 1 |
| 1.2 Justificación | 3 |
| 1.3 Objetivos | 4 |
| 1.3.1 Objetivo inicial..... | 4 |
| 1.3.2 Objetivos específicos..... | 4 |
| 1.4 Estructura de la tesis | 5 |
| | |
| Capítulo 2. Estado de polarización de la luz en fibras ópticas | 6 |
| 2.1 Luz polarizada..... | 6 |
| 2.1.1 Representación vectorial de los estados de polarización de la luz | 7 |
| 2.2 Birrefringencia en fibras ópticas monomodo..... | 9 |
| 2.2.1 Birrefringencia en fibras ópticas | 9 |
| 2.2.2 Modelado de la birrefringencia residual | 10 |
| 2.2.3 Evolución del estado de polarización de la luz en fibras ópticas | 12 |
| 2.3 Evaluación de la birrefringencia residual en fibras ópticas dopadas con erbio (EDF) | 15 |
| 2.3.1 Parámetros de la birrefringencia..... | 16 |
| 2.4. Birrefringencia de bobinados helicoidales | 17 |
| 2.4.1 Doble bobinado helicoidal..... | 20 |
| | |
| Capítulo 3. Procesos de emisión y absorción de una EDF | 23 |
| 3.1 Procesos de emisión y absorción | 23 |
| 3.2 Secciones transversales de emisión y absorción..... | 24 |
| 3.2.1 Anisotropía de absorción y emisión debida al estado de polarización del campo óptico | 25 |
| 3.2.2 Descripción de las secciones transversales considerando un sistema de dos niveles de energía | 25 |

| | |
|---|-----------|
| 3.2.3 Ganancia saturada | 28 |
| 3.3 Migración de energía | 29 |
| 3.3.1 Conversión ascendente cooperativa | 30 |
| 3.3.2 Absorción desde el estado excitado | 30 |
| Capítulo 4. Fuentes superluminiscentes de fibra óptica (SFS)..... | 31 |
| 4.1 Fuentes superluminiscentes de fibras dopadas con erbio | 31 |
| 4.2 Parámetros para la construcción de una SFS | 32 |
| 4.2.1 Determinación del bombeo óptico | 33 |
| 4.2.2 Configuraciones de las SFS | 34 |
| 4.2.3 Influencia del SOP del bombeo en la estabilidad de una SFS..... | 36 |
| 4.3 Fuentes superluminiscentes de dos etapas | 37 |
| Capítulo 5. Construcción de SFS con bombeo polarizado | 41 |
| 5.1 Marco de referencia | 41 |
| 5.2 Determinación del régimen de ganancia saturada | 43 |
| 5.3 Evaluación de los parámetros de birrefringencia de las muestras de EDF | 46 |
| 5.3.1 Determinación de la longitud de batimiento a través del método de barrido espectral | 46 |
| 5.3.2 Parámetros de birrefringencia | 49 |
| 5.4 Construcción de las SFS de una sola etapa | 52 |
| 5.4.1 SFS operando en copropagación | 53 |
| 5.4.2 SFS operando en contrapropagación | 53 |
| 5.5 Construcción de la SFS de dos etapas | 55 |
| 5.6 Evaluación de la ganancia dependiente de la polarización en SFS | 56 |
| 5.7 Evaluación de la estabilidad en longitud de onda media de una SFS | 58 |
| Capítulo 6. Discusión y resultados | 59 |
| 6.1 SFS de una etapa | 59 |
| 6.1.1 Espectros ASE producidos con un bombeo linealmente polarizado | 59 |
| 6.1.1.1 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore M5-980-125..... | 60 |
| 6.1.1.2 Espectros de una SFS construida con la fibra Photonetics EDOS-103..... | 63 |
| 6.1.1.3 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore DF1500E | 65 |
| 6.1.1.4 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore M12-980-125..... | 66 |
| 6.1.2. Potencia de emisión ASE | 69 |

| | |
|---|------------|
| 6.1.3. Verificación de la presencia de ESA..... | 75 |
| 6.1.4 Análisis de estabilidad de las SFS de una sola etapa..... | 77 |
| 6.2 SFS de dos etapas..... | 89 |
| 6.2.1 SFS de dos etapas en copropagación..... | 89 |
| 6.2.2 SFS de dos etapas en contrapropagación..... | 92 |
| 6.2.3 Cambio de la fibra semilla en SFS de dos etapas..... | 95 |
| 6.3 Variación de la ganancia dependiente de la polarización (PDG) en función del SOP del bombeo..... | 98 |
| 6.4 Discusión de resultados..... | 103 |
| Capítulo 7. Conclusiones..... | 105 |
| Literatura citada..... | 107 |
| Anexo A..... | 112 |
| A.1 Descripción del sistema de Er:sílice a través de un sistema láser de tres niveles de energía..... | 112 |
| A.1.2 Ecuaciones de flujo poblacional..... | 113 |
| A.1.3 Propagación de la luz..... | 116 |

Lista de figuras

| Figura | Página |
|---|--------|
| 1 Posibles estados de polarización de la luz, lineal, circular y elíptica. | 7 |
| 2 Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré). | 8 |
| 3 Comportamiento de la luz al atravesar un medio anisótropo. | 9 |
| 4 Fibra birrefringente debido a a) la geometría elíptica del núcleo y b) debido al efecto fotoelástico. | 10 |
| 5 Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° | 13 |
| 6 Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador circular con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° | 13 |
| 7 Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico circular con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° y una elipticidad $\mu = 15^\circ$ | 14 |
| 8 Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ($\tau=0.1.57, b=0.99, \beta=-90^\circ, \theta=45^\circ$) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° | 19 |
| 9 Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ($\tau=0.1.57, b=1, \beta=-90^\circ, \theta_1=45^\circ$ y θ_2) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° | 21 |
| 10 Transiciones correspondientes a la absorción y emisión en un sistema de dos niveles. | 23 |
| 11 Esquema representativo de la sección transversal (σ) a manera de área. | 24 |
| 12 Desdoblamiento de los niveles de energía producido por efecto Stark. | 27 |
| 13 Secciones transversales de absorción y emisión de fibra dopada con erbio HE980 (Hii, 2009). | 27 |
| 14 Curva de la ganancia típica de un EDFA (Becker et al., 1999). | 29 |
| 15 Niveles de energía para un sistema de Er:Sílice en presencia de migración de energía. La línea de puntos naranja representa el proceso ESA. Las flechas moradas punteadas representan transiciones no radiantes, y las flechas restantes describen la emisión de luz UC y la emisión espontánea amplificada dentro de la banda de 1.53 a 1.57 μm | 30 |
| 16 Diagrama básico de una SFS operando en copropagación (Wysocki, et al., 1994). | 31 |
| 17 Propagación de la emisión ASE en una fibra dopada. | 32 |

| | | |
|----|--|-----|
| 18 | Diagrama de niveles de energía de Er:silíce que muestra las transiciones de absorción y emisión. Las longitudes de onda de transición indicadas (en nanómetros) se observan experimentalmente en fibras dopadas con Er de vidrios de silicato o de fluoruro. (Becker, et al., 1999). | 33 |
| 19 | a) SFS de un solo paso en copropagación, b) SFS de un solo paso en contrapropagación, c) SFS de doble paso en copropagación y SFS de doble paso en contrapropagación (Wysocki, et al., 1994). | 35 |
| 20 | Esquema representativo de una fuente ASE de dos etapas operando en a) copropagación y b) contrapropagación. | 38 |
| 21 | Diagrama esquemático de la SFS de Er de dos etapas aplanada espectralmente desarrollada por Espinola, et al., 2000. | 38 |
| 22 | Diseños alternativos de SFS de Er de dos etapas (Cheng, et al., 2010). | 39 |
| 23 | Diagrama esquemático de la SFS de Er de dos etapas propuesta por (Li, et al., 2013) | 39 |
| 24 | Diagrama esquemático de la SFS de Er de dos etapas diseñada por (Wang & Huang, 2013). | 40 |
| 25 | Diagrama del arreglo experimental para generar el marco de referencia para las SFS..... | 418 |
| 26 | Software asociado al polarímetro que permite visualizar los parámetros de Stokes del SOP del bombeo..... | 42 |
| 27 | Arreglo experimental para la creación del marco de referencia..... | 43 |
| 28 | Arreglo experimental utilizado para obtener la potencia de saturación de la EDF, se utiliza una configuración en copropagación de la señal de referencia y la señal de bombeo. | 44 |
| 29 | Régimen de ganancia saturada a) fibra Fibercore DF1500E y b) fibra Photonetics EDOS103. | 45 |
| 30 | Régimen de ganancia de saturada para la fibra Fibercore M5-980-125. | 45 |
| 31 | Muestras de fibra bobinas helicoidalmente..... | 46 |
| 32 | Arreglo experimental para la evaluación de la longitud de batimiento..... | 47 |
| 33 | Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a 0°, 30°, 60°, 90°, 120° y 150° en una fibra Photonetics EDOS-103: el triángulo indica la medición inicial de 1540 nm. | 47 |
| 34 | Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a 0°, 30°, 60°, 90°, 120° y 150° en una fibra Fibercore DF1500E: el triángulo indica la medición inicial de 1540 nm. | 48 |
| 35 | Arreglo experimental para la medición del eje rápido de birrefringencia. | 50 |
| 36 | Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra Fibercore DF1500E. | 50 |

| | | |
|----|--|----|
| 37 | Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra Photonetics EDOS103..... | 51 |
| 38 | Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra de fibra Fibercore M5-980-125 escaneando el ángulo azimutal del SOP de entrada lineal. | 52 |
| 39 | Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en copropagación por el SFS de una sola etapa..... | 53 |
| 40 | Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en contrapropagación por el SFS de una sola etapa. | 54 |
| 41 | Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en copropagación por el SFS de una sola etapa..... | 55 |
| 42 | Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en contrapropagación para la SFS de una sola etapa..... | 56 |
| 43 | Arreglo experimental empleado para la medición de la PDG y la dependencia de la polarización de una SFS que opera en copropagación; las líneas rojas punteadas indican que el polarímetro se coloca para verificar el SOP del bombeo y se retira para la medición..... | 57 |
| 44 | Espectro de emisión ASE de una SFS de un solo paso construida con una fibra Fibercore M5-980-125..... | 60 |
| 45 | Espectros de emisión ASE de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 (copropagación) en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.27 dBm, b) 10. 81 dBm, c) 11. 51 dBm y d) 12.08 dBm..... | 61 |
| 46 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP de bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.75 dBm, b) 12.18 dBm, c) 14.13 y d) 14.58 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore M5-980-125. | 62 |
| 47 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 7.82 dBm, b) 9.06 dBm, c) 12.08 dBm y d) 13.05 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Photonetics DF103..... | 64 |
| 48 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 8.33 dBm, b) 9.81 dBm, c) 12.16 dBm y d) 13.65 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Photonetics DF103..... | 64 |
| 49 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 10.03 dBm, b) 12.08 dBm, c) 14.19 dBm y d) 15.35 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Fibercore DF1500E. | 65 |
| 50 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 13.65 dBm, c) 14.76 dBm y d) 16.34 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore DF1500E..... | 66 |

| | | |
|----|--|----|
| 51 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.37 dBm, b) 10.03 dBm, c) 10.44 dBm y d) 10.81 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Fibercore M12-980-125..... | 67 |
| 52 | Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 12.16 dBm, b) 13.12 dBm, c) 13.9 dBm y d) 14.76 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore M12-980-125..... | 68 |
| 53 | Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125. a) copropagación y b) contrapropagación. | 69 |
| 54 | Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra photonetics EDOS-103..... | 71 |
| 55 | Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore DF1500E..... | 72 |
| 56 | Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore M12-980-125..... | 73 |
| 57 | Potencia de salida promedio de los espectros ASE de diferentes SFS al aplicar diferentes potencias de bombeo. | 74 |
| 58 | Espectros de emisión de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando potencias de bombeo; a) 9.27 dBm, b) 10.81 dBm, c) 11.51 dBm y d) 12.08 dBm | 76 |
| 59 | Espectros de emisión en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando diferentes potencias de bombeo: a) 7.82 dBm, b) 9.06 dBm, c) 12.08 y d) 13.05 dBm para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103..... | 76 |
| 60 | Espectros de emisión en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando potencias de bombeo; a) 10.03 dBm, b) 12.08 dBm, c) 14.19 dBm y d) 15.35 dBm para una SFS de fibra Fibercore DF1500E..... | 77 |
| 61 | Asignación de bandas para el análisis de la estabilidad de una SFS de un solo paso. a) Banda C_{tot} (1520-1570 nm), b) banda C (1530-1560 nm), c) banda C^+ (1520-1540) y d) banda C^- (1540-1560). | 78 |
| 62 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando en copropagación..... | 79 |
| 63 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando en contrapropagación. | 80 |
| 64 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 operando en copropagación..... | 82 |
| 65 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 operando en contrapropagación. | 83 |

| | | |
|----|--|-----|
| 66 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore DF1500E operando en copropagación..... | 84 |
| 67 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra fibercore DF1500E operando en contrapropagación. | 85 |
| 68 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra fibercore M12-980-125 operando en copropagación..... | 87 |
| 69 | Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M12-980-125 operando en contrapropagación. | 88 |
| 70 | Espectros ASE de SFS de dos etapas utilizando potencias de bombeo de a) 9.27 dBm, b) 10.81 dBm, c) 11.51 dBm..... | 90 |
| 71 | Espectro ASE de una SFS de dos etapas operando en contrapropagación aplicando potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 12.49, c) 14.76 dBm y d) 17.38 dBm..... | 93 |
| 72 | Espectro ASE de una SFS de dos etapas operando en contrapropagación aplicando potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 12.49, c) 14.76 dBm y d) 17.38 dBm..... | 96 |
| 73 | Espectros de emisión de la amplificación de dos señales. a) Señales con SOPs paralelos, b) señales con SOPs ortogonales, c) señales con SOPs paralelos y d) señales con SOPs ortogonales..... | 99 |
| 74 | Ganancia dependiente de la polarización a) fibra Photonetics EDOS-103 aplicando una potencia de bombeo de 15.4 dBm, b) fibra Photonetics EDOS 103 aplicando una potencia de bombeo de 17.2 dBm, c) fibra Fibercore DF1500E aplicando una potencia de bombeo de 15.4 dBm y d) fibra Fibercore DF1500E aplicando una potencia de bombeo de 17.2 dBm..... | 100 |
| 75 | Modelo del sistema de niveles de energía de Er:Silice, con las transiciones generadas por un bombeo de <u>980 nm</u> , así como la transición de las señales en la banda de 1550 nm (Wysocki, 1994)..... | 112 |

Lista de tablas

| Tabla | Página |
|-------|---|
| 1 | Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore M5-980-125 (emisión ASE)..... 70 |
| 2 | Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Photonetics EDOS-103 (emisión ASE)..... 71 |
| 3 | Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore DF1500E (emisión ASE).. 72 |
| 4 | Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore M12-980-125 (emisión ASE)..... 73 |
| 5 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF Fibercore M5-980-125 operando en copropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- . 79 |
| 6 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF Fibercore M5-980-125 operando en contrapropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- 81 |
| 7 | Valores medios de longitud de onda para SFS construidas con EDF Photonetics EDOS-103, operando en copropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- 82 |
| 8 | Valores medios de longitud de onda para SFS construidas con EDF Photonetics EDOS-103 operando en contrapropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- 83 |
| 9 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE DF1500E operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- . 85 |
| 10 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE DF1500E operando en contrapropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- 86 |
| 11 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE M12-980-125 operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- . 87 |
| 12 | Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE M12-980-125 operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- . 89 |
| 13 | Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en copropagación. 91 |
| 14 | Valores de la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en copropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125. 91 |
| 15 | Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas en copropagación que utilizan como semilla la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1532 nm..... 92 |
| 16 | Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas en copropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1550 nm. 92 |

| | | |
|----|---|-----|
| 17 | Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en contrapropagación..... | 94 |
| 18 | Valores medidos para la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en contrapropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125..... | 94 |
| 19 | Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas que operan en contrapropagación utilizando como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1533 nm. | 95 |
| 20 | Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas que operan en contrapropagación utilizando como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1550 nm. | 95 |
| 21 | Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en contrapropagación..... | 97 |
| 22 | Valores de la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en contrapropagación, que utiliza como semilla una fibra Photonetics EDOS-103..... | 97 |
| 23 | Anchos espectrales calculados para las SFS de dos etapas medidos en copropagación que utilizan como semilla a la fibra Photonetics EDOS-103, tomando como referencia al pico de 1533 nm. | 97 |
| 24 | Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas medidos en copropagación que utilizan como semilla a la fibra Photonetics EDOS-103, tomando como referencia al pico de 1550 nm. | 98 |
| 25 | Ganancia obtenida con la fibra Photonetics EDOS-103 para dos señales con SOP paralelos y ortogonales. | 101 |
| 26 | Ganancia obtenida con la fibra Fibercore DF1500E para dos señales con SOP paralelos y ortogonales. | 101 |
| 27 | Variación de la PDG dependiente del SOP del bombeo para la fibra Photonetics EDOS-103. | 102 |
| 28 | Variación de la PDG dependiente del SOP del bombeo para la fibra Fibercore DF1500E..... | 102 |

Capítulo 1. Introducción

Las fuentes superluminiscentes también denominadas fuentes ASE (emisión espontánea amplificada), son fuentes de luz de banda espectral amplia basadas en el fenómeno de superluminiscencia. En los últimos años el estudio de las fuentes superluminiscentes se ha incrementado debido a su aplicación en diferentes áreas de la ciencia como medicina (Shen, et al., 2004; Korde, et al., 2007; Brandenburg, et al., 2003; Ju, et al., 2013), comunicaciones (Wagener, et al., 1997) y la industria (Dufour, et al., 2005).

Para las aplicaciones antes mencionadas se requiere de fuentes de luz con un ancho espectral amplio, una potencia de emisión alta y estable en longitud de onda media en el rango de partes por millón (ppm). Los requisitos antes mencionados los satisfacen los diodos superluminiscentes (SLD) y las fuentes superluminiscentes de fibra óptica capaces de producir amplificación (SFS). Un SLD es una fuente de luz semiconductor que emite luz de baja coherencia en un espectro amplio, como es el caso de un LED (diodo emisor de luz), y que además puede exhibir un brillo alto, como los LD (Diodo láser). Mientras que, las SFS utilizan como medio de ganancia fibras de vidrio dopadas con iones de tierras raras,¹ las cuales se excitan con una fuente externa (bombeo óptico) para emitir y luego amplificar la emisión luminiscente, por lo que tienen una potencia de salida mayor a los SLD. Además, los SLD exhiben una mayor inestabilidad en longitud de onda media debido a la temperatura (Verdeyen, 1989; Wysocki, et al., 1994).

1.1 Antecedentes

Las fibras dopadas con erbio (EDF) son el medio de ganancia dominante para la construcción de las SFS debido al ancho de banda, la potencia de emisión y la estabilidad que se puede obtener con ellas (Falquier & Shaw, 2000). Los requerimientos de estabilidad y potencia de las SFS han motivado la investigación de los parámetros de los que dependen éstas, entre los que se encuentran principalmente la temperatura, la potencia y longitud de onda del bombeo óptico; así como los parámetros relacionados con la fibra y la configuración de la SFS (Wysocki, et al., 1994; Zhang, et al., 2018; Zhang, et al., 2020; Wang, et al., 2014; Wagener, et al., 1997; Li, et al., 2013).

¹ Las tierras raras son elementos químicos con números atómicos entre 57 y 71. Los más utilizados en la construcción de fuentes superluminiscentes son el erbio (Er), el iterbio (Yr) y el neodimio (Nd) (Paschotta, 2008).

Además de los parámetros antes mencionados también se ha destacado la influencia de la polarización del bombeo óptico, aunque en los estudios realizados el enfoque es limitado. En los trabajos desarrollados por Falquier *et al.*, 2006; Li *et al.*, 2013 y Cortez, 2015, se estudia su influencia en los espectros de emisión ASE, buscando controlar la influencia de la polarización del bombeo. Con este fin se construyeron SFS de doble paso basadas en el uso de espejos rotadores de Faraday (FRM). Sin embargo, en los trabajos reportados por Falquier *et al.*, 2000 y Li *et al.*, 2013 no se consideró la birrefringencia residual que se encuentra presente en las fibras ópticas, ni el cambio en el estado de polarización (SOP) que se produce cuando la luz se propaga a través de los dispositivos ópticos (Treviño-Martinez, et al., 2005; Tentori, et al., 2007; Rojas-Sanchez & Tentori, 2020).

Otro de los parámetros de polarización mencionados es la ganancia dependiente de la polarización (PDG), la cual se ha relacionado con la anisotropía de los iones de erbio. Se ha indicado que debido a ésta, los espectros de ganancia son diferentes para las componentes de polarización de la ASE que son paralelos u ortogonales a la polarización del bombeo (Falquier & Shaw, 2000). Matar., *et al.*, 2006 mencionan que debido a la PDG los espectros son distintos y en consecuencia su longitud de onda media; dando como resultado algún grado residual de polarización y, por lo tanto, que la salida de la SFS no esté completamente despolarizada. Sin embargo, no cuantificaron la longitud de onda media solo la intensidad.

Como se mencionó anteriormente, un parámetro que se sabe que interviene en la emisión de la SFS es su configuración. Generalmente, las SFS se construyen usando una configuración de una etapa, operando en copropagación o en contrapropagación. Sin embargo, otra configuración de las SFS es la de dos etapas. Éstas se caracterizan por utilizar como medio de ganancia dos fibras dopadas con tierras raras en lugar de sólo una. En los trabajos realizados por Paschotta, R., *et al.*, 1997, Espindola *et al.*, 2000, Lin *et al.*, 2004 y Weng *et al.*, 2013 se reporta que al utilizar SFS de dos etapas, obtuvieron espectros ASE de un mayor ancho espectral respecto a los de una sola etapa, pero en los artículos mencionados no consideran el efecto de la birrefringencia, ni el del SOP de la luz del bombeo.

En este trabajo, estudié la influencia del efecto del SOP de bombeo en la emisión de SFS de una y dos etapas. En las EDF, el estado de polarización del haz de bombeo no permanece fijo, sino que evoluciona a medida que se propaga. Dado que la birrefringencia de la fibra se modifica por curvas y giros, para mantener una birrefringencia fija a lo largo de toda la longitud de la EDF, se bobinó helicoidalmente (Tentori, et al., 2016; Tentori, et al., 2001; Tentori & Garcia-Weidner, 2013). El análisis se realizó utilizando un bombeo óptico linealmente polarizado y se utilizó como criterio de evaluación para determinar la estabilidad de la SFS a la longitud de onda media. Para el estudio se analizaron y construyeron SFS de una

y dos etapas. A diferencia de los trabajos reportados en la literatura, se canceló el efecto de la birrefringencia de los dispositivos involucrados en la construcción de la SFS. Además, para tener control total del SOP del bombeo se utilizaron acoplamientos por aire en la construcción de las SFS.

1.2 Justificación

En los últimos años ha aumentado la aplicación de la tomografía de coherencia óptica (OCT) y los sensores de fibra óptica en diversas áreas de la ciencia. La OCT es una técnica óptica de formación de imágenes caracterizada por la realización de cortes tomográficos micrométricos mediante la luz sobre el tejido a estudiar. Es una técnica no invasiva y de no contacto con una resolución espacial superior a la del ultrasonido (Tearney, *et al.*, 1997), por lo que se ha empleado en diferentes subdisciplinas de la medicina como: la gastroenterología (Shen, *et al.*, 2004), la dermatología (Korde, *et al.*, 2007), la odontología (Brandenburg, *et al.*, 2003) y principalmente la oftalmología (Ju, *et al.*, 2013). La OCT utiliza una fuente de luz de baja coherencia (banda ancha) para generar un mapa de intensidad de reflexión de las secciones transversales 2-D y 3-D de una muestra. Esta técnica no sólo se utiliza en el área de la medicina sino también en la industria donde se ha empleado en el control del grosor de muestras micrométricas que se encuentran en un entorno hostil y en una ubicación estrecha (Dufour, *et al.*, 2005). Por otra parte, las fuentes de luz de baja coherencia (banda ancha) son parte esencial de los sensores de fibra óptica que se utilizan para sistemas inerciales de navegación; siendo el giroscopio de fibra óptica el más utilizado (Wysocki, *et al.*, 1994; Li, *et al.*, 2013). Debido a la necesidad de mejorar la resolución axial al emplear la OCT y a la estabilidad requerida en los sistemas de navegación, las fuentes de luz utilizadas deben cumplir con altos requerimientos en el control de la longitud de onda media, un amplio ancho espectral y una alta potencia óptica de emisión.

De acuerdo con la literatura las SFS dopadas con tierras raras son la mejor opción, ya que con éstas es posible obtener una mayor potencia en comparación con los diodos superluminiscentes (SLD). Por lo antes mencionado, en este trabajo se propone el estudio comparativo de SFS de una y dos etapas de amplificación, que operan con un bombeo polarizado y en las que se controla la birrefringencia de la fibra. Es importante establecer parámetros que permitan obtener un ancho espectral de emisión mayor o similar al reportado en la literatura (~80 nm) y determinar en estos casos la estabilidad espectral de la fuente.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivo inicial

Debido a la necesidad de cubrir las características antes mencionadas para las fuentes de luz utilizadas en la OCT y mejorar la resolución axial, se han utilizado diferentes fuentes de baja coherencia. De acuerdo con la literatura las SFS dopadas con tierras raras son la mejor opción ya que con éstas es posible obtener una mayor potencia en comparación con los diodos superluminiscentes (SLD). Por lo antes mencionado y con base en la literatura, en este trabajo se propone el análisis de fuentes superluminiscentes de una y dos etapas de amplificación construidas con fibras en las que la birrefringencia residual es conocida y estable, y que operan con un bombeo polarizado. La finalidad del estudio es el establecer parámetros que permitan obtener un ancho espectral de emisión mayor o similar al reportado en la literatura (~ 80 nm), a la vez que se optimiza la estabilidad espectral de la fuente.

1.3.2 Objetivos específicos

Para la construcción de la SFS:

- Establecer criterios para seleccionar las fibras dopadas con tierras raras que se van a utilizar.
- Analizar la dependencia del espectro de fluorescencia con respecto a la potencia de bombeo y a la birrefringencia de la fibra.
- Con base en el análisis de los resultados experimentales, determinar las ventajas y limitaciones asociadas a las configuraciones de un solo paso o doble paso de la SFS.

Para la medición de la (PDG), para estados de polarización lineales de entrada (tanto para el bombeo, como para la señal):

- Medir de forma simultánea de la ganancia a 1550 nm para una señal de saturación, una señal pequeña polarizada ortogonalmente y la emisión ASE.

- Determinación de la dependencia de la ganancia de la señal y de la emisión ASE (emisión espontánea amplificada) con respecto al SOP de bombeo.

1.4 Estructura de la tesis

La tesis está estructurada de la siguiente manera:

- En el capítulo 2 se abordarán conceptos básicos correspondientes a los estados de polarización y los formalismos utilizados para su descripción. Se muestran algunas simulaciones correspondientes a retardadores homogéneos. Además, se mencionan conceptos relacionados con la birrefringencia y la implementación de dobles bobinados helicoidales para la cancelación de su efecto.
- En el capítulo 3 se habla sobre los procesos de emisión y absorción en una EDF. Así como la representación de una EDF como un sistema láser multinivel.
- En el capítulo 4 se presentan experimentos realizados para la caracterización de las muestras de EDF empleadas para la construcción de las SFS y los resultados obtenidos.
- En el capítulo 5 se describen los parámetros que intervienen en la emisión espectral, la estabilidad y la potencia de las SFS. Además, se presentan los trabajos realizados por diferentes autores referentes a las SFS.
- En el capítulo 6 se muestran los resultados obtenidos de la medición de los espectros ASE para la SFS de una y dos etapas. Así como el análisis de su estabilidad.
- En el capítulo 7 se muestran las conclusiones obtenidas al analizar los resultados obtenidos.

Capítulo 2. Estado de polarización de la luz en fibras ópticas

En este capítulo se describirá la evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de fibras ópticas monomodo. Se considera que debido a la birrefringencia residual que tienen las fibras ópticas el estado de polarización del haz de bombeo no permanece fijo, sino que evoluciona a medida que se propaga, excitando subconjuntos de iones de erbio que tienen diferentes orientaciones a lo largo de la fibra.

2.1 Luz polarizada

La teoría ondulatoria establece que la luz puede ser representada como una onda electromagnética transversal que se propaga en la dirección positiva del eje z . Las ondas electromagnéticas están formadas por un campo eléctrico ondulatorio que oscila de forma perpendicular a un campo magnético, siendo ambos perpendiculares a la dirección de propagación de la luz (Hecht, 2002; Malacara, 2015). La onda queda totalmente definida por la magnitud del campo eléctrico y se representa por medio del vector eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$. El análisis de las vibraciones del vector $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ de la luz en un plano perpendicular a la dirección z permite definir el estado de polarización de la luz.

La polarización de la luz está determinada por el curso temporal de la dirección del vector de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$. Para la luz monocromática polarizada, las componentes de $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$, varían sinusoidalmente con el tiempo, con amplitudes y fases que son generalmente diferentes, de modo que en cada posición \mathbf{r} el punto final del vector $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ se mueve en un plano y traza una elipse. La orientación y la forma de la elipse varían con el sistema de referencia y determinan el estado de polarización de la onda óptica, mientras que el tamaño de la elipse está determinado por la intensidad óptica. Cuando la diferencia de fase (δ_p) entre las componentes del campo eléctrico es igual a 0 o a un múltiplo entero de π , la elipse se degenera en una línea recta y se dice que la onda está polarizada linealmente. Por otro lado, cuando las amplitudes de las componentes del campo eléctrico son iguales ($E_x = E_y$) y $\delta_p = \pm(2m+1)\pi/2$ (con m en los enteros), la elipse se degenera en un círculo y se dice que la onda está circularmente polarizada (Saleh & Teich, 1991). Tendríamos entonces que, la figura geométrica que describe la punta del vector del campo eléctrico proyectada sobre el plano xy permite establecer el estado de polarización de la luz. (Fig. 1).

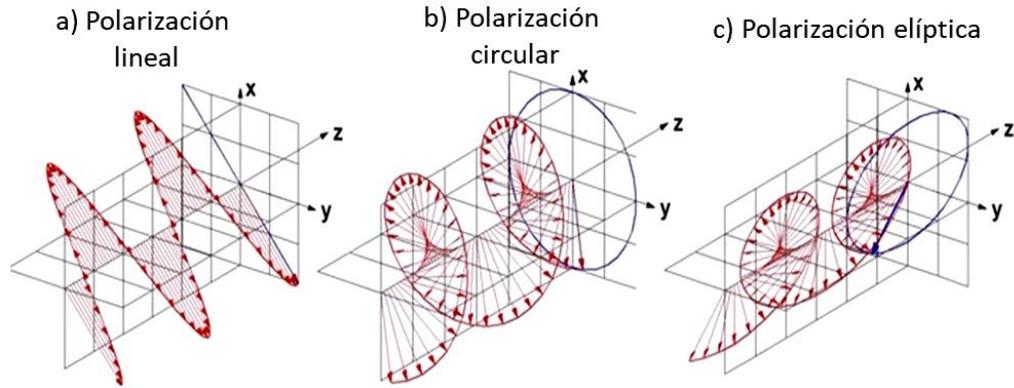


Figura 1. Posibles estados de polarización de la luz, lineal, circular y elíptica.

2.1.1 Representación vectorial de los estados de polarización de la luz

Los vectores de Jones (Jones, 1941) y los vectores de Stokes (Chandrasekhar, 1960) son modelos utilizados para representar el SOP de la luz. El vector de Jones es un vector 2×1 y sus elementos están dados por la amplitud y la fase relativa del campo eléctrico en las direcciones x y y :

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Mientras que, el vector de Stokes es un vector 4×1 y la ventaja de este método ante el presentado por R. Jones, es que permite la descripción de la radiación incoherente o parcialmente polarizada. El vector de Stokes está dado por:

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_0 \cos(2\mu_p) \cos(2\alpha) \\ S_0 \cos(2\mu_p) \sin(2\alpha) \\ S_0 \sin(2\mu_p) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

donde μ_p es el ángulo de elipticidad y α es el ángulo azimutal del SOP de la luz.

El parámetro S_0 representa a la intensidad del campo incidente, los parámetros S_1 y S_2 indican la contribución lineal en el SOP de la luz. Mientras que el parámetro S_3 indica la contribución circular. La

representación del campo eléctrico a través de los vectores de Stokes permite generar un mapeo de su evolución sobre la esfera de Poincaré (Fig. 2), la cual tiene coordenadas (S_1 , S_2 y S_3).

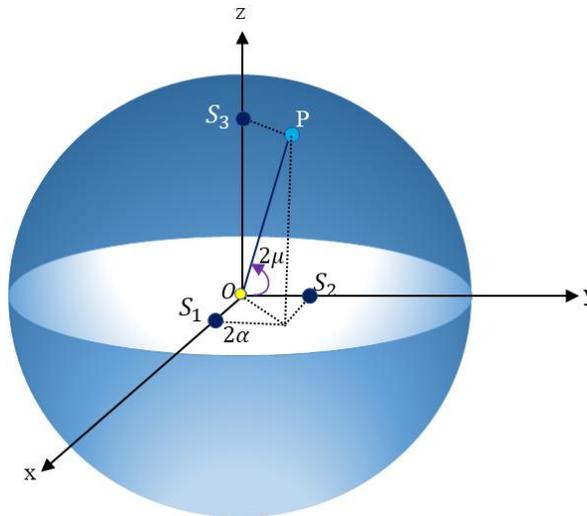


Figura 2. Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré).

Cada punto sobre la esfera de Poincaré con coordenadas $(2\alpha, 2\mu)$ representa un estado de polarización cuya elipse de polarización tiene un ángulo azimutal α y un ángulo de elipticidad μ . Definiendo en la esfera de Poincaré los ejes de referencia y el sentido de los ángulos $(2\alpha$ y $2\mu)$ como se muestra en la Fig. 2, los puntos en los hemisferios norte y sur representan SOPs circulares derechos e izquierdos, respectivamente. Mientras que, los puntos situados en el ecuador representan SOP lineales y los restantes representan SOPs elípticos.

La esfera de Poincaré es un modelo que permite representar los estados de polarización de la luz y describir la acción de un retardador sobre luz polarizada. Esta herramienta es especialmente útil al analizar la evolución de la polarización de la luz en fibras ópticas, porque éstas en general se comportan como retardadores.

2.2 Birrefringencia en fibras ópticas monomodo

La birrefringencia, o doble refracción, es un fenómeno complejo que se presenta en algunos materiales anisótropos; como la calcita, cristales no cúbicos y en algunos plásticos y polímeros sometidos a tensión como el celofán. La principal característica de estos materiales, es que cuando un rayo de luz incide sobre ellos, éste se separa en dos rayos denominados rayo rápido y rayo lento, el índice de refracción en estas direcciones se denota como n_F y n_S , respectivamente (Fig. 3). Estos haces están polarizados ortogonalmente entre sí y en una fibra sus ejes (rápido y lento) son perpendiculares a la dirección de propagación. Cabe señalar que dentro de un medio birrefringente la luz viaja a diferente velocidad dependiendo de su dirección de propagación (Tipler, *et. al.*, 2005).

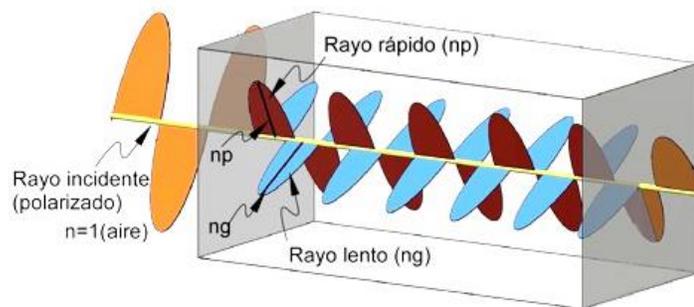


Figura 3. Comportamiento de la luz al atravesar un medio anisótropo.

2.2.1 Birrefringencia en fibras ópticas

En fibras ópticas la birrefringencia se produce por la pérdida de simetría del núcleo de la fibra, lo que induce anisotropía en el material. Este fenómeno es resultado principalmente de los procesos de fabricación y tendido de fibras, los cuales pueden causar curvaturas y tensiones en la fibra. A la birrefringencia generada por el proceso de fabricación se le conoce como birrefringencia residual.

La birrefringencia en fibras ópticas también puede ser provocada de forma intencional al aplicar un campo eléctrico externo (efecto Kerr) o al aplicar una deformación a la fibra. En estos casos la birrefringencia se denomina birrefringencia inducida (ver Fig. 4).

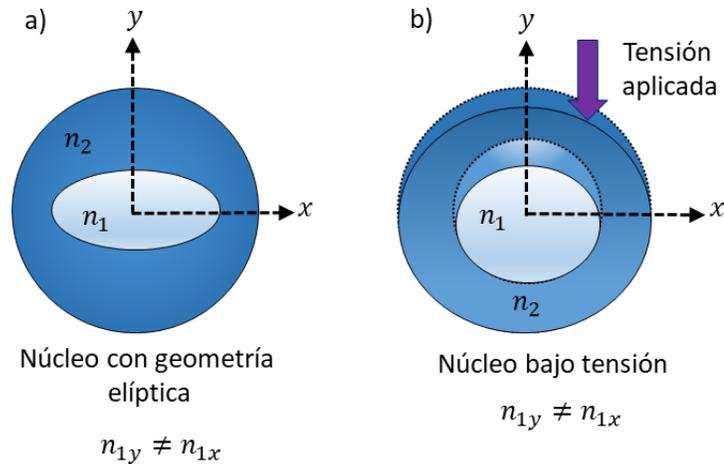


Figura 4. Fibra birrefringente debido a a) la geometría elíptica del núcleo y b) debido al efecto fotoelástico.

Tanto la birrefringencia residual como la birrefringencia inducida, ocasionan que las componentes en los ejes x y y del índice sean distintos, produciendo un cambio de fase (δ) entre las componentes de la velocidad de propagación de la luz. Este cambio de fase está dado por:

$$\delta = \frac{2\pi s}{\lambda} \Delta n, \quad (3)$$

donde s denota la longitud de la fibra, λ es la longitud de onda del haz incidente y $\Delta n = |n_{1x} - n_{1y}|$.

2.2.2 Modelado de la birrefringencia residual

De acuerdo con la óptica de polarización, los retardadores homogéneos son la descripción más directa para el retardo de polarización. Con base en esto la birrefringencia residual que se encuentra en las fibras ópticas (sin atenuación), se representa a través del modelo de retardadores homogéneos (Treviño-Martinez, et al., 2005).

Un retardador de onda es un dispositivo óptico capaz de introducir un desfase entre las dos componentes del haz que vibran en direcciones perpendiculares de polarización (E_x y E_y) alineadas con los ejes rápido y lento del dispositivo (n_x y n_y); la onda luminosa resultante generalmente tiene un estado de

polarización elíptico (García & Rovira., 1999). Idealmente los retardadores no polarizan, ni inducen un cambio de intensidad en el haz de luz, simplemente cambian su estado de polarización. Para los retardadores homogéneos, se utiliza el concepto de eigenmodos de polarización, describiéndose como aquellos estados de polarización de la luz que no cambian cuando se propagan a través del elemento de polarización (Huard, 1997).

La birrefringencia residual de las fibras se describe usando aquellas matrices de retardo que mejor siguen la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra óptica. El formalismo de Jones y el método de Mueller son modelos matriciales que permiten representar las matrices de retardo; lineales, circulares y elípticas. En el formalismo de Jones las matrices se representan con una placa retardadora de 2×2 (Salcedo, 2014) y están dadas por:

$$\mathbf{M}_{\text{lineal}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{M}_{\text{circular}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ -\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{M}_{\text{elíptica}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i\cos(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ -\text{sen}(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i\cos(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

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

Las matrices de Mueller al igual que las matrices de Jones permiten representar a placas retardadoras. A diferencia de las matrices de Jones las matrices de Mueller son matrices de 4×4 y están dadas por:

$$\mathbf{M}_{\text{lineal}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\delta) & \text{sen}(\delta) \\ 0 & 0 & -\text{sen}(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_{\text{circular}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\delta) & \sin(\delta) & 0 \\ 0 & -\sin(\delta) & \cos(\delta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$\mathbf{M}_{\text{elip}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2\sin^2(2\mu)\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) & \sin(\delta)\sin(2\mu) & \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin(4\mu) \\ 0 & -\sin(\delta)\sin(2\mu) & \cos(\delta) & \sin(\delta)\cos(2\mu) \\ 0 & -\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin(4\mu) & -\sin(\delta)\cos(2\mu) & 1 - 2\cos^2(2\mu)\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

2.2.3 Evolución del estado de polarización de la luz en fibras ópticas

Generalmente para analizar la evolución del SOP de la luz en una fibra óptica, partimos de considerar que una fibra óptica se comporta como un retardador homogéneo. El SOP de salida (S_{out}) de la luz está dado entonces por la ecuación

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{M}_{\text{ret}} \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (10)$$

donde \mathbf{M}_{ret} es la matriz que describe el retardador homogéneo y \mathbf{S}_{in} es el vector que describe el SOP inicial de la luz.

Considerando el formalismo de Mueller y los vectores de Stokes (siguiendo la convención de Nebraska (Hauge, et al., 1980; Tentori, et al., 2016) tenemos que el sistema de coordenadas cartesianas asociado a los vectores de Stokes S_1 , S_2 , S_3 , para el caso de cristales puede tener su eje tendido sobre: 1) el plano S_1 - S_2 , 2) el eje S_2 - S_3 , o 3) el eje de rotación podría formar un ángulo diferente de 0° o 90° con el plano S_1 - S_2 . Utilizando la representación de la esfera de Poincaré, es fácil entender que el primer eje de rotación describe una birrefringencia lineal, el segundo, una birrefringencia circular, y el tercero, una birrefringencia elíptica, siendo la birrefringencia elíptica el caso general de retardadores homogéneos.

Considerando que incide luz linealmente polarizada en una fibra óptica y haciendo uso del modelo matricial de Mueller y de los vectores de Stokes, donde la luz linealmente polarizada se representa por el vector

$$\mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\alpha) \\ \text{sen}(2\alpha) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

podemos trazar sobre la esfera de Poincaré la trayectoria que describe la evolución del SOP de salida, considerando los casos donde la fibra se modela como un retardador lineal, circular o elíptico (ver Fig. 5-7).

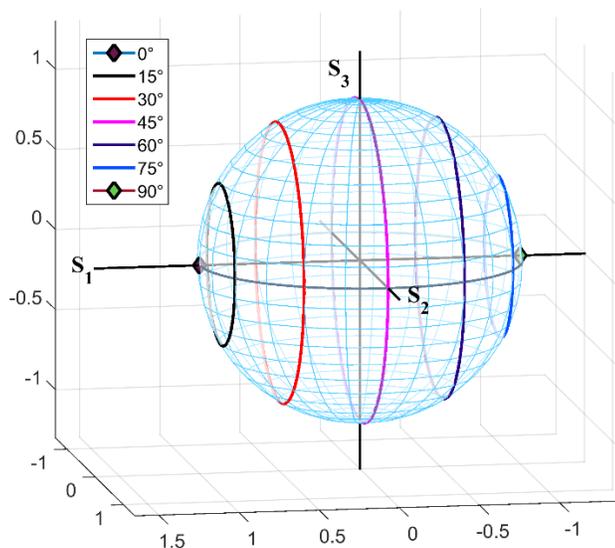


Figura 5. Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° .

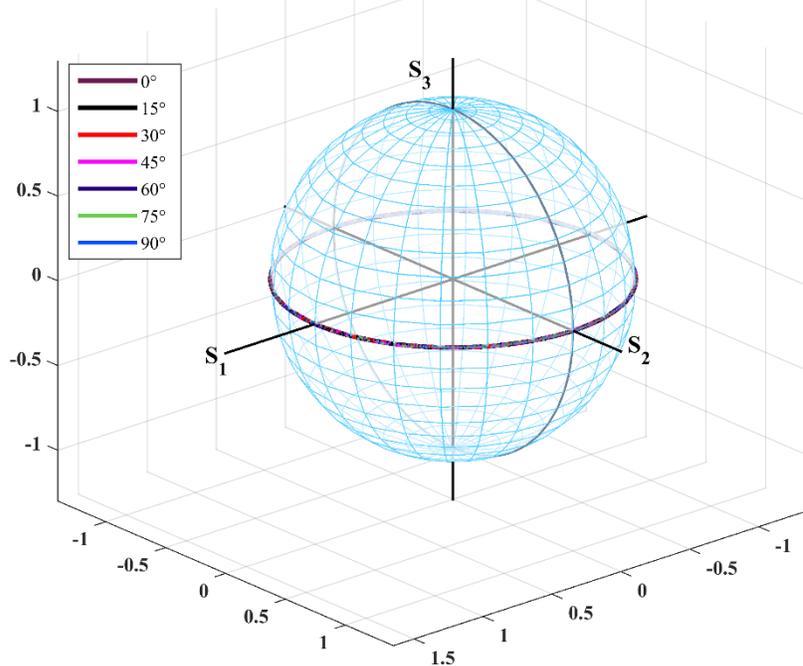


Figura 6. Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador circular con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° .

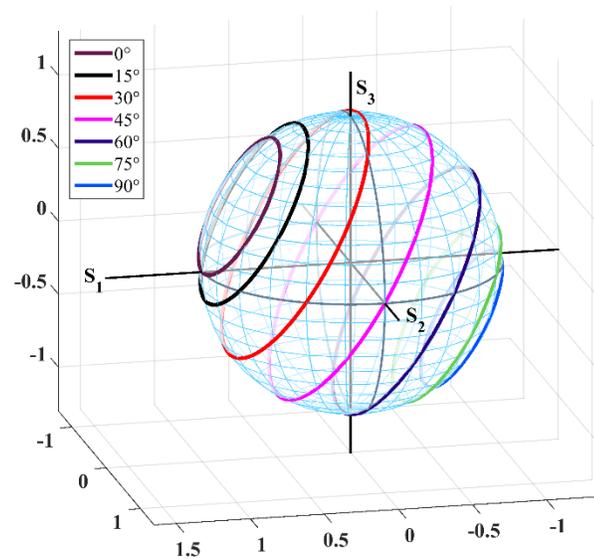


Figura 7. Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico circular con estados de polarización lineales de entrada con $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° y una elipticidad $\mu = 15^\circ$.

En las Figs. 5, 6 y 7 se puede observar que, para cada ángulo azimutal de entrada de la luz linealmente polarizada, la trayectoria descrita por el estado de polarización de salida es un círculo y su posición depende del valor del ángulo azimutal de entrada. En el caso de los retardadores lineal (Fig. 5) y elíptico (Fig. 7) todas estas trayectorias evolucionan alrededor de un eje de simetría común que interseca a la esfera de Poincaré. En los retardadores lineales la intersección ocurre en dos puntos ubicados en el ecuador de la esfera, que corresponden a los eigenmodos de polarización. Para el retardador elíptico, los eigenmodos son elípticos, y usando coordenadas esféricas, están ubicados en $(1, 2\alpha, 2\mu)$. El radio unitario corresponde a la superficie de la esfera de Poincaré. Cabe destacar que en el caso de los retardadores circulares (Fig. 6) la trayectoria circular no depende del valor de α , en este caso la trayectoria siempre se ubica en el ecuador de la esfera; es decir, el estado de polarización de salida es siempre lineal. En este caso el eje de simetría corta a la esfera de Poincaré en los polos, indicando que los eigenmodos de polarización son las polarizaciones circular derecho e izquierdo.

2.3 Evaluación de la birrefringencia residual en fibras ópticas dopadas con erbio (EDF)

Generalmente, la evaluación de birrefringencia se limita a la medición de la longitud de batimiento (L_B) de polarización (Huttner, et al., 1998; Kuzin, et al., 2001). Este método se basa en una estimación de la distancia a través de la cual los modos de polarización ortogonal experimentan un ciclo completo de cambio, es decir, cuando el SOP regresa a su estado original (evoluciona 2π). La longitud de batimiento está dada por la ecuación

$$L_B = \left| \frac{2\pi s \lambda}{\Delta\delta} \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \right|, \quad (12)$$

donde s es la longitud de la fibra, $\Delta\delta$ es el cambio de fase entre dos longitudes de onda distintas λ_1 y λ_2 . Se han propuesto diversos métodos para evaluar la longitud de batimiento, entre ellos se encuentran el método recorte y el de barrido espectral; en estos métodos se usa un SOP de la luz de entrada que se mantiene fijo. Cuando la longitud de la fibra cambia (técnica de recorte) o cuando se modifica la longitud de onda de la señal (método de barrido espectral), el estado de polarización de salida varía. Si se mapea este cambio sobre la esfera de Poincaré, se dibuja una trayectoria que describe el tipo de retardo de la fibra; generalmente corresponde a un retardador elíptico (Tentori et al., 2008; Gutiérrez Beltrán, 2007).

Sin embargo, para evaluar la birrefringencia de estas fibras, se debe considerar el cambio de elipticidad de la radiación de salida. Por tanto, la longitud de batimiento por sí sola no proporciona suficiente información sobre los parámetros de birrefringencia de la muestra (Ramaswamy, et al., 1978).

Otras técnicas para evaluar la birrefringencia se basan en técnicas polarimétricas (Chartier, et al., 2001; Tentori, et al., 2007). Sin embargo, estos trabajos tienen la desventaja de que es necesario realizar varios experimentos para determinar el valor de todos los parámetros requeridos para describir la matriz de birrefringencia de la muestra: el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, el ángulo de elipticidad y el ángulo de retardo módulo π . El trabajo reportado en este trabajo permite evaluar estos parámetros de forma simultánea determinando la evolución del SOP de luz linealmente polarizada en fibras ópticas monomodo.

2.3.1 Parámetros de la birrefringencia

El primer parámetro a evaluar es el eje rápido de birrefringencia. Para esto se hace incidir luz linealmente polarizada en la muestra de fibra y se analiza la evolución del SOP de salida al variar únicamente el ángulo azimutal de entrada del SOP lineal. Considerando el formalismo matricial de Mueller y los vectores de Stokes, la trayectoria que describe la evolución del SOP de salida sobre la esfera de Poincaré es un círculo, cuyo eje de giro e inclinación con respecto al plano del ecuador dependen de los parámetros del retardador (ángulo azimutal, ángulo de elipticidad, ángulo de retardo módulo- π). La trayectoria circular, interseca en dos puntos al ecuador ($S_3 = 0$). En estos puntos el SOP de salida (S_{salida}) será lineal, al igual que el SOP lineal de entrada que lo generó. Geométricamente tendríamos entonces que en estos puntos el ángulo azimutal del SOP de salida está dado por

$$\alpha_{\text{out}} = \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right). \quad (13)$$

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 (Tentori, et al., 2007).

$$\theta = \alpha_{\text{in}} + \frac{(\alpha_{\text{in}} - \alpha_{\text{out}})}{2}. \quad (14)$$

El trabajo reportado en el artículo publicado por Rojas et al., considera que en general, el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia del retardador forma un ángulo θ con el sistema de referencia de laboratorio (Rojas-Sanchez & Tentori, 2020). Por lo tanto, la Ec. (10) debe reescribirse considerando θ ,

$$\mathbf{S}_{\text{out}}' = \mathbf{R}(-\theta)\mathbf{M}_{\text{ret}}\mathbf{R}(\theta)\mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (15)$$

donde $\mathbf{R}(\theta)$ es una matriz de rotación dada por

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & \text{sen}(2\theta) & 0 \\ 0 & -\text{sen}(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Por lo que, considerando que el SOP de entrada es lineal y que está dado por la Ec. (11), tendríamos que el SOP de salida está dado por la Ec. (17),

$$\mathbf{S}_{out}' = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\cos(2\alpha) \left[\cos^2(2\mu) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(4\theta) + \sin(\delta) \sin(2\mu) \right] + \cos(2\alpha) \left[\cos(\delta) \sin^2(2\theta) + \cos^2(2\theta) \left(1 - 2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin^2(2\mu) \right) \right]}{\cos(2\alpha) \left[\cos^2(2\mu) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(4\theta) - \sin(\delta) \sin(2\mu) \right] + \sin(2\alpha) \left[\cos(\delta) \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta) \left(1 - 2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin^2(2\mu) \right) \right]} \\ \cos[2(\alpha - \theta)] \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(4\mu) - \cos(2\mu) \sin(\delta) \sin[2(\alpha - \theta)] \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Con un poco de álgebra se obtuvieron dos nuevas ecuaciones que permiten establecer el ángulo de elipticidad μ y el ángulo de retardo total módulo- π . Considerando que para medir el eje rápido de birrefringencia se realiza un barrido azimutal del SOP de entrada, es posible determinar con base en la misma medición, el ángulo de elipticidad y el ángulo de retardo módulo- π . El ángulo de elipticidad está dado por,

$$\mu = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{1 - S_{1out} \cos(2\theta) - S_{2out} \sin(2\theta)}{S_{3out}} \right), \quad (18)$$

donde S_{1out} , S_{2out} y S_{3out} son los parámetros de Stokes asociados al SOP donde el ángulo de entrada es igual al ángulo del eje rápido de birrefringencia ($\alpha = \theta$).

Finalmente, para calcular el ángulo de retardo modulo- π , se usa el ángulo del SOP de entrada del primer punto de cruce de la trayectoria circular con el ecuador,

$$\delta = 2 \arctan \left(\frac{\tan[2(\alpha - \theta)]}{\sin(2\mu)} \right). \quad (19)$$

2.4. Birrefringencia de bobinados helicoidales

Debido a su birrefringencia residual y/o inducida, el estado de polarización de la luz se modifica conforme se propaga a través de la fibra monomodo. El que el SOP de entrada no se conserve ha hecho

que el diseño de sistemas de fibra, en muchos casos, incluya las propiedades de polarización de los componentes usados en su arquitectura (Wada, et al., 2011; Ip, 2008). Sin embargo, en su mayoría los sistemas de fibra no especifican esto en su diseño, una alternativa consiste en usar bobinados helicoidales sencillos, en los que la birrefringencia es uniforme a lo largo de la fibra, ya que el perfil geométrico del bobinado induce una birrefringencia dominante, o bien, bobinados helicoidales dobles, que permiten cancelar el efecto de la birrefringencia.

Una hélice es una curva uniforme fuera del plano, caracterizada por su curvatura y torsión. La curvatura helicoidal (κ), describe la rapidez con que el vector tangente está cambiando su dirección y está dada por

$$\kappa = \frac{r^2}{(r^2 + p^2)}. \quad (20)$$

donde p es el paso de la hélice. Por otro lado, el producto vectorial del vector tangente con el vector normal, produce un vector unitario cuya velocidad de rotación en el punto dado mide la torsión de la hélice (Tentori, D.; Garcia-Weidner, A.; Rodriguez-Garcia, J. A., 2016) y está dado por,

$$\tau = \frac{p^2}{(r^2 + p^2)}, \quad (21)$$

donde τ indica la no planicidad de la curva.

Cuando la bobina se construye con fibra dopada con erbio, bombeada para cancelar el cambio de potencia debido a la absorción y la amplificación, la birrefringencia inducida presenta cambios más fuertes que los observados en bobinas helicoidales construidas con fibras estándar (A. Eyal et al., 1997; Tentori, 2001). Por tanto, es importante determinar las componentes lineales y circulares de su birrefringencia. Las propiedades de polarización de una bobina helicoidal incluyen la birrefringencia inducida por la deformación de la fibra y una contribución geométrica debida a la trayectoria fuera del plano descrita por el haz de luz que se desplaza a lo largo de la fibra (hélice), por lo que, la birrefringencia de la bobina helicoidal está dada por la matriz (Tentori, D.; Garcia-Weidner, A.; Rodriguez-Garcia, J. A., 2016)

$$\mathbf{M}_H = \mathbf{R}(-\theta)\mathbf{R}(b\tau + \beta)\mathbf{M}(\epsilon, \delta)\mathbf{R}(\theta), \quad (22)$$

donde θ es el ángulo azimutal de la bobina helicoidal, $b\tau$ corresponde al giro de los ejes de birrefringencia debido a la torsión τ de la hélice, b es una constante (≈ 1), β es el ángulo de rotación del marco de referencia. Las matrices de rotación $\mathbf{R}(\theta)$ y $\mathbf{R}(b\tau + \beta)$ tienen la misma estructura, pero ángulo de rotación diferente. Utilizando una notación matricial 3×3 , las matrices de la Ec. (15) se pueden escribir como (Tang, 2001).

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) & 0 \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{R}(b\tau + \beta) = \begin{bmatrix} \cos(b\tau + \beta) & \sin(b\tau + \beta) & 0 \\ -\sin(b\tau + \beta) & \cos(b\tau + \beta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (24)$$

Utilizando la notación de Tang & Kwok (2001), la matriz que describe la birrefringencia de un retardador homogéneo está dada por,

$$\mathbf{M}_{\text{ret}} = \begin{bmatrix} 1 - 2\sin^2(2\mu)\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) & \sin(\delta)\sin(2\mu) & \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin(4\mu) \\ -\sin(\delta)\sin(2\mu) & \cos(\delta) & \sin(\delta)\cos(2\mu) \\ -\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin(4\mu) & -\sin(\delta)\cos(2\mu) & 1 - 2\cos^2(2\mu)\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (25)$$

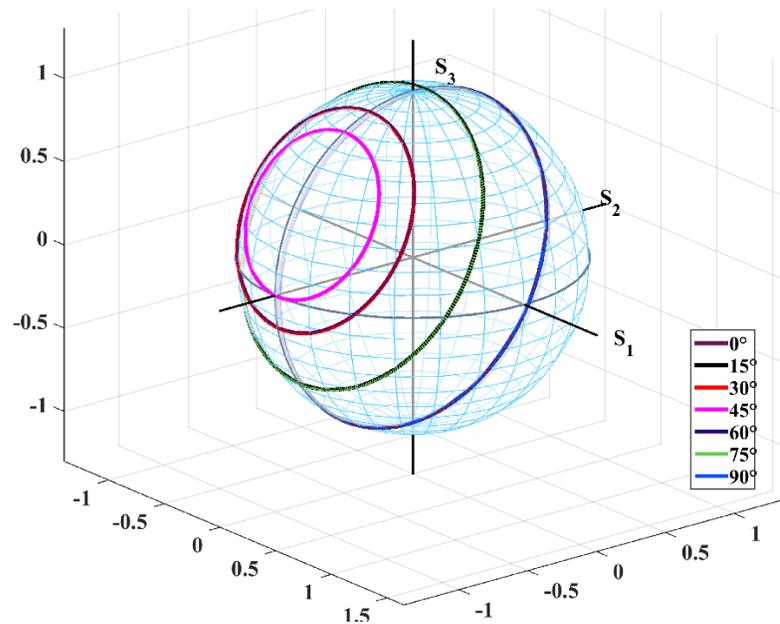


Figura 8. Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ($\tau=0.157$, $b=0.99$, $\beta=-90^\circ$, $\theta=45^\circ$) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90°

En la Fig. 8 se muestra la evolución de la trayectoria en la esfera de Poincaré correspondiente a una bobina helicoidal, suponiendo que incide luz linealmente polarizada. El SOP está dado por el vector

$$\mathbf{S}_{\text{ent}}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (26)$$

2.4.1 Doble bobinado helicoidal

En los últimos años se han incrementado los dispositivos que involucran fibras ópticas, en los que es necesario cancelar el efecto de la birrefringencia producido por las fibras. En sensores, la birrefringencia introduce cambios en las señales que pueden ser indistinguibles de los debidos al campo físico que se desea medir. El doble bobinado helicoidal permite cancelar el efecto de la birrefringencia (Tentori, D.; Garcia-Weidner, A.; Rodriguez-Garcia, J. A., 2016).

El método se basa en construir dos bobinas, siendo la segunda idéntica a la primera, pero con giro opuesto, la descripción matricial de esta combinación está dada por el producto

$$\mathbf{M}_{2B} = \mathbf{M}_{H1} \mathbf{M}_{H2} = \mathbf{R}(-\theta_1) \mathbf{R}(b_1\tau + \tau_0 + \beta) \mathbf{M}(\varepsilon, \delta) \mathbf{R}(\theta_1) \mathbf{R}(-\theta_2) \mathbf{R}(-b_2\tau + \tau_0 - \beta) \mathbf{M}(\varepsilon, -\delta) \mathbf{R}(\theta_2), \quad (27)$$

donde los subíndices 1 son 2 indican los parámetros correspondientes a las bobinas 1 y 2, respectivamente. Las constantes b_1 y b_2 tienen valores distintos, ya que la mayoría de las fibras reales presentan una torsión residual (τ_0), y su comportamiento para los giros a la derecha es diferente que a la izquierda.

Variando la alineación relativa de la bobina 2 con respecto a la bobina 1, es posible obtener

$$\mathbf{R}(\theta_1) \mathbf{R}(-\theta_2) \mathbf{R}(-b_2\tau + \tau_0 - \beta) = \mathbf{1}, \quad (28)$$

donde $\theta_1 - \theta_2 - b_2\tau + \tau_0 - \beta = 0$.

El producto de los retardadores elípticos enrollados en direcciones opuestas también se reduce a una matriz unitaria

$$\mathbf{M}(\varepsilon, \delta)\mathbf{M}(\varepsilon, -\delta) = \mathbf{1}. \quad (29)$$

Sustituyendo las Ecs. (28) y (29) en la Ec. (27) ésta se reduce a la siguiente expresión

$$\mathbf{R}(-\theta_1)\mathbf{R}(b_1\tau + \tau_0 + \beta)\mathbf{R}(\theta_2) \approx \mathbf{1}, \quad (30)$$

donde $\theta_2 - \theta_1 + b_1\tau + \tau_0 - \beta = 0$.

De acuerdo con la descripción de la matriz anterior, el sistema formado por dos bobinas helicoidales con sentido de giro opuesto puede usarse para anular la dependencia de polarización introducida por las colas de fibra. Puesto que, según el Teorema de Equivalencia de Poincaré (que establece que cualquier elemento óptico que no contenga componentes que absorban puede describirse usando un modelo óptico equivalente que consiste en un retardador lineal y un rotador solamente) (Weidner,1992), es evidente que el uso de diferentes orientaciones relativas entre las bobinas helicoidales permite obtener cualquier estado específico de polarización. Si consideramos que incide luz linealmente polarizada en un doble bobinado, tendríamos que la matriz que el SOP de salida estaría dado por:

$$\mathbf{S}_{\text{out}2B} = \mathbf{M}_{2B}\mathbf{S}_{\text{ent}}. \quad (31)$$

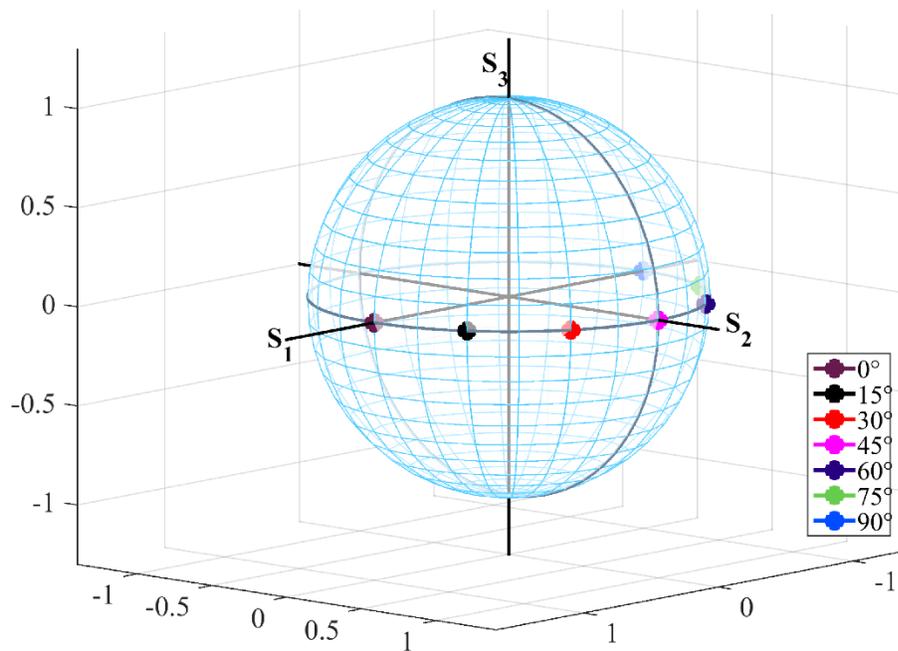


Figura 9. Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ($\tau=0.157$, $b=1$, $\beta=-90^\circ$, $\theta_1=45^\circ$ y θ_2) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ y 90° .

En la Fig. 9 se muestra la simulación de la Ec. (31), podemos notar que cuando el ángulo $\theta_2 - \theta_1 + b_1\tau + \tau_0 - \beta = 0$ se cancela el efecto de la birrefringencia de la fibra, ya que el SOP de salida es igual al de entrada ($\mathbf{S}_{out2B} = \mathbf{S}_{in}$).

Capítulo 3. Procesos de emisión y absorción de una EDF

Las fibras dopadas con erbio (EDF), son utilizadas en la construcción de diversos dispositivos ópticos entre los que se encuentran los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA) y las fuentes superluminiscentes de fibra dopada con erbio (SFS), por mencionar algunos.

La adición de una cantidad pequeña de erbio a una fibra óptica produce un sistema de sílice:erbio (SiO_2) que al ser excitado es capaz de producir la amplificación de un ancho de banda amplio alrededor de la región espectral de $1.55 \mu\text{m}$. La inserción de un amplificador de este tipo en un enlace de fibra óptica puede compensar la pérdida residual introducida por cientos de kilómetros de fibra pasiva (Verdeyen, 1989). Su uso en la construcción de SFS ha sido de gran importancia debido a que en los últimos años las aplicaciones en las que se emplean requieren de fuentes de ancho espectral amplio y de una potencia de emisión amplia y estable (Shen, 2004; Dufour, 2005; Wagener, 1997).

3.1 Procesos de emisión y absorción

Los procesos de emisión espontánea, emisión amplificada y absorción son fenómenos que se presentan en las transiciones entre niveles de energía. En el proceso de absorción un átomo que se encuentra en el estado inferior (N_i) absorbe un fotón incidente, adquiriendo la energía suficiente para trasladarse al nivel superior (N_u) (ver Fig. 10 a).

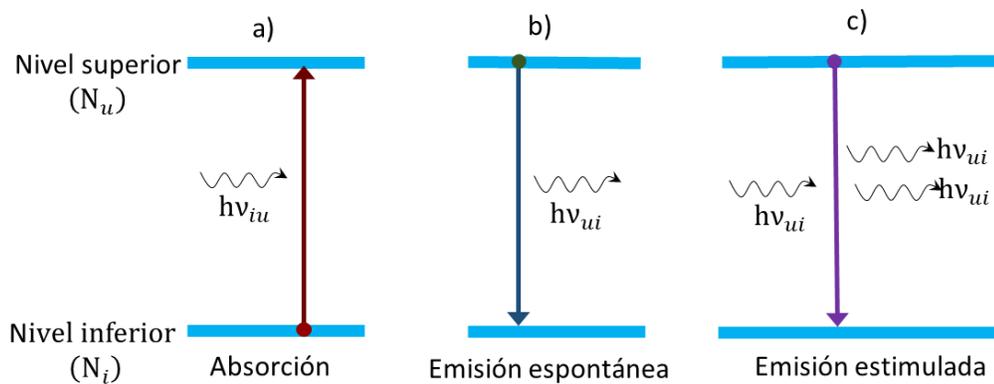


Figura 10. Transiciones correspondientes a la absorción y emisión en un sistema de dos niveles.

En los procesos de emisión un átomo decae de un nivel energético mayor a uno menor ($N_u \rightarrow N_l$) emitiendo un fotón. Cuando este decaimiento se lleva a cabo en ausencia de un campo externo, se le denomina emisión espontánea, término postulado por Einstein en analogía al decaimiento radioactivo (Garbuny, 1965) (ver Fig. 10 b). Mientras que, la emisión estimulada se presenta en respuesta, y de forma proporcional, a la energía de un campo externo aplicado. En este caso el fotón es emitido al recibir un estímulo de un campo óptico externo, el fotón emitido adquiere las características físicas del fotón incidente: frecuencia, polarización, dirección de propagación y fase (ver Fig. 10 c).

Un fenómeno que se presenta en átomos que tienen la propiedad de absorber energía y posteriormente emitir parte de esa energía es la fluorescencia. La emisión de la energía la realizan en forma de radiación electromagnética a longitudes de onda mayores a la de los fotones que inciden sobre el material. El mecanismo de fluorescencia típico implica tres pasos secuenciales, llamados respectivamente absorción, disipación no radiante y emisión (Paschotta, 2008).

3.2 Secciones transversales de emisión y absorción

Las secciones transversales (σ) de absorción y emisión son dos propiedades muy importantes de las fibras dopadas con erbio (EDF). Se considera que éstas son independientes de las condiciones de funcionamiento de la fibra asociadas a los niveles de potencia óptica del bombeo y la señal. Desde el punto de vista de la física, las secciones transversales son las eficiencias de absorción y emisión, las cuales dependen de la longitud de onda, por lo que se cuantifican en unidades de área. En particular, para las EDF las secciones transversales de absorción y emisión de los iones se pueden modelar como elipsoides con los ejes mayores alineados al azar en todas las direcciones (Harada, K., 1995) (ver Fig 11).

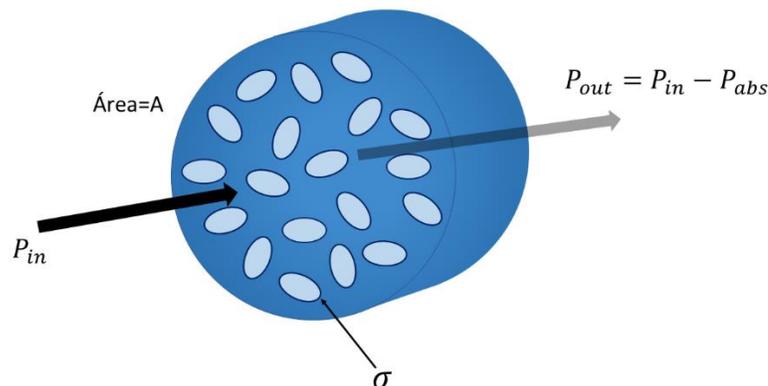


Figura 11. Esquema representativo de la sección transversal (σ) a manera de área.

Con base en la Fig. 11, podemos considerar a la sección transversal de absorción como el área que puede interceptar un flujo de luz atrapando los fotones que fluyen a través de él. El cambio total de la potencia está dado por la diferencia entre la potencia incidente y la potencia que fue absorbida

$$\Delta P = P_{in} - P_{abs} . \quad (32)$$

3.2.1 Anisotropía de absorción y emisión debida al estado de polarización del campo óptico

La importancia física de la polarización y anisotropía de la fluorescencia, radican en los mecanismos mediante los cuales los fluoróforos emiten luz con una polarización diferente de la que fue absorbida. Una hipótesis usada para describir tales mecanismos se basa en suponer que el dipolo de transición de la emisión está alineado a lo largo de un eje que es diferente del eje a lo largo del cual la luz polarizada fue absorbida. La emisión de fluorescencia polarizada se obtiene típicamente usando cristales o incrustando los iones en cristales líquidos o en polímeros estirados (Kliger et al., 1990). En estos casos, la estructura del material huésped contiene moléculas (iones) en una orientación particular. Otra forma de producir una fluorescencia polarizada se basa en la fotoselección. En este caso, las moléculas del fluoróforo se pueden incrustar en un medio isotrópico, (iones de erbio en un huésped de vidrio), y los iones orientados aleatoriamente son excitados selectivamente por el haz de bombeo polarizado. Sólo aquellos iones para los cuales la orientación de uno de los ejes de simetría está cerca del vector de polarización del haz de bombeo se excitan y cuando la emisión de radiación es rápida, la fluorescencia emitida mantiene la polarización del fotón absorbido (Kliger et al., 1990).

3.2.2 Descripción de las secciones transversales considerando un sistema de dos niveles de energía

Considerando un sistema de dos niveles de energía (Fig. 10) donde $N_i < N_u$, se tiene que las secciones transversales representan la probabilidad de que ocurra una transición entre estos dos niveles energéticos. La eficiencia de absorción del bombeo (W_p) es la probabilidad de que se presente absorción y se define como (Hui, 2009):

$$W_p = \frac{\sigma_{ua} P_p}{h\nu_p A}, \quad (33)$$

donde $P_p/h\nu_p$ es el número de fotones entrantes por segundo, el término ν_p es la frecuencia óptica de bombeo, P_p es la potencia óptica, A es el área efectiva de la sección transversal del núcleo de fibra y σ_{ua} es la sección transversal de absorción.

Despejando σ_{ua} de la Ec. (33), se tiene que

$$\sigma_{ua} = W_p \frac{h\nu_p A}{P_p}. \quad (34)$$

Por lo tanto, la sección transversal de absorción se define como la relación entre la eficiencia de absorción del bombeo y la densidad del caudal de fotones del bombeo. Ésta indica la eficiencia de conversión de energía de los fotones a portadores excitados.

Análogamente, la sección transversal de emisión se define como

$$\sigma_{ue} = W_u \frac{h\nu_u A}{P_u}, \quad (35)$$

donde P_u y ν_u son la potencia óptica y la frecuencia de la señal emitida, respectivamente. El término W_u es la eficiencia de emisión estimulada, que se define como la probabilidad de que ocurra emisión estimulada.

Con base en las ecuaciones (33) y (35) podemos decir que mientras menor sea el área en la que se concentra la luz, mayor es la probabilidad de que ocurra una transición.

En el caso de estados no degenerados, las secciones transversales de emisión y absorción entre los niveles N_u y N_i son iguales, $\sigma_{ua} = \sigma_{ue}$. Sin embargo, esta relación no es válida en el caso de tierras raras inmersas en una matriz vítrea, en este caso $\sigma_{ua}(\nu) \neq \sigma_{ue}(\nu)$ debido a que al tratar con los iones de Er^{3+} , los estados $N_i \left({}^4I_{15/2} \right)$ y $N_u \left({}^4I_{13/2} \right)$ involucrados no son singletes sino multipletes (Desurvire, 1994; Verdeyen, 1989).

El desdoblamiento de los niveles de energía del sistema $\text{Er}^{3+} : \text{SiO}_2$ se debe a que la distribución de carga en la matriz de vidrio genera un campo eléctrico permanente. A este fenómeno se le llama efecto Stark y ocasiona cambios en las transiciones que producen absorción y emisión de fotones en una banda amplia (Verdeyen, 1989). Así, considerando el efecto Stark los niveles N_i y N_u se desdoblan en ocho y siete niveles de energía ocasionando 56 transiciones posibles (ver Fig. 12).

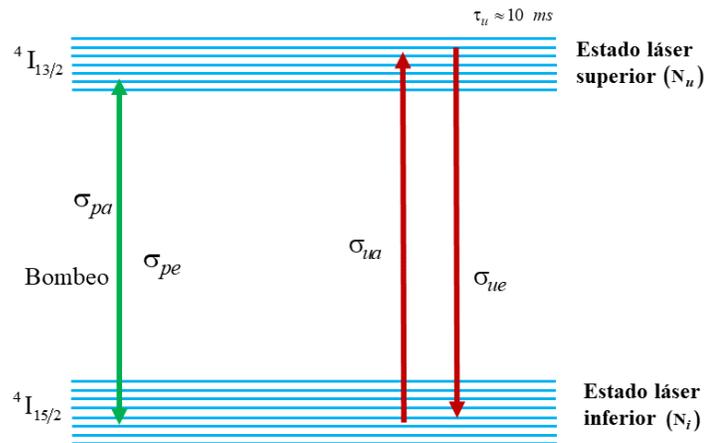


Figura 12. Desdoblamiento de los niveles de energía producido por efecto Stark.

Las secciones transversales se calculan experimentalmente a partir del espectro de fluorescencia (a una temperatura fija). En general los perfiles espectrales de las secciones transversales de absorción y emisión son diferentes (ver Fig. 13).

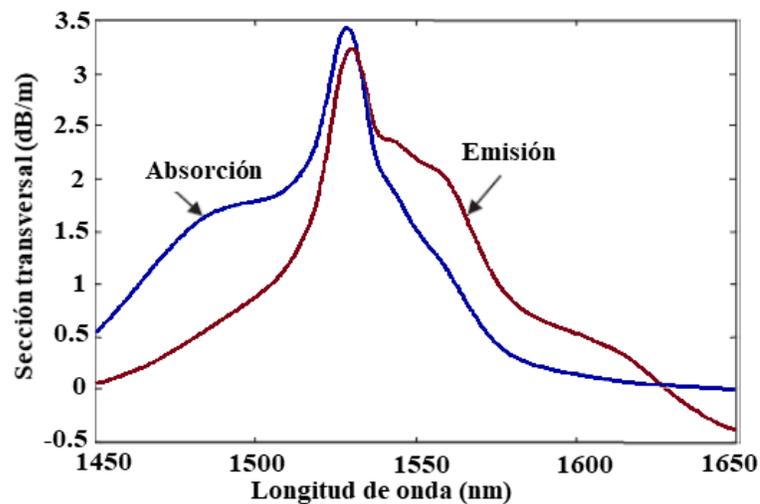


Figura 13. Secciones transversales de absorción y emisión de fibra dopada con erbio HE980 (Hui, 2009).

La extracción apropiada de sus valores permite, a través del modelado teórico, predecir el desempeño de un amplificador, láser o fuente superluminescente, construido con la fibra que se caracterizó.

3.2.3 Ganancia saturada

La caracterización de las fibras dopadas con tierras raras, en particular la de las EDF es fundamental para optimizar los dispositivos fotónicos construidos con éstas, tal es el caso de amplificadores y láseres (ver anexo 1). El modelado preciso de estos dispositivos requiere de un conocimiento detallado de los parámetros de la fibra dopada [(Desurvire, 1989), (Morkel, et al., 1989)]. Sin embargo, se mostró (Saleh, et al., 1990) que, en la mayoría de los casos, la descripción completa de un amplificador de fibra dopada con tierras raras puede obtenerse usando tan sólo el coeficiente de absorción lineal α y la potencia intrínseca de saturación P_{sat} definida como:

$$P_{\text{sat}} = \frac{Ah\nu}{\chi(\sigma_a + \sigma_e)\tau}, \quad (36)$$

donde A es el área del núcleo de la fibra, χ es el factor de confinamiento, $h\nu$ es la energía del fotón, τ es el tiempo de vida del estado excitado. Los parámetros σ_a y σ_e , son las secciones transversales de absorción y emisión, respectivamente.

La mayoría de los métodos de caracterización de la potencia P_{sat} se basan en medidas de transmisión no lineal, las cuales son destructivas y tardadas. Además, se encuentran limitadas por las dificultades para determinar la potencia de entrada acoplada a la fibra dopada con erbio. Para señales débiles, las medidas de transmisión saturada también son problemáticas. Por otro lado, un método no destructivo para determinar la potencia de saturación consiste en amplificar una señal de referencia centrada en 1550 nm utilizando una fuente de bombeo con longitud de onda de 980 nm. La relación entre la potencia de entrada ($P_s(z=0)$) y de salida ($P_s(z=L)$) de la fibra permite evaluar el rendimiento del amplificador dado por la ganancia. Considerando una fibra de longitud L , se deduce que la ganancia en dB, está dada por

$$G = 10 \log \left(\frac{P_s(z=L)}{P_s(z=0)} \right). \quad (37)$$

La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se reduzca (comprime) 3dB (Becker, P.C., et al., 1999). En el capítulo cinco, se presenta la metodología seguida para realizar dicha medida.

En la Fig. 14 se muestra la ganancia obtenida al aplicar distintas potencias de bombeo a una muestra de fibra considerando el efecto de la amplificación de la emisión espontánea. En dicho caso el ruido ASE empieza a tener una contribución importante en el proceso de deterioro de la ganancia de 20 dB.

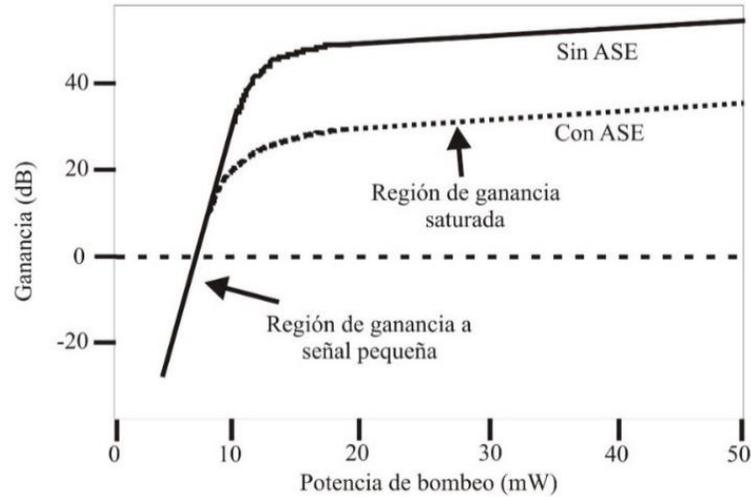


Figura 14. Curva de la ganancia típica de un EDFA (*Becker et al., 1999*).

3.3 Migración de energía

Los sistemas de $Er^{3+} : SiO_2$ bombeados a 980 generalmente se modelan como sistemas láser de tres niveles. Dicho modelo considera que los procesos de emisión y absorción ocurren únicamente entre estos tres niveles de energía (ver anexo A). Sin embargo, en los últimos se ha reportado que al bombear la EDF a longitudes de onda cercanas a $1.0 \mu m$ y $1.5 \mu m$, se observa la emisión de luz a longitudes de onda menores a éstas; en particular luz verde (~ 520 , ~ 545 nm) (Van den Hoven, 1996; Kir'yanov, 2013). Este fenómeno se atribuye principalmente a la conversión ascendente, la cual ocurre por la absorción del bombeo desde el estado excitado (ESA) o por el proceso de conversión ascendente cooperativa.

3.3.1 Conversión ascendente cooperativa

En la conversión ascendente cooperativa, dos iones de Er^{3+} que se encuentran en estado excitado (${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{11/2}$), interactúan provocando que un ion suba a un estado superior (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ y ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$) y el otro ion se relaje al estado inferior (${}^4I_{15/2}$). Subsecuentemente, el ion excitado decae rápidamente del estado ${}^4I_{9/2}$ al ${}^4I_{11/2}$ mediante una transición no radiante, emitiendo fonones. Posteriormente puede decaer al estado ${}^4I_{13/2}$ o al ${}^4I_{15/2}$. Este proceso depende de la concentración de Er^{3+} .

3.3.2 Absorción desde el estado excitado

En el proceso ESA un ion en el estado de bombeo (${}^4I_{11/2}$ para 980 nm y ${}^4I_{13/2}$ para 1480 nm) es excitado a un nivel superior (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$), desde este estado puede ocurrir un decaimiento no radiante hacia el siguiente nivel inferior o un decaimiento radiante hacia el estado láser inferior. Este proceso es independiente de la concentración de erbio, ya que sólo se involucra un ion; depende de la intensidad del bombeo (Kir'yanov, 2013).

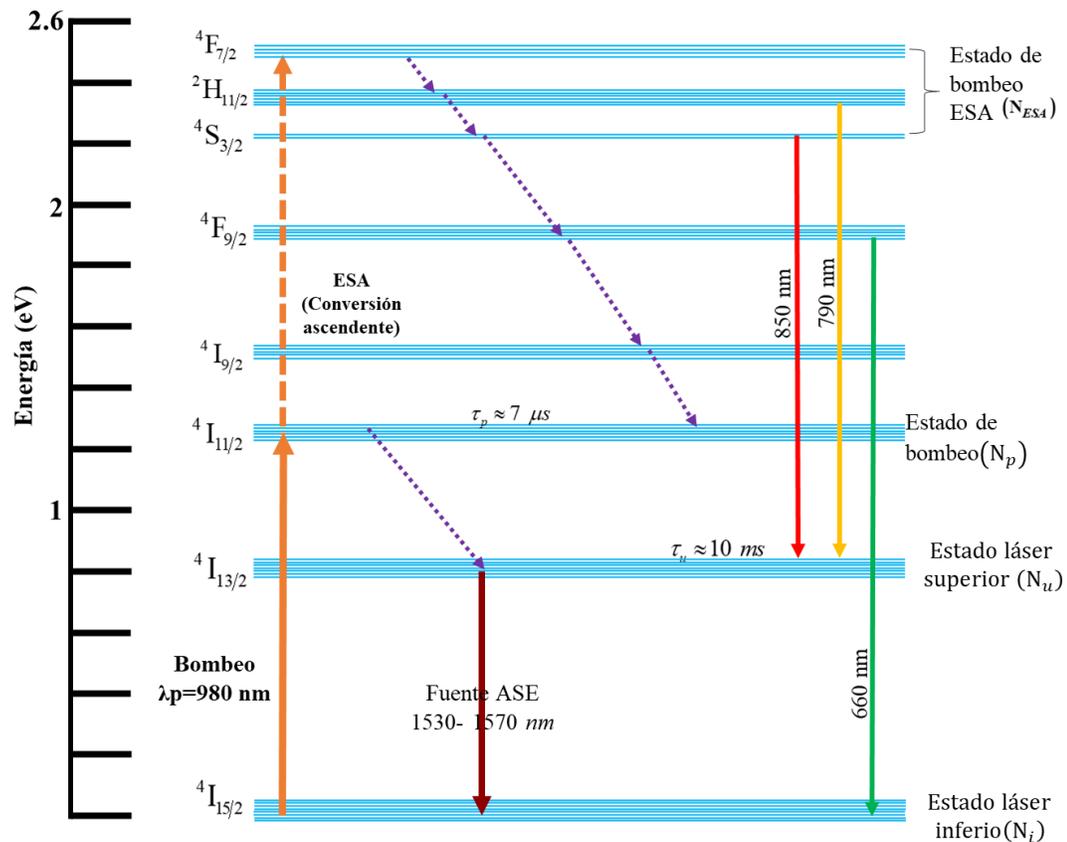


Figura 15. Niveles de energía para un sistema de Er:Sílice en presencia de migración de energía. La línea de puntos naranja representa el proceso ESA. Las flechas moradas punteadas representan transiciones no radiantes, y las flechas restantes describen la emisión de luz UC y la emisión espontánea amplificada dentro de la banda de 1.53 a 1.57 μm .

Capítulo 4. Fuentes superluminiscentes de fibra óptica (SFS)

Las fuentes superluminiscentes de fibra óptica (SFS) también denominadas fuentes ASE (emisión espontánea amplificada), son fuentes de luz de banda espectral amplia basadas en el fenómeno de la fluorescencia. Las SFS se componen de un medio de ganancia que se excita con una fuente de bombeo para emitir y luego amplificar la radiación luminiscente (ver Fig. 16). Debido a su aplicación estas fibras láser utilizan tierras raras como medio de ganancia.

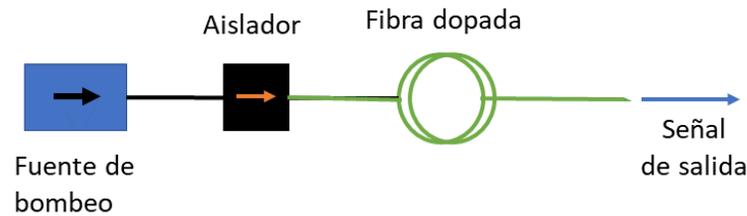


Figura 16. Diagrama básico de una SFS operando en copropagación (Wysocki, et al., 1994).

4.1 Fuentes superluminiscentes de fibras dopadas con erbio

En los últimos años, las fibras dopadas con erbio (EDF) se han situado como el medio de ganancia dominante para la construcción de las SFS. La elección de las EDFs se debe principalmente a que éstas ofrecen un ancho de banda amplio, alta potencia de salida y una mayor estabilidad en su longitud de onda media en comparación con fibras dopadas con otras tierras raras. Sin embargo, es difícil lograr que se cumplan simultáneamente las condiciones de operación deseadas (Wen-Cai, 2002).

Para las SFS el fenómeno de interés es la emisión espontánea cerca de $1.55 \mu\text{m}$, guiada por el núcleo de la fibra, que se propaga en ambas direcciones. Esta emisión se puede modelar usando el sistema de niveles de energía mostrado en la sección 3.3. Cada fotón emitido espontáneamente viaja a lo largo de la fibra y mediante la interacción con iones excitados, estimula la emisión de más fotones que pertenecen al mismo modo del campo electromagnético que el fotón espontáneo original (Becker, et al., 1999). Este proceso de amplificación produce un espectro con un ancho de banda definido por las características del material dopante de la fibra y del bombeo óptico aplicado. En la sección 3.3 se discute el caso del Er (Wysocki, et al., 1994).

Para indicar la dirección de propagación de la emisión ASE respecto a la dirección de propagación del bombeo óptico se utilizan las etiquetas ASE^+ (copropagación) y ASE^- (contrapropagación). La etiqueta ASE^+ se utiliza para nombrar a la emisión ASE que se propaga en la misma dirección del bombeo óptico aplicado. Mientras que, la etiqueta ASE^- se utiliza para nombrar a la emisión ASE que viaja en dirección opuesta al bombeo óptico (ver Fig. 17).

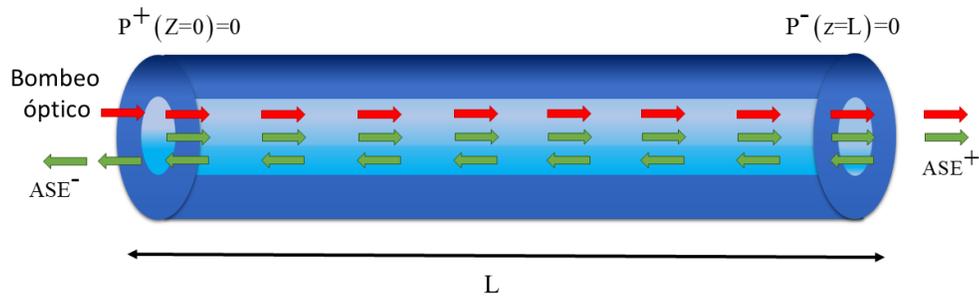


Figura 17. Propagación de la emisión ASE en una fibra dopada.

En la Fig. 17 el bombeo óptico entra a la fibra en el punto $z=0$ (flecha naranja), propagándose a lo largo de ella y excitando a los iones del dopante a lo largo de ella. La emisión ASE^- en la entrada de la fibra (punto $z=0$) viaja en contrapropagación con el bombeo, mientras que la emisión ASE^+ viaja en copropagación, hasta el punto de salida $z=L$.

4.2 Parámetros para la construcción de una SFS

El funcionamiento de una SFS se rige por su estabilidad y la magnitud de su intensidad de salida localizada (como la de un haz láser). Con base en lo reportado por Wysocki *et al.* 1994, el espectro de emisión de una SFS, su estabilidad y su potencia de emisión, dependen de: el bombeo óptico, la temperatura ambiente, la configuración de la fuente y parámetros de la fibra dopada como la longitud, concentración del dopante, perfil del dopante, tamaño del modo y codopantes usados (Wysocki, et al., 1994). A pesar de que se ha indicado que el funcionamiento de la SFS también se ve afectado por el estado de polarización (SOP) del bombeo (Burns, et al., 1983; Falquier & Shaw, 2000; Wang, et al., 2005) y por la birrefringencia de la fibra, aunque las fibras no sean deliberadamente birrefringentes (Treviño-Martinez, et al., 2005; Tentori, et al., 2007), este aspecto no se ha estudiado considerando el tipo de birrefringencia

de la fibra. Sólo se ha estimado el funcionamiento de algunas SFS que incluyen elementos de polarización; por ejemplo, para controlar el estado de polarización de la emisión superluminescente de salida (Su & Wang, 2003), o para estabilizar la potencia de la longitud de onda media minimizando la ganancia dependiente de la polarización. En este segundo caso los autores añaden al arreglo óptico un espejo de Faraday (Falquier & Shaw, 2000; Li, et al., 2013).

4.2.1 Determinación del bombeo óptico

La elección tanto de la longitud de onda de bombeo, como de su potencia, la dicta la física de las transiciones asociadas al medio láser. En el caso del vidrio de sílice dopado con Er (EDF), se han estudiado varias longitudes de onda de bombeo: 514 nm, 810 nm, 980 nm, y 1.48 μm (ver Fig. 18). A partir del análisis de los resultados obtenidos, se utilizan las bandas de bombeo de 980 nm y 1.48 μm . Se encontró que para estas longitudes de onda la probabilidad de que ocurran transiciones desde el estado excitado de bombeo es muy baja, por lo que se dice que se encuentran libres de absorción desde el estado excitado, denotada como ESA por sus siglas en inglés (Wysocki, et al., 1994).

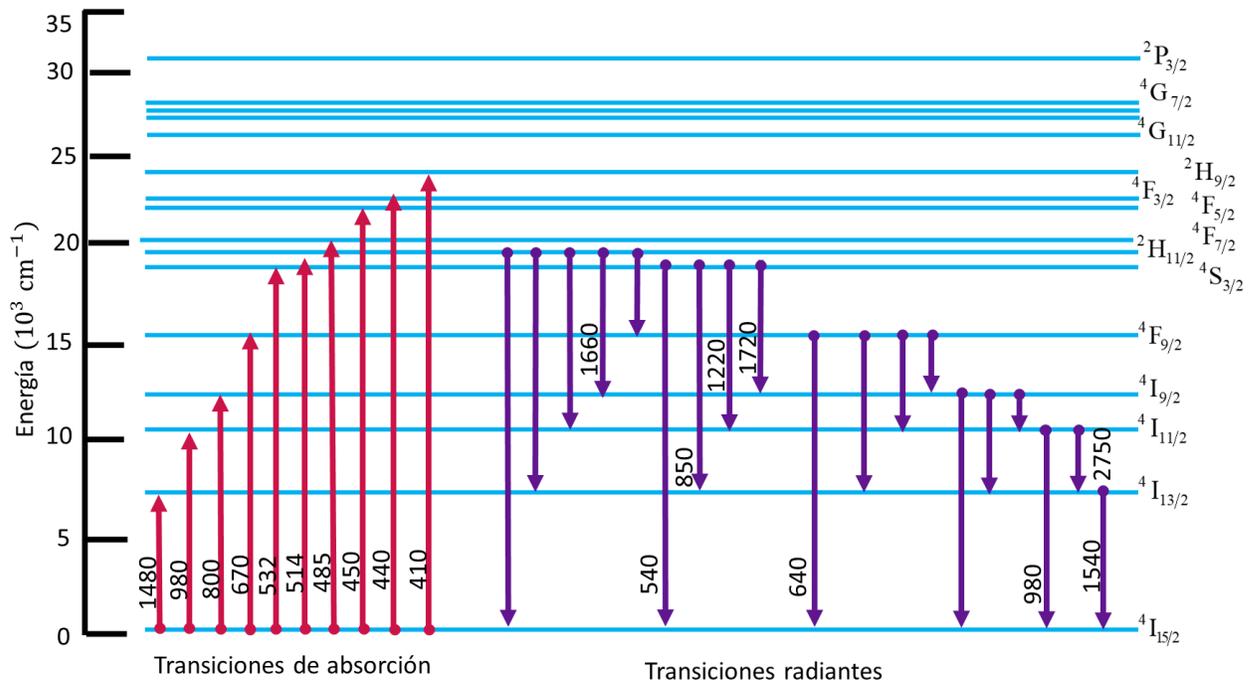


Figura 18. Diagrama de niveles de energía de Er:sílice que muestra las transiciones de absorción y emisión. Las longitudes de onda de transición indicadas (en nanómetros) se observan experimentalmente en fibras dopadas con Er de vidrios de silicato o de fluoruro. (Becker, et al., 1999).

Determinar la banda de bombeo es importante, debido a que la presencia de los procesos ESA induce una pérdida excesiva del bombeo, reduciendo la eficiencia de la SFS. El proceso de ESA puede ocurrir a partir de cualquier subnivel de energía que tenga una población atómica finita.

4.2.2 Configuraciones de las SFS

Las SFS tienen principalmente dos configuraciones de operación: un paso y doble paso. En las SFS de un paso la emisión estimulada viaja sólo una vez a través de la fibra láser (ver Figs. 19 a-b); mientras que en las de doble paso la emisión espontánea viaja dos veces a través del medio de ganancia. Tanto las SFS de un solo paso, como las de doble paso pueden operar en copropagación o en contrapropagación. Al viajar dos veces por el medio láser, la luz genera una segunda etapa de amplificación de la señal de banda ancha (ver Figs. 19 c-d) (Wysocki, et al., 1994). Se considera que una desventaja de las SFS de un solo paso con respecto a las de doble paso, es que requieren de una potencia de bombeo alta para poder generar una potencia de salida grande. Sin embargo, una desventaja que podrían presentar las SFS de doble paso se debe a que utilizan espejos rotadores de Faraday como dispositivos reflectores, los cuales pueden afectar la estabilidad de la SFS.

En las Figs. 19 a) y 19 b) se muestran los diagramas usualmente utilizados para la construcción de una SFS de un solo paso en copropagación y en contrapropagación, respectivamente. En todas las configuraciones, se coloca un aislador después de la fuente de bombeo para evitar reflexiones. Para una SFS de un paso que opera en copropagación, la emisión ASE se mide en la misma dirección del bombeo óptico [Fig. 19 a)]. Por otro lado, para analizar la emisión de salida de una SFS de un paso que opera en contrapropagación es necesario incluir un acoplador multiplexor por división de longitud de onda (WDM). Éste se coloca después de la fuente de bombeo óptico y a través de él se inyecta el bombeo óptico a la EDF. En este caso la emisión ASE se mide en dirección contraria al bombeo óptico [Fig. 19 b)].

Las Figs. 19 c) y d) describen SFS de doble paso que operan en copropagación y en contrapropagación, respectivamente. En ambos casos es necesario utilizar un acoplador WDM y un dispositivo reflector para tener una segunda etapa de amplificación. En la Fig. 19 c) la EDF es alimentada a través del WDM, y la emisión ASE τ después de propagarse a través del WDM, se refleja en el dispositivo reflector. La emisión ASE τ reflejada alimenta la EDF por segunda ocasión y la potencia emitida se mide a la salida de la fibra en la misma dirección que el bombeo óptico de alimentación. Mientras que para el

caso de contrapropagación en la [Fig. 19 d)] la EDF es bombeada a través del WDM. La emisión ASE⁺ generada en el primer paso se refleja en el dispositivo reflector colocado a la salida de la EDF. Esta emisión ASE⁺ se refleja y alimenta por segunda vez a la EDF. En este caso la potencia de la emisión superluminescente se mide a la salida del WDM por el puerto paralelo al puerto de entrada del bombeo óptico.

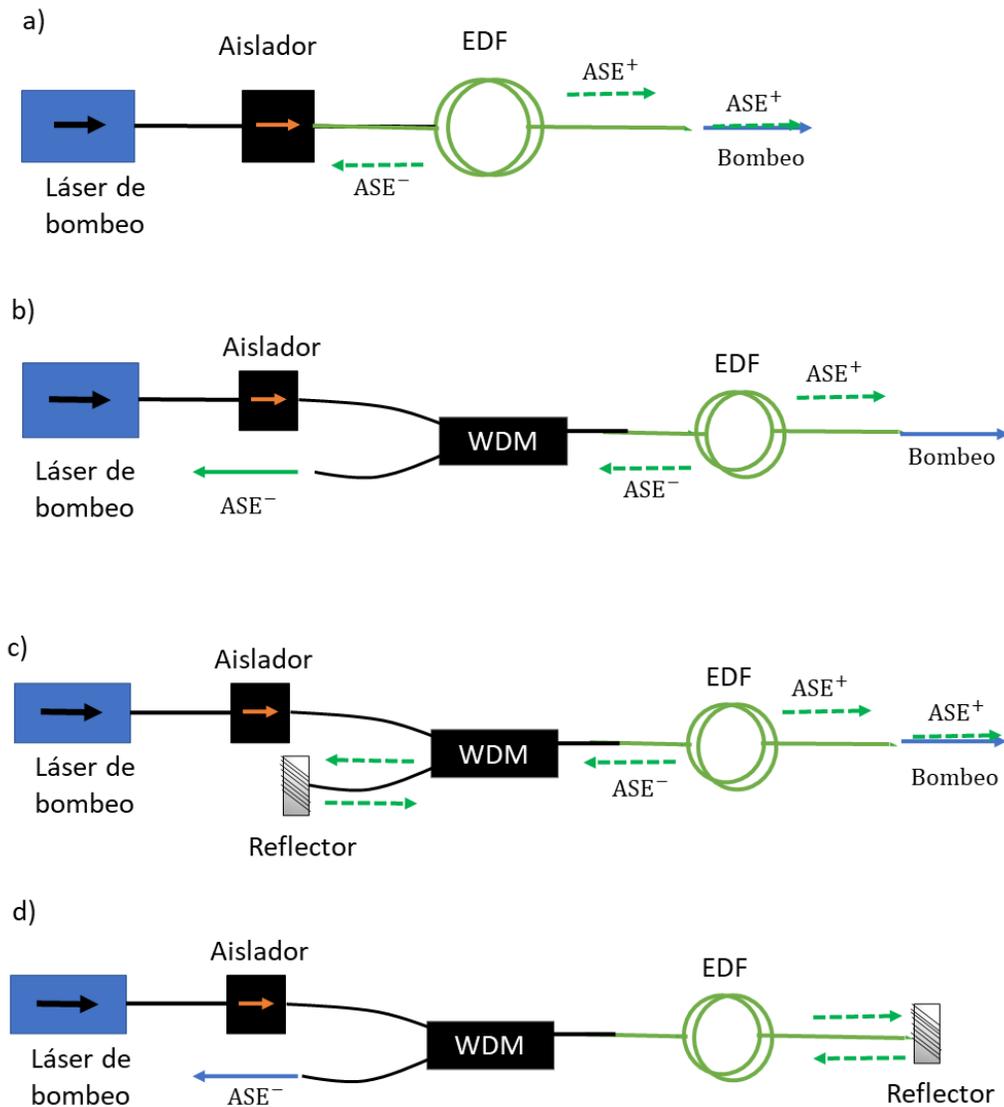


Figura 19. a) SFS de un solo paso en copropagación, b) SFS de un solo paso en contrapropagación, c) SFS de doble paso en copropagación y SFS de doble paso en contrapropagación (Wysocki, et al., 1994).

Generalmente dentro de las fibras se generan reflexiones desde ambos extremos, en particular reflexiones de Fresnel, las cuales provocan oscilaciones indeseables sobre la banda de emisión, que deben evitarse para que la SFS no se convierta en un láser. Para contrarrestar los efectos ocasionados por las reflexiones, típicamente se pulen los extremos de la fibra a un ángulo ≥ 7 grados. De ser necesario, las reflexiones inducidas por el bombeo óptico también pueden reducirse colocando un aislador óptico en el brazo de entrada del bombeo.

4.2.3 Influencia del SOP del bombeo en la estabilidad de una SFS

Como se mencionó en la sección 3.2.1, en las EDF los iones de Er se encuentran orientados aleatoriamente, por lo que se supone que al interactuar con el haz de bombeo serán excitados selectivamente. Aquellos iones para los cuales la orientación de uno de los ejes de simetría esté alineado cercanamente al vector de polarización del haz de bombeo tendrán mayor probabilidad de excitarse (Kliger et al., 1990). Por lo antes mencionado, es de esperarse que al modificar el SOP del bombeo se excitarán distintos iones. Además, debido a la birrefringencia residual de la fibra sin birrefringencia deliberada (Treviño-Martinez, et al., 2005; Tentori, et al., 2007), el SOP del haz de bombeo no permanece fijo, sino que evoluciona a medida que se propaga.

En los trabajos desarrollados por Falquier *et al.*, 2000; Cheng-Xiang *et al.*, 2012; Li *et al.*, 2013 y Cortez, 2015, se reporta la influencia de la polarización del bombeo en los espectros de emisión ASE de las SFS construidas. En dichos trabajos se buscaba controlar la influencia de la polarización del bombeo construyendo SFS de doble paso basadas en el uso de espejos rotadores de Faraday (FRM). Falquier y colaboradores reportaron que el uso de un espejo de Faraday les permitió mejorar 10 veces la estabilidad de la SFS (40 ppm), sobre su contraparte construida utilizando un espejo estándar. Mientras que, Li y colaboradores reportaron que utilizando un filtro de EDF y un FRM en la SMF de doble paso se reduce en gran medida la sensibilidad a la polarización de la longitud de onda media de salida. Por otro lado, Cortez reportó que al utilizar un FRM y cancelar el efecto de la birrefringencia de los dispositivos ópticos que utilizó en la construcción de su SFS, disminuyó la influencia de la polarización en una SFS de doble paso y mejoró la estabilidad de la SFS.

Cabe señalar que en los trabajos de Falquier *et al.*, 2000 y Li *et al.*, 2013 no se consideran parámetros como la birrefringencia residual de la EDF, ni el cambio en el estado de polarización (SOP) que producen los dispositivos ópticos utilizados para la construcción de la SFS de doble paso; además de que no reportan la dependencia del espectro de emisión ASE respecto al SOP de bombeo. Aunque Cortez utilizó un haz de bombeo linealmente polarizado y consideró la influencia del efecto de la birrefringencia, no analizó cuantitativamente la estabilidad de la SFS a través de longitud de onda media. Tampoco reporta cómo verificó la cancelación del efecto de la birrefringencia, ni indica cuál es la potencia de bombeo con la que trabajó.

4.3 Fuentes superluminiscentes de dos etapas

Aunque las SFS de EDF de una sola etapa son atractivas debido al amplio espectro de emisión y la potencia de salida que pueden alcanzar, es difícil que la SFS logre simultáneamente un ancho de banda amplio, una ondulación baja y una potencia de salida alta, ya que el ancho de banda se reduce rápidamente al aumentar la potencia de bombeo. El mejorar esta limitación de las SFS ha motivado el estudio de SFS bajo otras configuraciones, en particular de SFS de dos etapas de amplificación (Espindola, Ales, & Strasser, 2000; Cheng, Ahmad, & Harun, 2010; Li, Man, Chun, & Hong, 2013; Wang & Huang, 2013). En las SFS de dos etapas, al igual que en las SFS en contrapropagación se trabaja con dos etapas de amplificación (ver. Fig. 20). Sin embargo, en las SFS de dos etapas no se utiliza un dispositivo reflector para generar la segunda etapa de amplificación. En este caso se utilizan dos fibras consecutivas las cuales tienen distinta concentración de dopante o diferente ventana de operación, en este caso se busca generar emisión ASE en la primera etapa e inyectarlo en la segunda etapa donde se amplifica. Además, en la segunda etapa también se genera emisión ASE (Espindola, et al., 2000). Las SFS también pueden operar en copropagación y en contrapropagación (ver Fig. 20).

Por otro lado, en los trabajos reportados por Cheng et al., 2010; Li et al., 2013; y Wang et al., 2013; se usaron SFS de dos etapas construidas con dos fibras. Sin embargo, utilizaron una fuente de bombeo para cada etapa de amplificación, rotadores y espejos de fibra para que la luz pasara nuevamente a través de las EDF y tuviera acceso a una segunda etapa de amplificación (ver figuras 22-24).

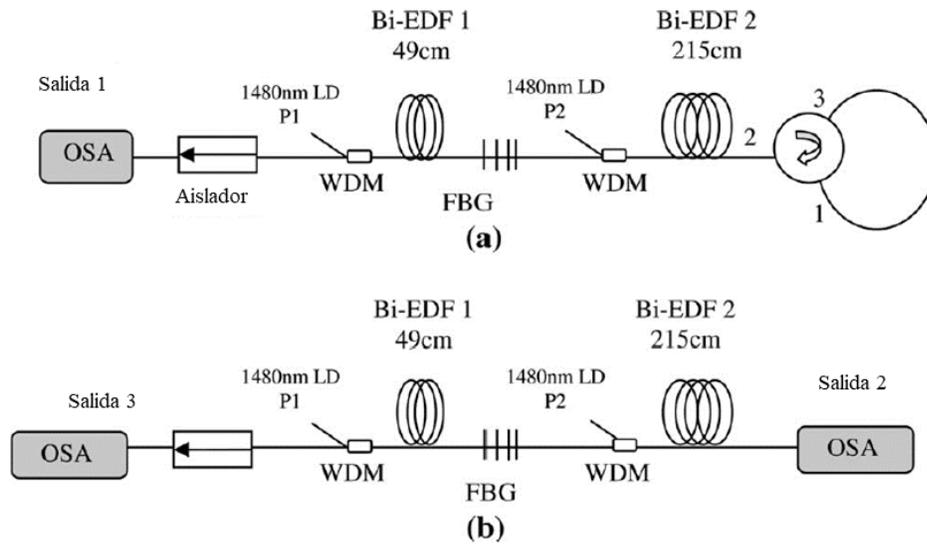


Figura 22. Diseños alternativos de SFS de Er de dos etapas (Cheng, et al., 2010).

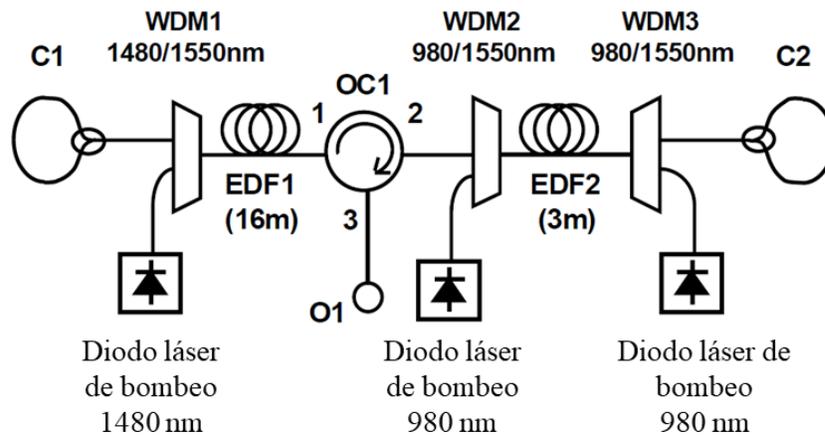


Figura 23. Diagrama esquemático de la SFS de Er de dos etapas propuesta por (Li, et al., 2013).

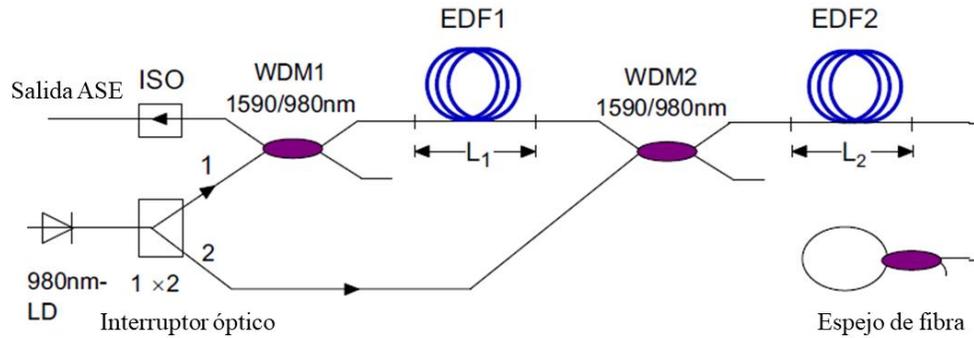


Figura 24. Diagrama esquemático de la SFS de Er de dos etapas diseñada por (Wang & Huang, 2013).

En los trabajos mostrados en las Figs. 22-24 al igual que en el de Espinola et al., no se considera la influencia del SOP del bombeo ni el efecto de la birrefringencia que se presenta cuando la luz se propaga a través de dispositivos de fibra provocando que el SOP de la luz se modifique. En estos trabajos, no reportan la estabilidad de las SFS que construyeron, ni en la eficiencia de las SFS; se enfocaron en el ancho espectral de la SFS. Posiblemente no serían adecuadas para aplicaciones que requieren una estabilidad alta. Tomando en cuenta lo antes mencionado, en esta tesis construimos una SFS de dos etapas cancelando el efecto de la birrefringencia de los dispositivos de fibra. Además, analizamos la influencia del SOP del bombeo en la estabilidad en longitud de onda media de la SFS. En el siguiente capítulo se describen los procedimientos seguidos para la construcción de las SFS de una y dos etapas.

Capítulo 5. Construcción de SFS con bombeo polarizado

En este capítulo se muestran diferentes experimentos utilizados para determinar los parámetros de las muestras de EDF utilizadas para la construcción de las SFS. Así como las metodologías desarrolladas para la construcción de SFS que emplean un bombeo óptico con SOP lineal, en el que el ángulo azimutal del estado de polarización puede variarse. Esto permite estudiar la influencia del SOP del bombeo en la estabilidad de las SFS.

5.1 Marco de referencia

En esta tesis se realiza el análisis de los parámetros de birrefringencia de las EDF y del efecto del SOP de bombeo en la estabilidad de la longitud de onda media de las SFS usando un método polarimétrico. Cabe mencionar que para realizar cualquier experimento es necesario definir antes que nada un marco de referencia, que en particular para los objetivos de esta tesis nos permita tener control total del SOP del haz de bombeo de cada una de las fuentes utilizadas.

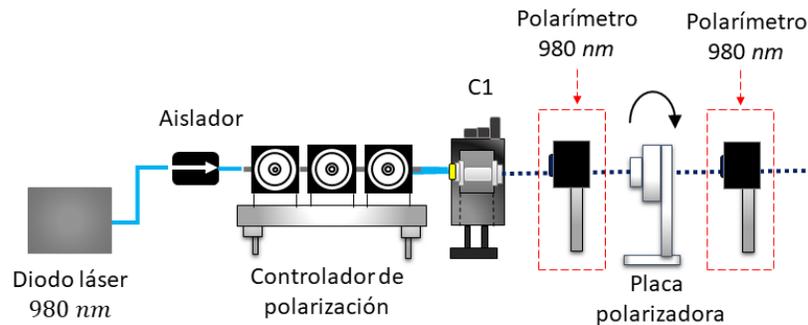


Figura 25. Diagrama del arreglo experimental para generar el marco de referencia para las SFS.

Para analizar las SFS el marco de referencia se generó utilizando un arreglo formado por un controlador de polarización (CP), una placa polarizadora (Thorlabs LPNIRA050-MP2) montada sobre una base giratoria graduada, una fuente de bombeo que opera a 979.7 nm (diodo láser JDSU-S27-7402-460) y un polarímetro de 980 nm (Thorlabs PA460) (ver Fig. 25). El CP se colocó después de la fuente de bombeo y a la salida de éste se colocó en acoplador fibra/aire (C1), las bobinas del CP se manipularon hasta obtener

un SOP circular detectado con el cabezal del polarímetro. Este polarímetro permite la visualización de SOP en la esfera de Poincaré y proporciona los valores de los parámetros de Stokes (ver Fig. 26). Posteriormente, colocamos el cabezal del sensor del polarímetro después de la placa polarizadora y verificamos que cuando está a 0° coincide con un SOP lineal horizontal. Además, confirmamos que, al variar la montura giratoria, el ángulo azimutal del SOP lineal cambia a la orientación esperada entre 0° y 180° .

Las líneas punteadas rojas indican que el cabezal del polarímetro no permanece fijo, sino que únicamente se coloca en dichas posiciones para verificar los SOP después del C1 y después de la placa polarizadora.

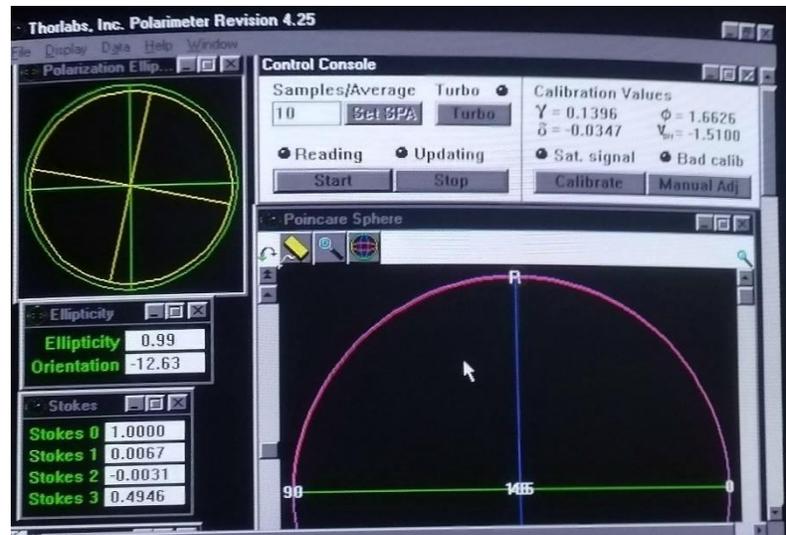


Figura 26. Software asociado al polarímetro que permite visualizar los parámetros de Stokes del SOP del bombeo.

Usando un procedimiento similar se genera el marco de referencia para evaluar los parámetros de birrefringencia de las EDF. En este caso se utilizó como fuente un láser sintonizable (Hewlett Packard 8168C), un prisma polarizador (cristal de calcita) sobre una montura giratoria motorizada y un analizador de polarización Agilent 8509C. En la Fig. 27 se muestra el arreglo experimental para la generación del marco de referencia; en la sección 2 se realiza el análisis de los experimentos que requieren realizarse utilizando como fuente el láser sintonizable (Rojas-Sánchez, 2017).

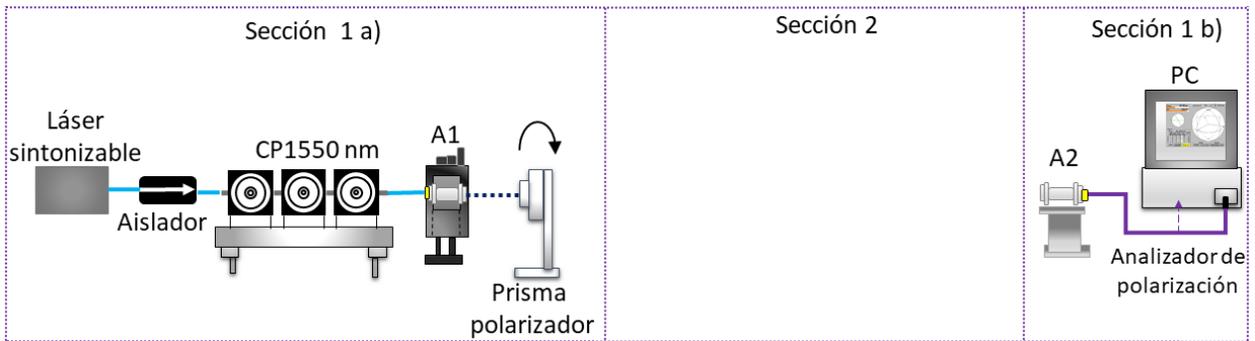


Figura 27. Arreglo experimental para la creación del marco de referencia.

En la Fig. 27 se muestra el prisma polarizador que se encuentra sobre una montura graduada y se controla por ensamblajes mecánicos con control automático que permiten alinear y variar el ángulo azimutal del prisma para reducir el error humano. El haz emergente está alineado con el analizador de polarización.

5.2 Determinación del régimen de ganancia saturada

Un parámetro importante que se debe tener en cuenta para la construcción de la SFS es la potencia de bombeo a partir de la cual las muestras de fibra que se utilizarán para la construcción de las SFS entrarán en régimen de ganancia saturada. Por lo que, antes de construir las SFS se determinó dicho parámetro para tres muestras de EDF distintas, la primera es una fibra Fibercore DF1500E de 25 m de longitud que presenta una absorción de 0.68 dB/m a 980 nm y una concentración de 40 a 45 ppm aproximadamente. La segunda es una fibra Photonetics de 14.3 m de longitud, tiene una concentración de aproximadamente 80 ppm (partes por millón) y una atenuación de 1.38 dB/m a una longitud de onda de 980 nm. La tercera es una muestra de fibra Fibercore M5-980-125 de 5 m de largo que presenta una absorción para $\lambda=980 \text{ nm}$ de 4.5–5.5 dB/m.

La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se ha reducido (comprimido) por 3 dB (Becker et. al., 1999). Un método no destructivo para determinar la potencia de saturación consiste en amplificar una señal de referencia y evaluar la ganancia de la señal al aplicar diferentes potencias de bombeo. Para realizar este

experimento se evaluó la ganancia de la señal cuando ésta viaja en copropagación con el bombeo óptico (ver fig. 28) y se utilizó como señal de referencia una señal monocromática centrada en 1546 nm proporcionada por un diodo láser tipo mariposa marca QPHOFONICS, modelo QDFBLD-1550-50. Debido a su diferente absorción, para la fibra Photonetics DF1500E se utilizó una señal de prueba de -13.11 dBm, mientras que para la fibra Fibercore M5-125-980 se utilizó una señal de prueba de -15.96 dBm y para la fibra Fibercore DF1500E una señal de prueba con una potencia de -12.46 dBm. En la Fig. 36 se muestra el arreglo experimental para medir la potencia de saturación de un EDFA, donde la señal de referencia y la correspondiente al bombeo se propagan en la misma dirección, es decir, en copropagación.

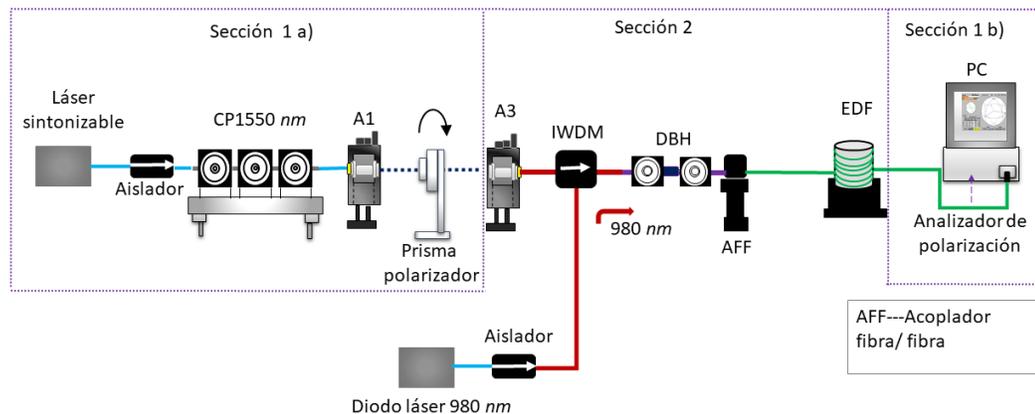


Figura 28. Arreglo experimental utilizado para obtener la potencia de saturación de la EDF, se utiliza una configuración en copropagación de la señal de referencia y la señal de bombeo.

Los bobinados helicoidales constan de dos bobinas enrolladas en sentidos contrarios, para fibras que operan cerca de 1550 nm se utilizaron bobinas de 6 cm de diámetro, mientras que para 980 nm se usaron bobinas de 3 cm de diámetro.

En las Fig. 29-30 se muestran los resultados experimentales para las tres muestras de fibra al comparar la potencia de la señal de salida respecto a la de entrada (Ec. 37).

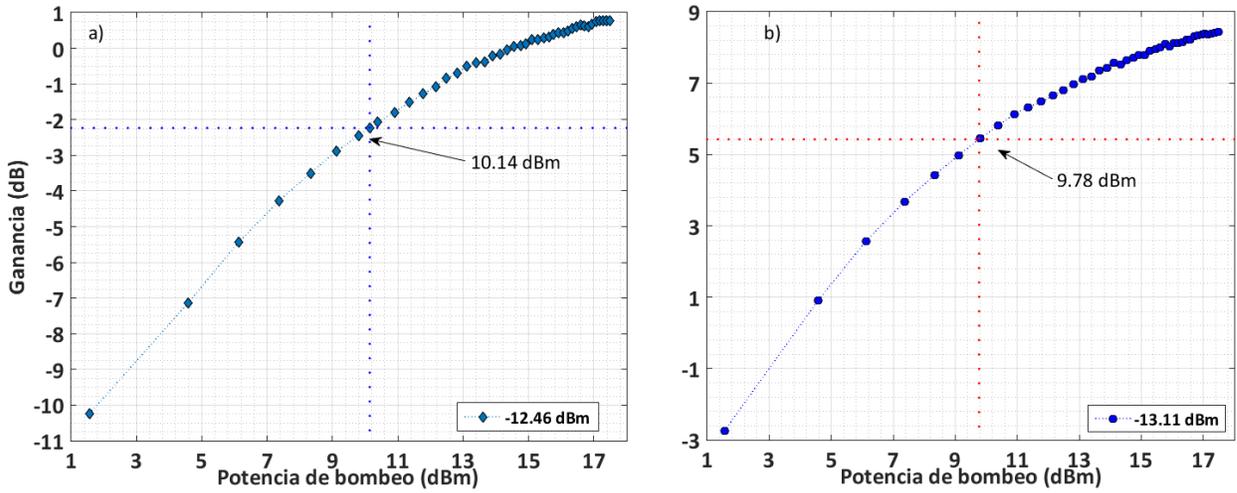


Figura 29. Régimen de ganancia de saturada a) fibra Fibercore DF1500E y b) fibra Photonetics EDOS103.

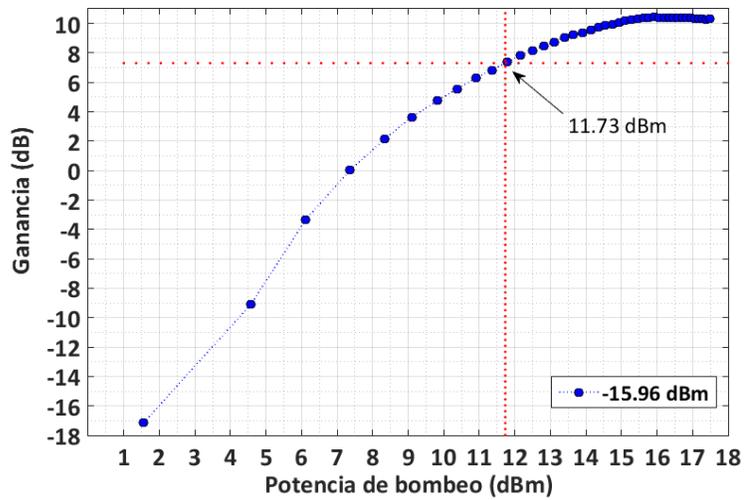


Figura 30. Régimen de ganancia saturada para la fibra Fibercore M5-980-125.

Con base en los resultados mostrados en las Figs. 29 y 30 se tiene que las potencias de bombeo a partir de las cuales las muestras de fibra entran en régimen de saturación fueron: 10.14 dBm para la fibra Fibercore DF150E, 9.78 dBm para la fibra Photonetics y 11.73 dBm para la fibra Fibercore M5-980-125.

5.3 Evaluación de los parámetros de birrefringencia de las muestras de EDF

El objetivo principal de esta investigación es analizar el efecto de la polarización de la luz de bombeo sobre la emisión superfluorescente de EDFs con birrefringencia uniforme. Por lo que es necesario determinar los parámetros de birrefringencia de las muestras de EDF que se usarán para la construcción de las SFS.

Para garantizar que la birrefringencia de las muestras de EDF fuera uniforme se bobinaron helicoidalmente en una bobina de 16 cm de diámetro utilizando sentido de giro derecho (ver Fig. 31). Para minimizar la contribución de la polarización introducida por la torsión, la hélice se construyó manteniendo los bucles de fibra en contacto, por lo que, el paso de la hélice es igual al diámetro del revestimiento de las muestras de EDF que en los tres casos es de $245 \pm 15 \mu\text{m}$. Utilizando la Ec. 22 se obtiene que la torsión de las fibras fue de $\tau = 0.0003828 \text{ cm}^{-1}$; por lo tanto, la contribución de la torsión a la diferencia de fase entre modos propios de polarización es insignificante.



Figura 31. Muestras de fibra bobinas helicoidalmente.

5.3.1 Determinación de la longitud de batimiento a través del método de barrido espectral

Antes de evaluar los parámetros de birrefringencia de las EDF, es necesario determinar si la birrefringencia residual presente en las EDF se puede modelar como un retardador homogéneo. Para esto, se utilizó el método de barrido espectral descrito en la sección 2.3 y se alineó la EDF al arreglo mostrado en la Fig. 27. Para la medición se generó un marco de referencia centrado a 1545 nm, se seleccionó un

ángulo azimutal de entrada que se mantuvo fijo y se midieron los parámetros de Stokes variando la longitud de onda en el láser sintonizable de 1540 a 1554 nm usando incrementos de 1 nm.

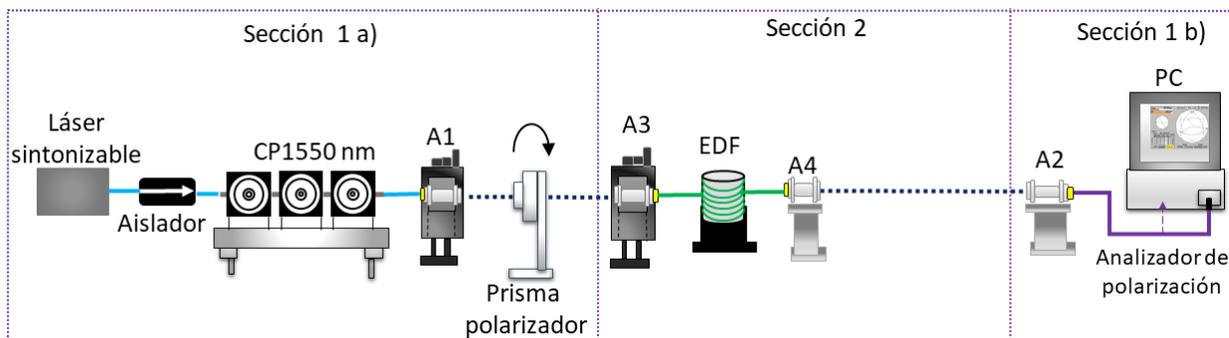


Figura 32. Arreglo experimental para la evaluación de la longitud de batimiento.

En la Figs. 33-34 se muestra la evolución de la trayectoria sobre la esfera de Poincaré del barrido espectral en las fibras Photonetics EDOS-103 y Fibercore DF1500E para diferentes ángulos fijos.

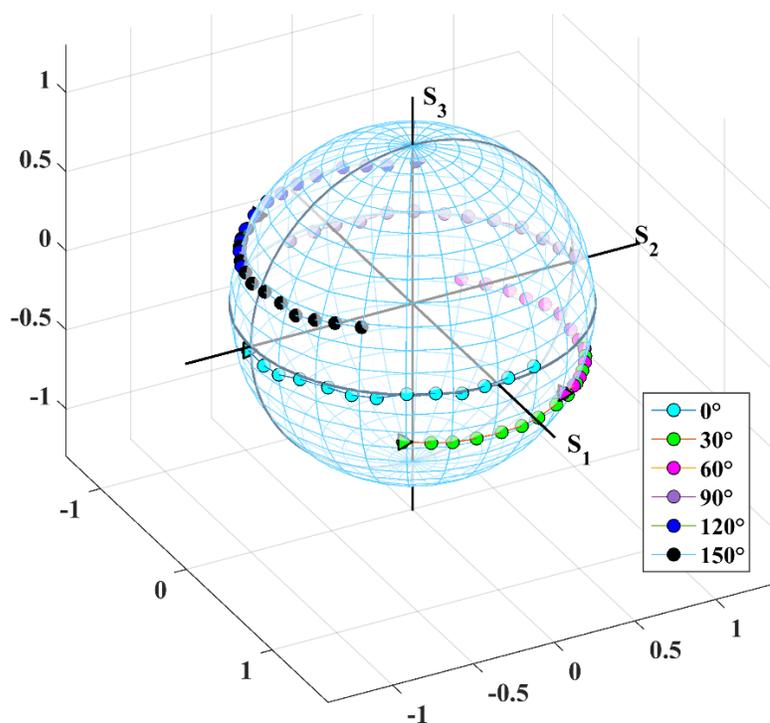


Figura 33. Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a 0° , 30° , 60° , 90° , 120° y 150° en una fibra Photonetics EDOS-103: el triángulo indica la medición inicial de 1540 nm.

En la Fig. 33 se puede observar que estas trayectorias son segmentos de círculo en todos los casos; todas las trayectorias corresponden a giros alrededor de eje S_3 .

En la Fig. 34 se puede observar que las trayectorias obtenidas al mantener fijos los SOPs de entrada a 0° , 30° , 90° y 120° son segmentos de arco. Mientras que, para los ángulos de 60° y 150° se observa que el estado de polarización de salida no tiene una variación significativa, es decir, los estados de polarización de salida se encuentran muy cercanos entre sí. Esto se debe a que estos ángulos azimutales se encuentran muy cerca de sus eigenmodos. Aunque en ambos casos podemos observar que las trayectorias formadas son segmentos de arco, el eje de simetría de éstas no está alineado totalmente con alguno de los ejes S_1 , S_2 o S_3 . Lo que indica que se comportan como un retardador elíptico como el mostrado en la Fig. 8.

En el caso de la bobina correspondiente a la muestra Fibercore M5-980-125 no se aplicó el método de barrido espectral debido a su alta absorción a longitudes de onda cercanas a 1550 nm. La potencia proporcionada por el láser sintonizable después del prisma polarizador no es mayor a -33 dBm. Sin embargo, en el grupo de trabajo se han analizado muestras más cortas y se ha verificado que esta fibra se comporta como un retardador homogéneo.

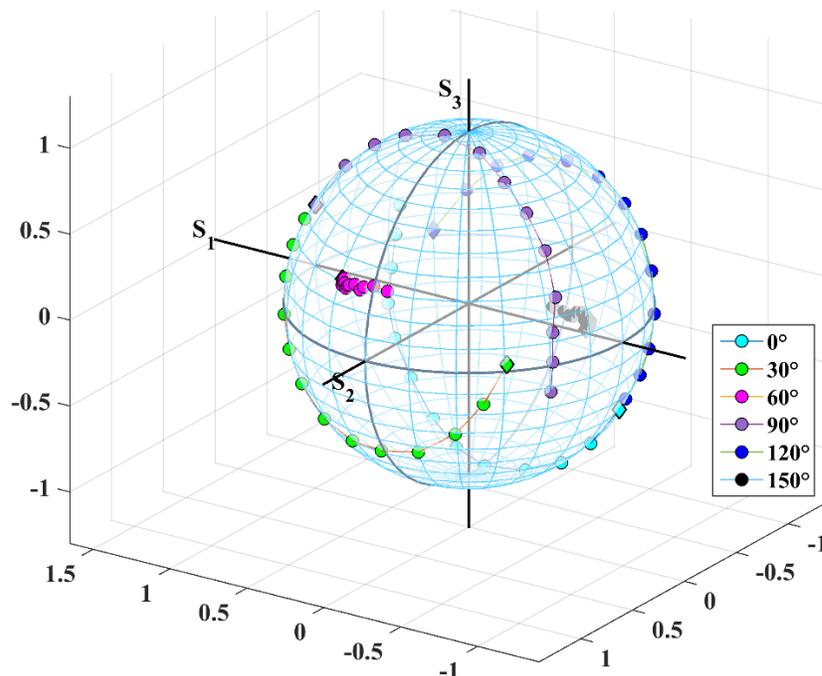


Figura 34. Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a 0° , 30° , 60° , 90° , 120° y 150° en una fibra Fibercore DF1500E: el triángulo indica la medición inicial de 1540 nm.

Por otro lado, utilizando los parámetros de Stokes del SOP de la primera longitud de onda ($\lambda_i = 1543 \text{ nm}$) y de la última longitud de onda ($\lambda_f = 1554 \text{ nm}$) se obtiene el cambio de fase entre ellas. Calculando el producto vectorial,

$$\Delta\delta = \lambda_f - \lambda_i = \arccos\left(\frac{|A \times B|}{|A||B|}\right), \quad (38)$$

donde A y B son los parámetros de Stokes de λ_i y λ_f , respectivamente. Una vez determinado el retardo y aplicando la Ec. 12 se obtuvo que la longitud de batimiento para la fibra Fibercore DF1500E es de 1.3 m y para la fibra Photonetics EDOS-103 es de 0.4 m.

Aunque, el método de barrido espectral permite verificar si la birrefringencia residual de las fibras se puede modelar como un retardador homogéneo y permite determinar la longitud de batimiento, no proporciona información precisa sobre los parámetros de birrefringencia de la muestra: eje rápido de birrefringencia y el ángulo de elipticidad (Ramaswamy, et al., 1978).

5.3.2 Parámetros de birrefringencia

Los parámetros de birrefringencia de las muestras de EDFs se determinaron a través del método polarimétrico reportado en esta tesis. Este método permite determinar los parámetros de birrefringencia: ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, ángulo de elipticidad y retardo total módulo- π con un solo experimento. El método consiste en seguir la evolución de la trayectoria que describe el SOP de salida de una señal monocromática de prueba que está linealmente polarizada. Para realizar este experimento, previamente se generó el marco de referencia mostrado en la Fig. 25. y la muestra de EDF analizada se alineó al sistema utilizando un acoplador aire/fibra. Debido a que las muestras analizadas son largas se debe compensar la atenuación que tendrá la señal al propagarse a lo largo de la fibra, para esto las EDF se bombearon utilizando el diodo láser de la Fig. 25. Las EDF se bombearon utilizando una configuración en contrapropagación para analizar únicamente la evolución del SOP de la señal, esto se realizó añadiendo al sistema un IWDM después de la muestra de EDF (ver Fig. 35). Una vez que el sistema estaba alineado y utilizando un software asociado al analizador de polarización se midió el SOP de salida de la muestra de EDF variando el ángulo azimutal del SOP de entrada lineal de 0 a 180 ° (se mueve el prisma polarizador en incrementos de 1 °).

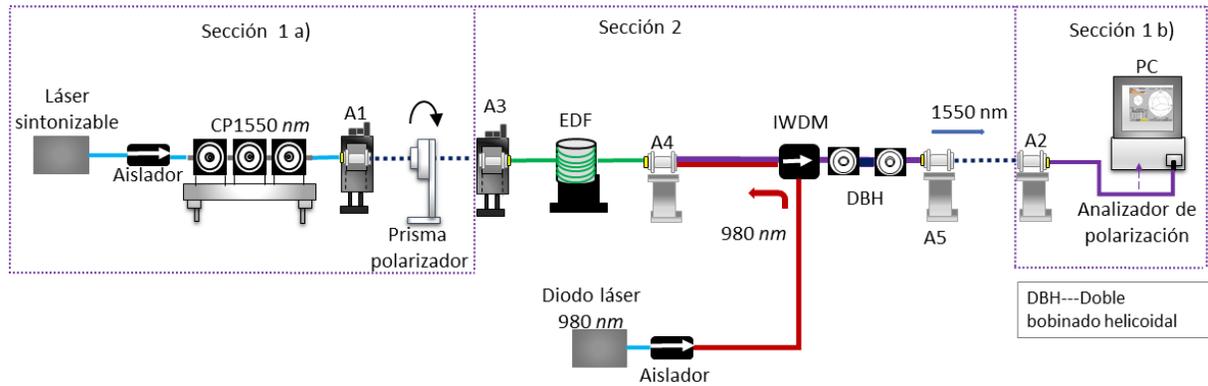


Figura 35. Arreglo experimental para la medición del eje rápido de birrefringencia.

Para el análisis de las muestras Fibercore DF1500E y Photonetics EDOS-103 se utilizó una señal de prueba centrada a 1550 nm con una potencia pico de -35.4 dBm y se aplicó una potencia de bombeo de 10.3 dBm y 7.36 dBm, respectivamente. Debido a que la fibra Fibercore M5-980-125 tiene una absorción de 5.4 – 7.1 dB/m para $\lambda=1531$ nm, se cambió la fuente por el diodo láser QDFBLD-1550-50 y el barrido azimutal se realizó usando una señal monocromática centrada en 1546 nm con una potencia pico de -19.76 dBm y se aplicó una potencia de bombeo de 8.33 dBm. En las figuras 44-46 se muestra la trayectoria que sigue la evolución del SOP salida para cada una de las muestras, así como su comparación con los resultados teóricos esperados de acuerdo con la Ec. (17).

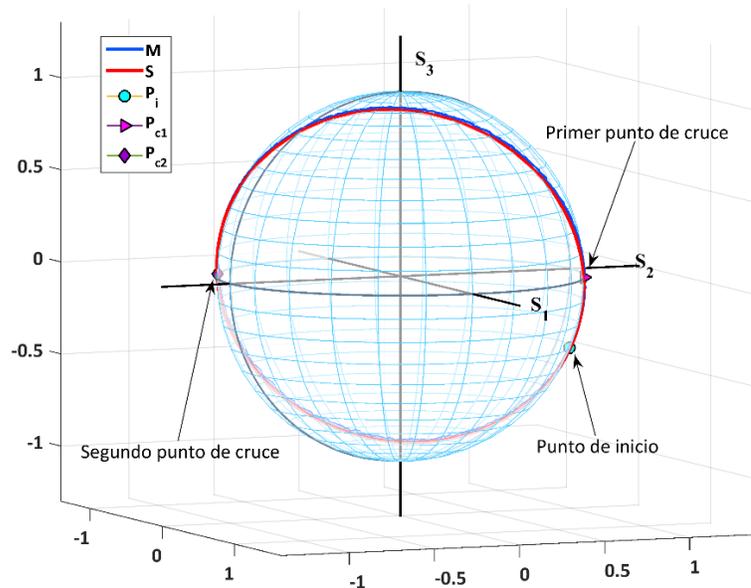


Figura 36. Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra Fibercore DF1500E.

En la Fig. 36 se muestra la representación sobre la esfera de Poincaré de los SOP de salida obtenidos al variar el SOP de entrada, la línea azul corresponde a los resultados obtenidos experimentalmente y la línea roja es la trayectoria obtenida teóricamente a través de una simulación. Al seguir la evolución del SOP de salida se obtuvo que ésta describe un círculo mayor y que cruza dos veces el ecuador de la esfera, es decir, en estos dos puntos el SOP de salida es lineal. Una vez identificado el primer punto de cruce y el sentido en el que evolucionaba el SOP de salida, se aplicaron las Ecs. (13)-(14) y se obtuvo que el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia es $\theta = -68.1^\circ$. Posteriormente aplicando, las ecuaciones (18)-(19) se obtuvo que el ángulo de elipticidad es $\mu = -5.34^\circ$ y el ángulo de retardo total módulo- π es $\delta = 113.15^\circ$.

Análogamente, para la muestra de fibra Photonetics EDOS-103 los resultados obtenidos fueron: $\theta = 83.01^\circ$, $\mu = 24.43^\circ$ y $\delta = -79.47^\circ$ (Fig. 38). Mientras que para la muestra Fibercore M5-980-125 fueron: $\theta = 35.84^\circ$, $\mu = 21.53^\circ$ y $\delta = -172.74^\circ$ (Fig. 39).

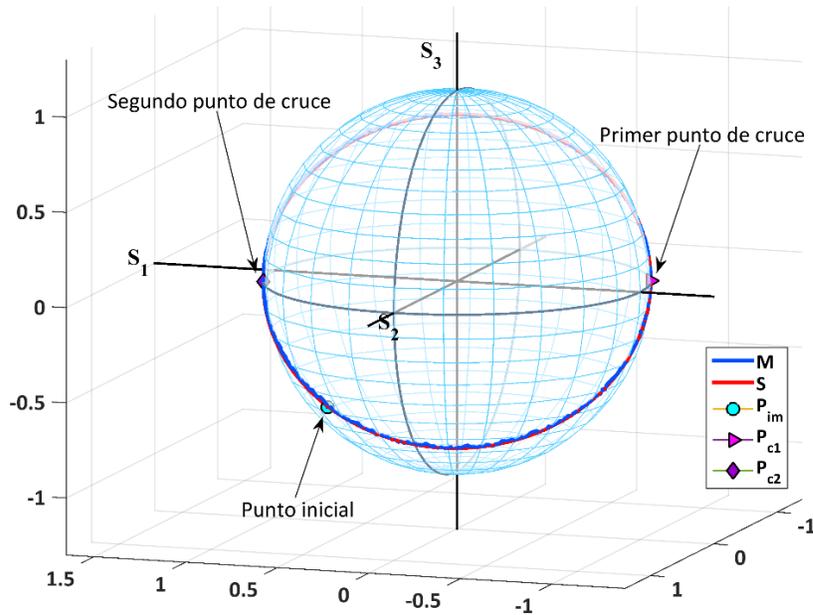


Figura 37. Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra Photonetics EDOS103.

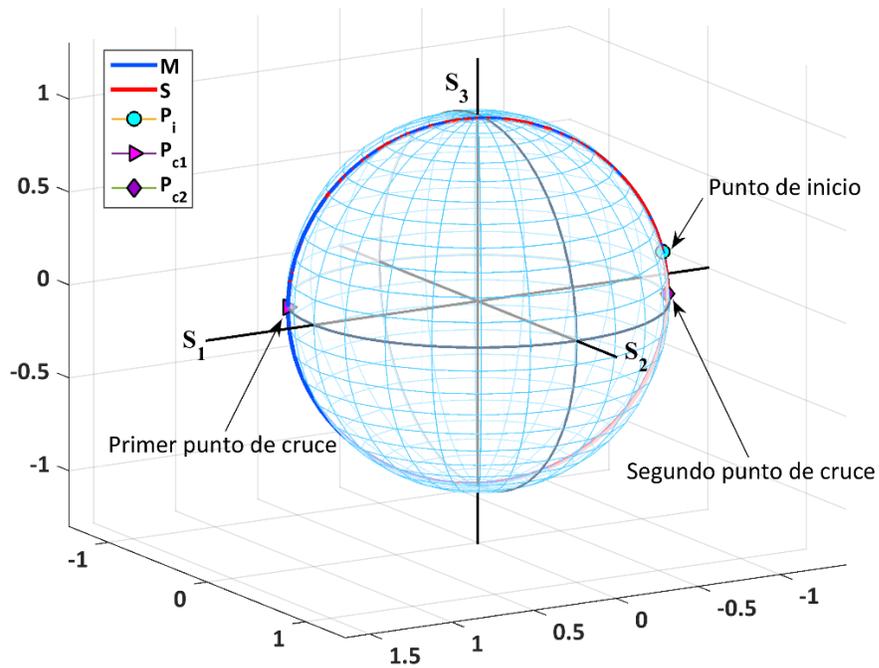


Figura 38. Comparación entre la simulación y los resultados experimentales de la evolución del SOP de salida en una muestra de fibra Fibercore M5-980-125 escaneando el ángulo azimutal del SOP de entrada lineal.

Para las tres muestras de fibra se obtuvo que los resultados experimentales y las predicciones teóricas son excelentes, en las Figs. 37-38 se puede observar que las trayectorias que describen la evolución del SOP de salida predicho (línea roja) y los resultados experimentales (línea azul) se superponen, es decir, que los resultados concuerdan.

5.4 Construcción de las SFS de una sola etapa

El objetivo principal de esta investigación es analizar el efecto de la polarización de la luz de bombeo sobre la emisión superfluorescente de fibras dopadas con erbio con birrefringencia uniforme. Inicialmente construimos y analizamos dos SFS de una sola etapa, una de ellas operando bajo la configuración de copropagación (Fig. 39) y la otra en contrapropagación (Fig. 40).

5.4.1 SFS operando en copropagación

Para analizar la dependencia de la estabilidad en longitud de onda media de una SFS de una etapa operando en copropagación se utilizó el marco de referencia mostrado en la Fig. 25. Se alineó a este arreglo un acoplador aire/fibra (C2) y con éste se acopló el haz de bombeo a la muestra de fibra y su salida se conectó a un analizador de espectro óptico (Advantage Q8384). Para el análisis se midieron los espectros de emisión ASE manteniendo fija la potencia de bombeo y variando únicamente el ángulo azimutal del SOP de bombeo de 0° a 180° en pasos de 10° . Los espectros ASE se grabaron usando una computadora portátil (ver Fig. 39).

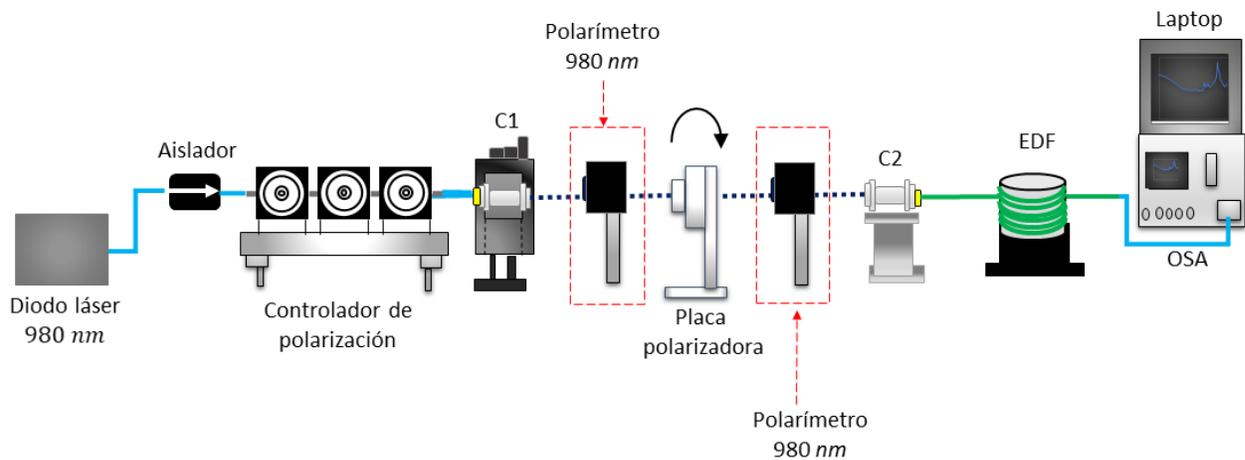


Figura 39. Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en copropagación por el SFS de una sola etapa.

Para cada potencia de bombeo utilizada fue necesario generar el marco de referencia, para garantizar que el SOP que incide en las muestras de EDF tiene un SOP lineal.

5.4.2 SFS operando en contrapropagación

Para realizar el análisis de la SFS operando en contrapropagación, es necesario modificar el arreglo mostrado en la Fig. 40, en este caso se debe agregar a la disposición experimental un acoplador IWDM (2×1 OPTOSUN, modelo IWDML8025164) después del acoplador C2. A través de esta punta del IWDM se

propaga el bombeo óptico y utilizando otra de las puntas del IWDM se acopla a la EDF utilizando los acopladores C3 y C4. Esta punta permite la propagación de la luz tanto del bombeo como del espectro ASE. Cabe mencionar que el implementar el IWDM en el arreglo óptico ocasiona que el SOP del haz de bombeo que incide sobre él se modifique a medida que se propague por el IWDM. Por lo que, para cancelar el efecto de birrefringencia causado por las puntas de fibra IWDM se utilizó un doble bobinado helicoidal (Tentori, D. et al., 2016). Es muy importante el orden en el que se realiza el experimento ya que una vez que se canceló el efecto de la birrefringencia no se debe volver a manipular ninguna de las puntas del IWDM durante la medición ya que si no nuevamente se modificaría el SOP del haz de bombeo.

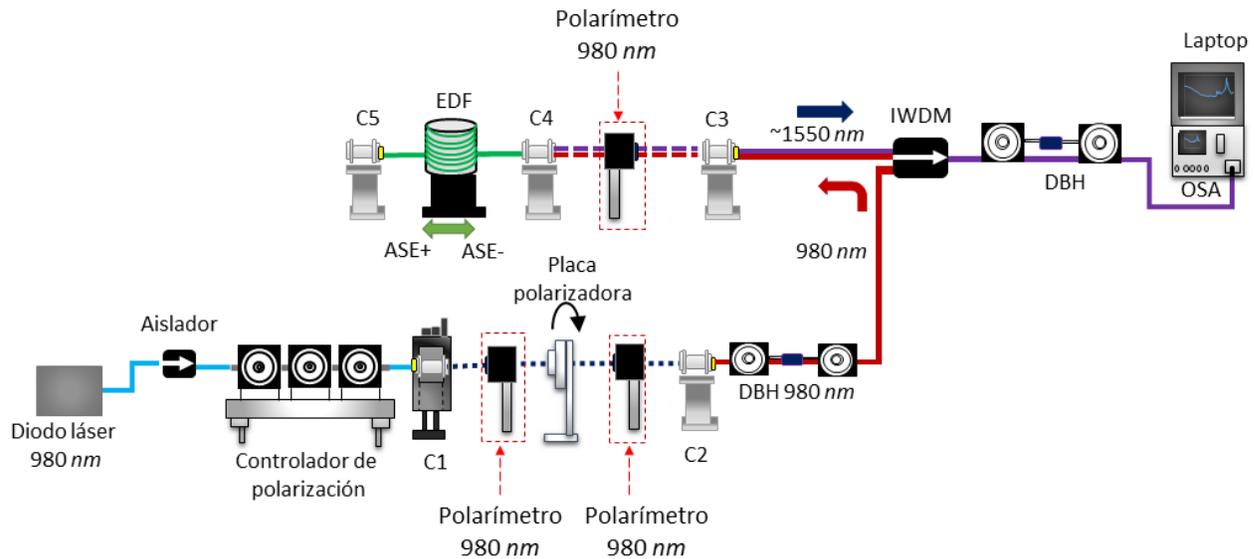


Figura 40. Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en contrapropagación por el SFS de una sola etapa.

Para garantizar que el efecto de la birrefringencia fue cancelado, se colocó el cabezal del polarímetro frente al acoplador C3 y se verificó que el SOP del bombeo que se obtenía cuando el soporte de la placa polarizadora marcaba 0° coincidiera con un SOP lineal horizontal. Posteriormente variamos el soporte giratorio y confirmamos que el SOP lineal cambió a la orientación esperada entre 0° y 180° . Finalmente, se eliminó la cabeza del polarímetro y el procedimiento de medición es análogo al del SFS delantero.

Cabe mencionar que el uso de acoplamientos por aire después entre los acopladores C1 y C2, así como en el C3 y C4 es sumamente importante para poder tener control sobre el SOP del haz de bombeo que incide en las muestras de EDF.

5.5 Construcción de la SFS de dos etapas

Para la evaluación de la SFS de dos etapas, se analizó tanto el caso de la SFS operando en copropagación así como en contrapropagación. En este caso los arreglos experimentales mostrados en las figuras 39-40 se modificaron, en lugar de una sola muestra de fibra se utilizaron dos con distinta concentración de erbio. En las figuras 41-42 se muestran los arreglos experimentales utilizados para la evaluación de la SFS de dos etapas.

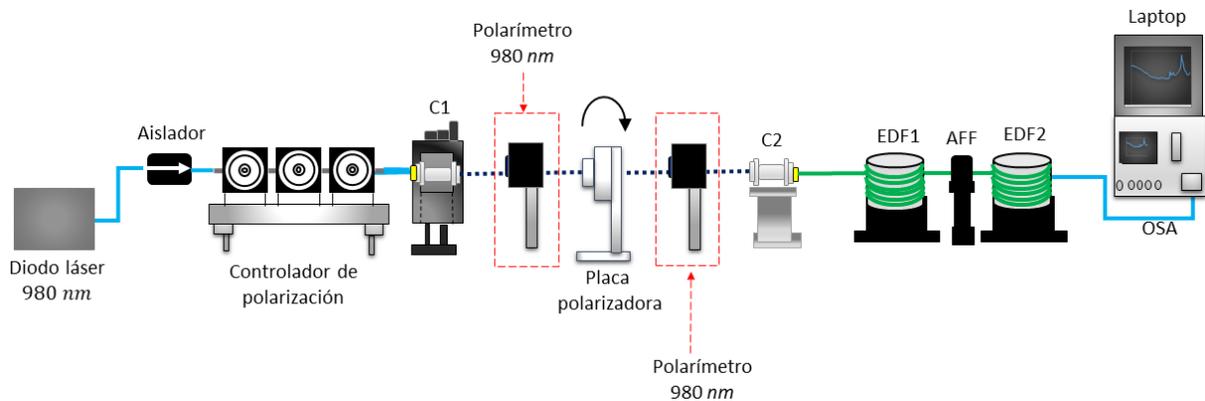


Figura 41. Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en copropagación por el SFS de una sola etapa.

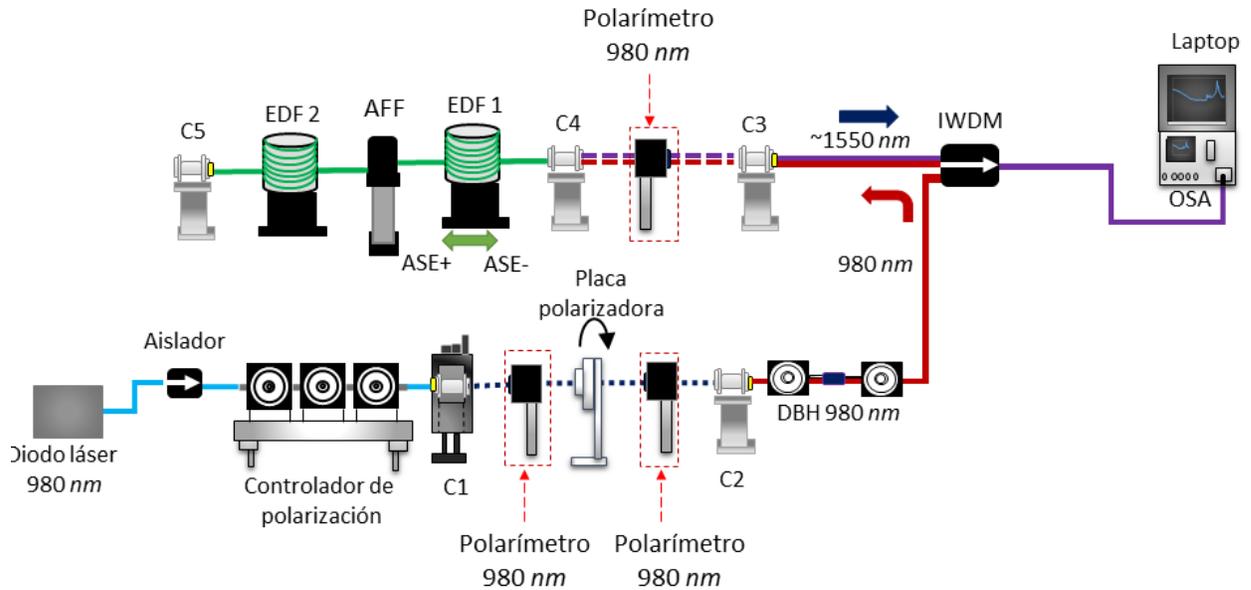


Figura 42. Configuración experimental utilizada para la medición de espectros ASE emitidos en contrapropagación para la SFS de una sola etapa.

5.6 Evaluación de la ganancia dependiente de la polarización en SFS

Como se mencionó anteriormente, la estabilidad, la potencia y el espectro de emisión ASE de una SFS dependen de parámetros asociados a la EDF, el bombeo óptico y configuración (Wysocki, 1994). Sin embargo, otro parámetro que se cree influye en la estabilidad de la SFS es la PDG (Falquier & Shaw, 2000).

Generalmente, la PDG se determina amplificando simultáneamente dos señales de longitudes de onda cercanas (~ 1 nm) y con SOP paralelos (o bien ortogonales) (Bruyere, 1995; Greer, et al., 1994; Mazurczyk & Zyskind, 1994). Con base en lo reportado, la amplificación para la señal pequeña será mayor que para la señal de referencia; esto se conoce como modelo de fusión de agujeros de polarización. Sin embargo, en estos trabajos no consideran que, al utilizar dispositivos de fibra, el SOP de la luz se modifica al propagarse en ellos, por lo que, es probable que sus resultados fueran afectados por esta causa.

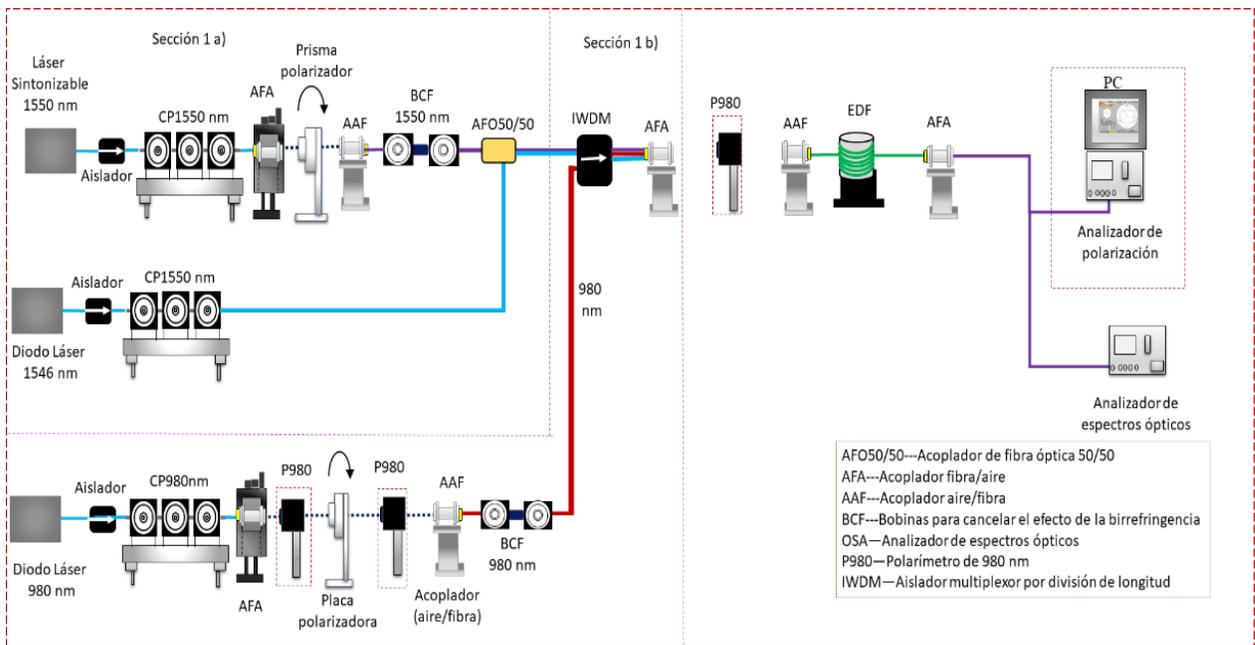


Figura 43. Arreglo experimental empleado para la medición de la PDG y la dependencia de la polarización de una SFS que opera en copropagación; las líneas rojas punteadas indican que el polarímetro se coloca para verificar el SOP del bombeo y se retira para la medición.

A diferencia de los trabajos reportados en la literatura, se diseñó un arreglo que permite cancelar el efecto de la birrefringencia para medir la PDG. Se construyó una SFS de un solo paso operando en copropagación y se utilizó como medio de ganancia una EDF. Se utilizaron dos señales monocromáticas centradas en $\lambda_1 = 1544.6 \text{ nm}$ y $\lambda_2 = 1545.8 \text{ nm}$, con potencias de -41.64 dBm y -46.17 dBm , respectivamente. Ambas señales se amplificaron con el diodo láser de 980 nm, tanto las señales de prueba como el bombeo óptico estaban linealmente polarizadas. Los SOP de las señales de prueba se mantuvieron fijos, se analizó tanto el caso en el que los SOPs de las señales eran paralelos (SOP lineal horizontal) como el caso en el que las señales tenían SOPs ortogonales (λ_1 con SOP horizontal y λ_2 con SOP vertical). Se midieron los espectros ASE con el analizador de espectros ópticos variando únicamente el ángulo azimutal del SOP de entrada del bombeo de 0 a 180° en incrementos de 10° (Fig. 43). El análisis se realizó utilizando las muestras de fibra fibercore DF1500E y la muestra Photonetics EDOS-103. Ambas se analizaron para dos potencias de bombeo distintas; 15.4 y 17.2 dBm .

Al igual que en todos los experimentos realizados en esta tesis es importante garantizar que el SOP que incide en la muestra de EDF es el deseado. Por lo que, para garantizar que tanto los SOP de la señal y del bombeo fueran lineales, se generó un marco de referencia con cada una de las fuentes de forma

independiente. Es decir, mientras se realizaba el marco de referencia de una de las fuentes las otras dos se mantenían apagadas, posteriormente se cancelaba el efecto de la birrefringencia de los dispositivos de fibra que intervienen en la propagación de la luz de dicha fuente. Una vez que fijó el SOP de un brazo, esta fuente se apagó y se encendió otra. Esto se realizó para los tres brazos cuidando que los dispositivos involucrados de otros brazos no se movieran una vez que ya se canceló la birrefringencia en alguno de los brazos involucrados.

5.7 Evaluación de la estabilidad en longitud de onda media de una SFS

Generalmente la estabilidad de las SFS se evalúa utilizando como parámetro la longitud de onda media de los espectros de emisión ASE y se reporta en partes por millón (ppm) (Digonnet, 2001; Wu, et al., 2012; Falquier & Shaw, 2000). Para el análisis se midieron 19 SOP distintos para cada una de las potencias de bombeo aplicadas a la SFS. La longitud de onda media para cada SOP está dada por,

$$\lambda_{\text{SOP}} = \frac{\sum_{i=1}^N P_{\text{SOP}}(\lambda_i) \lambda_i}{P_{\text{TSOP}}}, \quad (39)$$

donde $P_{\text{TSOP}} = \sum_{i=1}^N P_{\text{SOP}}(\lambda_i)$ y $P_{\text{SOP}}(\lambda_i)$ es la potencia medida para cada canal de emisión ASE (Hall, et al., 1995). La longitud de onda media promedio está dada por

$$\bar{\lambda}_m = \frac{\sum_{n=1}^{19} \lambda_{\text{SOP}}}{19}. \quad (40)$$

Finalmente, la estabilidad de la SFS expresada en ppm está dada por,

$$\Delta \bar{\lambda}_m = 10^6 \times \frac{\sigma_{\bar{\lambda}_{\text{SOP}}}}{\bar{\lambda}_m}, \quad (41)$$

donde $\sigma_{\bar{\lambda}_{\text{SOP}}}$ es la desviación estándar de la longitud de onda media relacionada con cada SOP.

Capítulo 6. Discusión y resultados

En este capítulo se muestran los resultados de la dependencia espectral del SOP del bombeo y su influencia en la estabilidad en longitud de onda media para SFS de una y dos etapas. Los espectros se midieron en la banda espectral de 1500 a 1600 nm (resolución de 0.05 nm). Durante las mediciones se mantuvo la potencia de bombeo fija y se modificó únicamente el ángulo azimutal del SOP del bombeo de 0° a 180° usando incrementos de 10°.

6.1 SFS de una etapa

En esta sección se presentan los resultados obtenidos experimentalmente al medir los espectros de emisión ASE de una SFS de una sola etapa, utilizando las configuraciones mostradas en las figuras 39 y 40 correspondientes a las configuraciones de copropagación y contrapropagación, respectivamente. Para ambas configuraciones se evaluó la SFS aplicando diferentes potencias de bombeo. También se presenta el efecto del SOP del bombeo en la estabilidad y potencia del espectro ASE.

6.1.1 Espectros ASE producidos con un bombeo linealmente polarizado

En esta sección se presentan los espectros ASE de cuatro SFS de una etapa operando en ambas configuraciones. En todos los casos se obtuvo un espectro que se caracteriza por tener dos picos principales a ~1530 y ~1550 nm (ver Fig. 44).

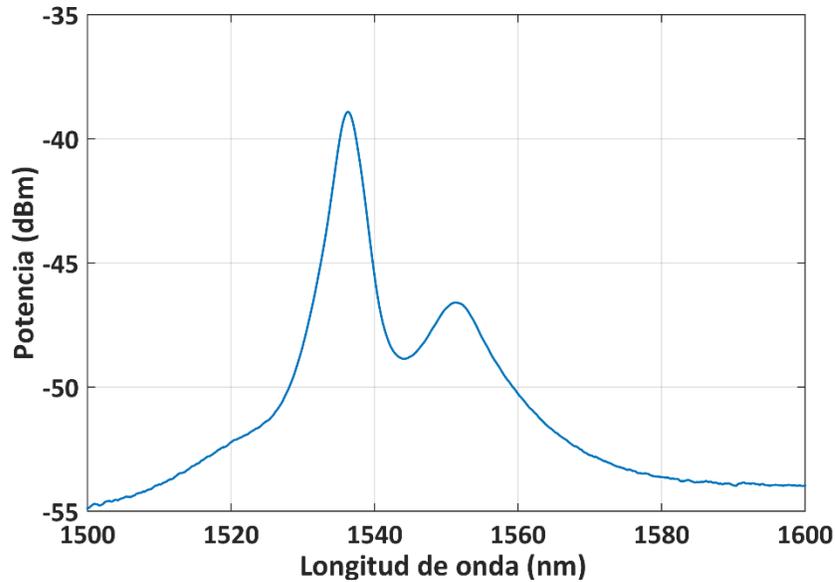


Figura 44. Espectro de emisión ASE de una SFS de un solo paso construida con una fibra Fibercore DF1500E.

6.1.1.1 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore M5-980-125

En las Figs. 45-46 se muestran los espectros ASE obtenidos de evaluar una SFS de una etapa construida con la muestra de fibra Fibercore M5-980-128 operando en copropagación (Fig. 45) y en contrapropagación (Fig. 46). En ambos casos se evaluaron los espectros ASE para cuatro potencias de bombeo distintas.

En la figura 45 a)- d) se muestran los resultados obtenidos experimentalmente de la emisión estimulada en copropagación con el bombeo óptico, aplicando potencias de bombeo de 9.27 dBm, 10.81 dBm, 11.51 y 12.08 dBm. En cada gráfico, se presentan con diferentes colores los 19 espectros correspondientes a los diferentes SOPs lineales de bombeo. Los espectros se reportan en un intervalo de 1520 a 1570 nm que es el rango espectral donde se encuentran los dos picos principales del espectro ASE. Vale la pena mencionar que para cada potencia de bombeo se verificó que el SOP fuera el esperado para cada caso, usando el procedimiento descrito en las secciones 5.4.1 y 5.4.2.

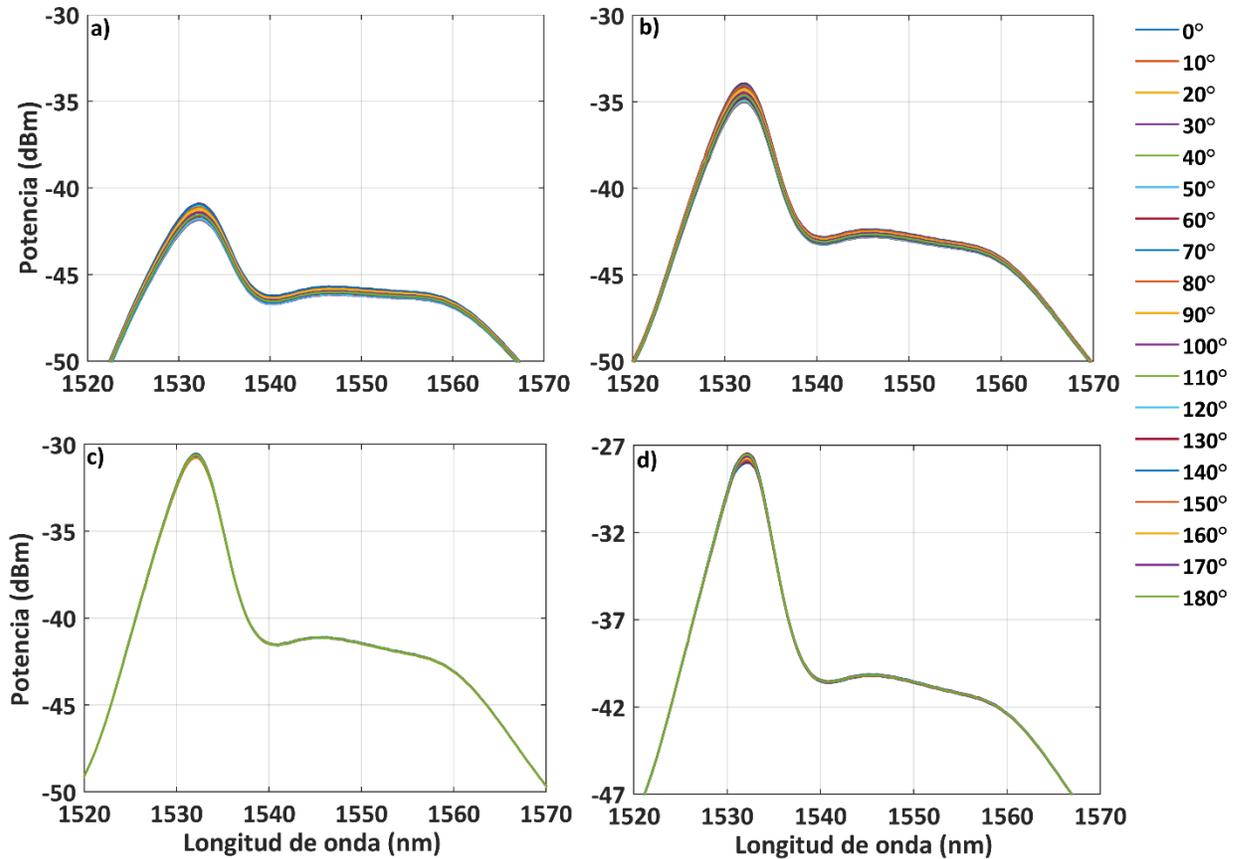


Figura 45. Espectros de emisión ASE de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 (copropagación) en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.27 dBm, b) 10. 81 dBm, c) 11. 51 dBm y d) 12.08 dBm.

Los resultados mostrados en la Fig. 45 a) indican una clara diferencia entre los espectros medidos para los diferentes ángulos azimutales del SOP de bombeo. Mientras que, en los resultados mostrados en la Fig. 45 b) (10.81 dBm) las diferencias entre los espectros de emisión ASE disminuyeron. Por otro lado, en la Fig. 45 c) los espectros no muestran una notable diferencia para los diferentes SOP de bombeo. Es decir, que al evaluar la SFS a una potencia de bombeo de 11.51 dBm las emisiones pueden considerarse insensibles al SOP de bombeo. Sin embargo, esta tendencia no se mantuvo ya que, los resultados obtenidos para una potencia de bombeo de 12.08 dBm [Fig. 45 d)] exhiben nuevamente una separación entre los espectros de emisión. Por lo tanto, estas emisiones vuelven a depender de la polarización.

En la Fig. 46 se muestran los resultados obtenidos para la SFS operando en contrapropagación, en este caso se utilizaron potencias de bombeo de 9.75 dBm, 12.18 dBm, 14.13 y 14.58 dBm.

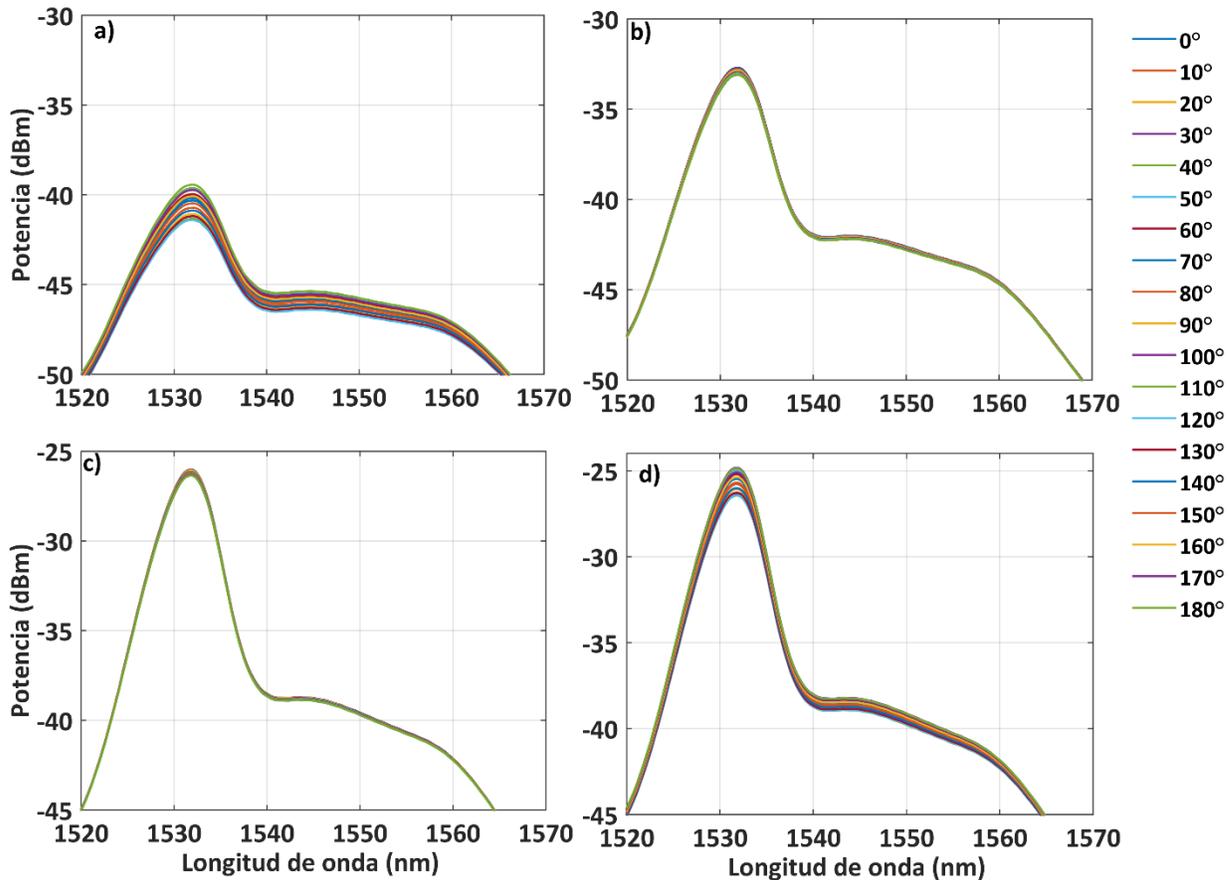


Figura 46. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP de bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.75 dBm, b) 12.18 dBm, c) 14.13 y d) 14.58 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore M5-980-125.

Con base, en los resultados mostrados en las Figs. 46 a) y 46 b) es notorio que la separación entre los espectros ASE correspondientes a diferentes SOP de bombeo disminuye al incrementar la potencia del bombeo. Bajo esta configuración de la SFS, la emisión estimulada es insensible al SOP de bombeo al aplicar una potencia de bombeo de 14.13 dBm [Fig. 46.c)]. Al evaluar la emisión ASE a una potencia de bombeo más alta (14.58 dBm), las curvas de emisión se separan, exhibiendo una dependencia con el SOP del bombeo, un comportamiento similar al de los espectros de emisión que viajan en contrapropagación.

Con base en los resultados obtenidos para ambas configuraciones, se obtuvo una clara dependencia de los espectros de emisión ASE respecto al SOP de bombeo para la SFS de una sola etapa construida con fibra Fibercore M5-980-125. Dicha dependencia disminuye con el aumento de la potencia de bombeo, hasta que alcanzan una condición en que los espectros exhiben una insensibilidad al SOP del

bombeo. Sin embargo, al superar la potencia de bombeo en la que se alcanzó dicha condición, los espectros de emisión ASE presentan nuevamente una variación espectral dependiente del SOP del bombeo.

6.1.1.2 Espectros de una SFS construida con la fibra Photonetics EDOS-103

Una segunda SFS de una etapa se construyó utilizando la muestra de fibra Photonetics EDOS-103. En las Figs. 47-48 se muestran los espectros de emisión ASE de la SFS para las configuraciones en copropagación y contrapropagación, respectivamente. Los resultados obtenidos para ambas configuraciones exhiben una tendencia similar a los resultados obtenidos para la SFS de fibra Fibercore M5-980-125.

En las Figs. 47 a) y b) se observa una clara diferencia entre los espectros ASE obtenidos al variar el ángulo azimutal del SOP del bombeo. Se encontró que, la SFS muestra insensibilidad al SOP del bombeo al aplicar una potencia de bombeo de 12.08 dBm [Fig. 47 c]. En la Fig. 47 d) se observa una mínima variación espectral, esto es más notorio en el primer pico del espectro (~1530 nm).

Por otro lado, los resultados obtenidos para la SFS operando en contrapropagación (Fig. 48) muestran una tendencia similar a la SFS operando en copropagación. Bajo esta configuración, los espectros ASE exhiben una menor dependencia del SOP del bombeo al evaluar la SFS utilizando una potencia de bombeo de 9.81 dBm.

Con base en los resultados obtenidos para ambas configuraciones y recordando que la muestra de fibra Photonetics EDOS-103 entra en régimen de ganancia saturada al aplicar una potencia de bombeo de 9.78 dBm (Becker, et al., 1999). Podemos notar que la SFS exhibe una menor dependencia espectral cuando se evalúa a una potencia de bombeo cercana a ésta.

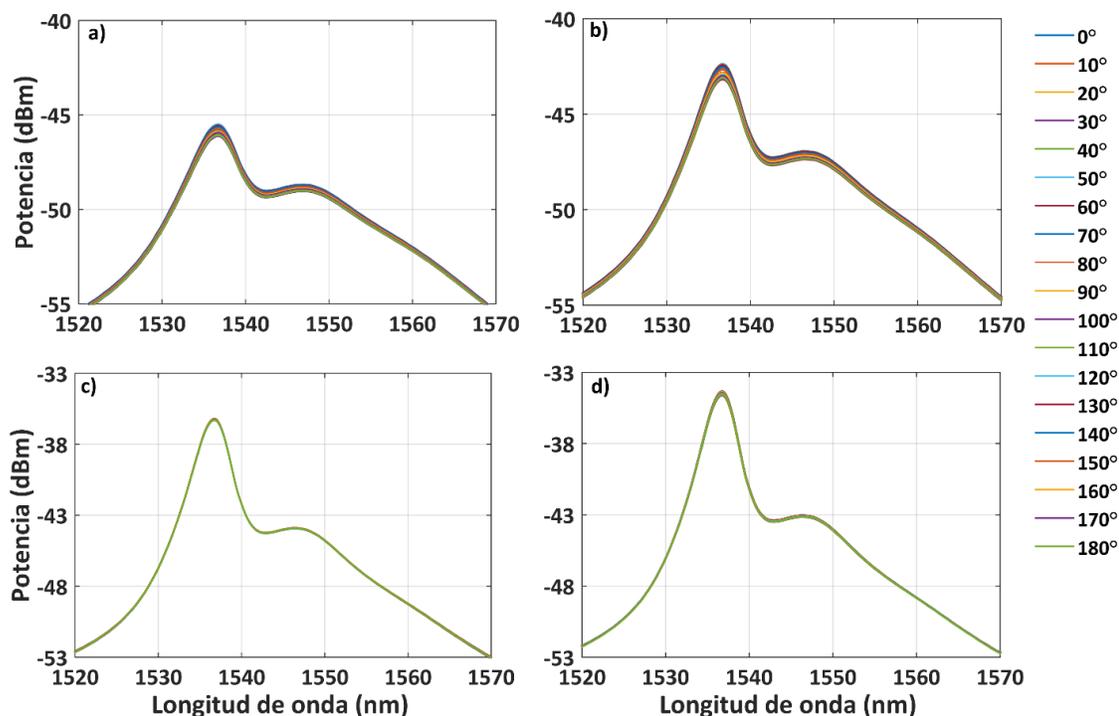


Figura 47. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 7.82 dBm, b) 9.06 dBm, c) 12.08 dBm y d) 13.05 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Photonetics DF103.

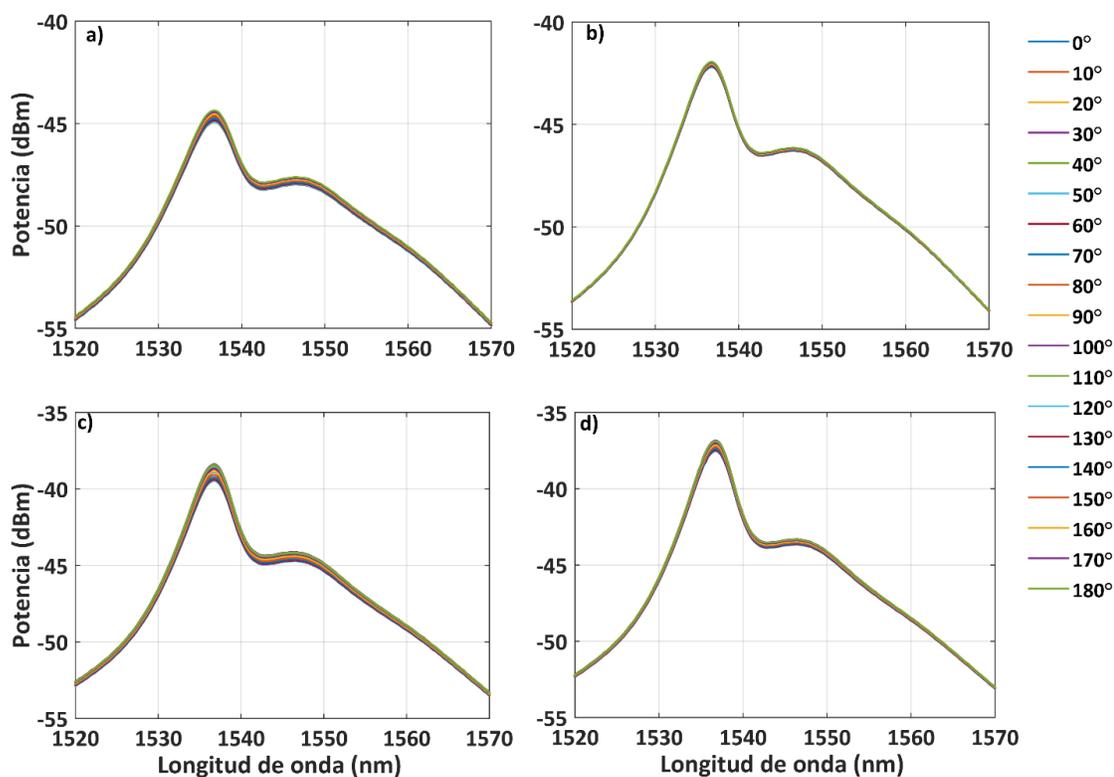


Figura 48. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 8.33 dBm, b) 9.81 dBm, c) 12.16 dBm y d) 13.65 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Photonetics DF103.

6.1.1.3 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore DF1500E

Se construyó y analizó la dependencia espectral del SOP del bombeo de una tercera SFS de una sola etapa utilizando como medio de ganancia una muestra de fibra Fibercore DF1500E. Los resultados obtenidos son análogos a los que exhibieron las SFS construidas con la muestra Fibercore M5-980-125 y la muestra Photonetics EDOS-103.

En la Fig. 49 se muestran los resultados para la SFS operando en copropagación, al comparar los resultados obtenidos al aplicar las potencias de bombeo de 10.03 dBm [Fig. 49 a)] y 12.08 dBm [Fig. 49 b)] se puede observar que la variación de los espectros ASE disminuye al evaluar la SFS a una potencia mayor. Se obtuvo que al evaluar la SFS a una potencia de bombeo de 14.19 dBm [Fig. 49 c)] se puede considerar que los espectros ASE son insensibles al SOP del bombeo.

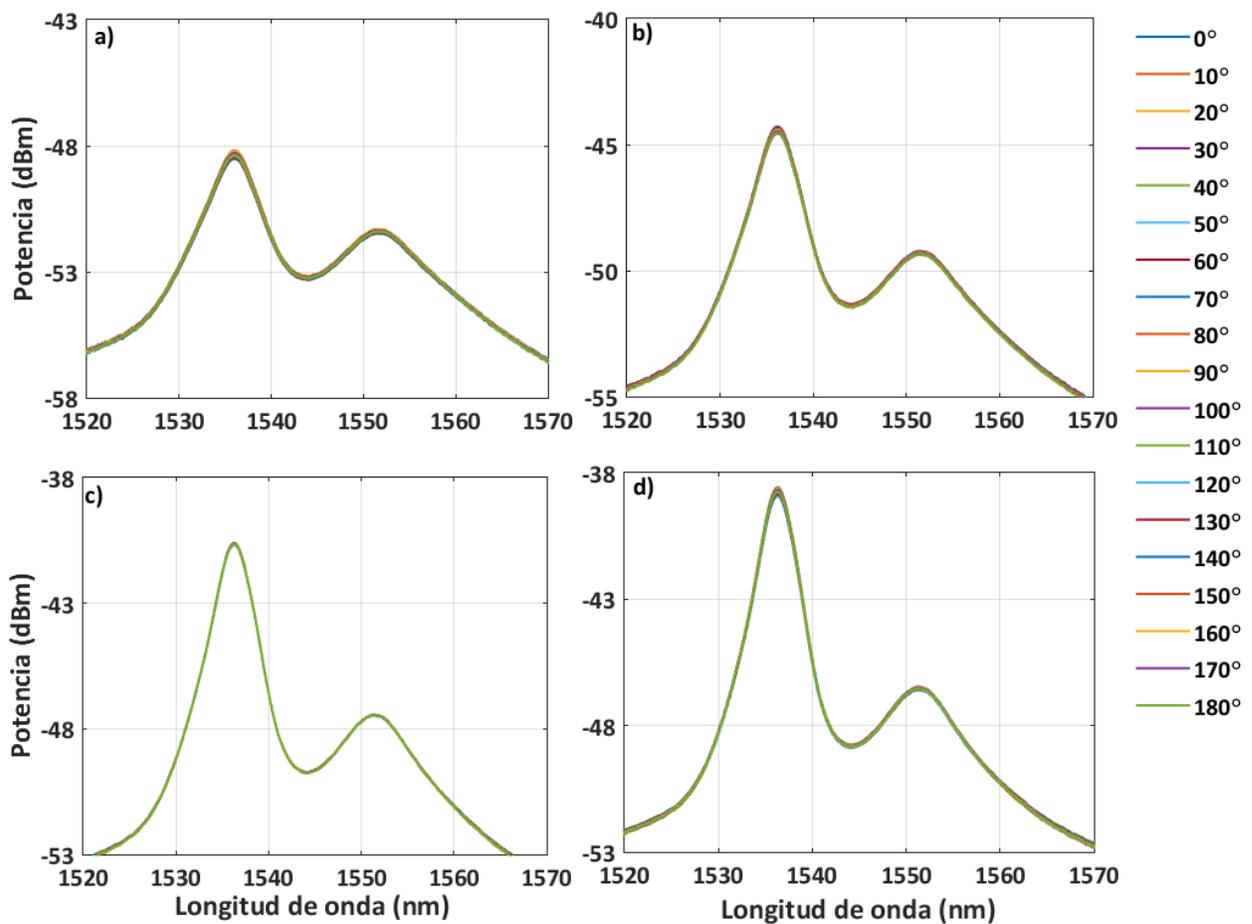


Figura 49. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 10.03 dBm, b) 12.08 dBm, c) 14.19 dBm y d) 15.35 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Fibercore DF1500E.

En el caso de la SFS operando en contrapropagación (Fig. 50) los resultados indican que al evaluar la SFS a una potencia de bombeo de 14.76 dBm [Fig. 49 c)] se observa que los espectros ASE muestran una menor sensibilidad al SOP del bombeo. Cabe mencionar que las potencias de bombeo a la cual la fibra Fibercore DF1500E entra en régimen de ganancia saturada es de 10.14 dBm.

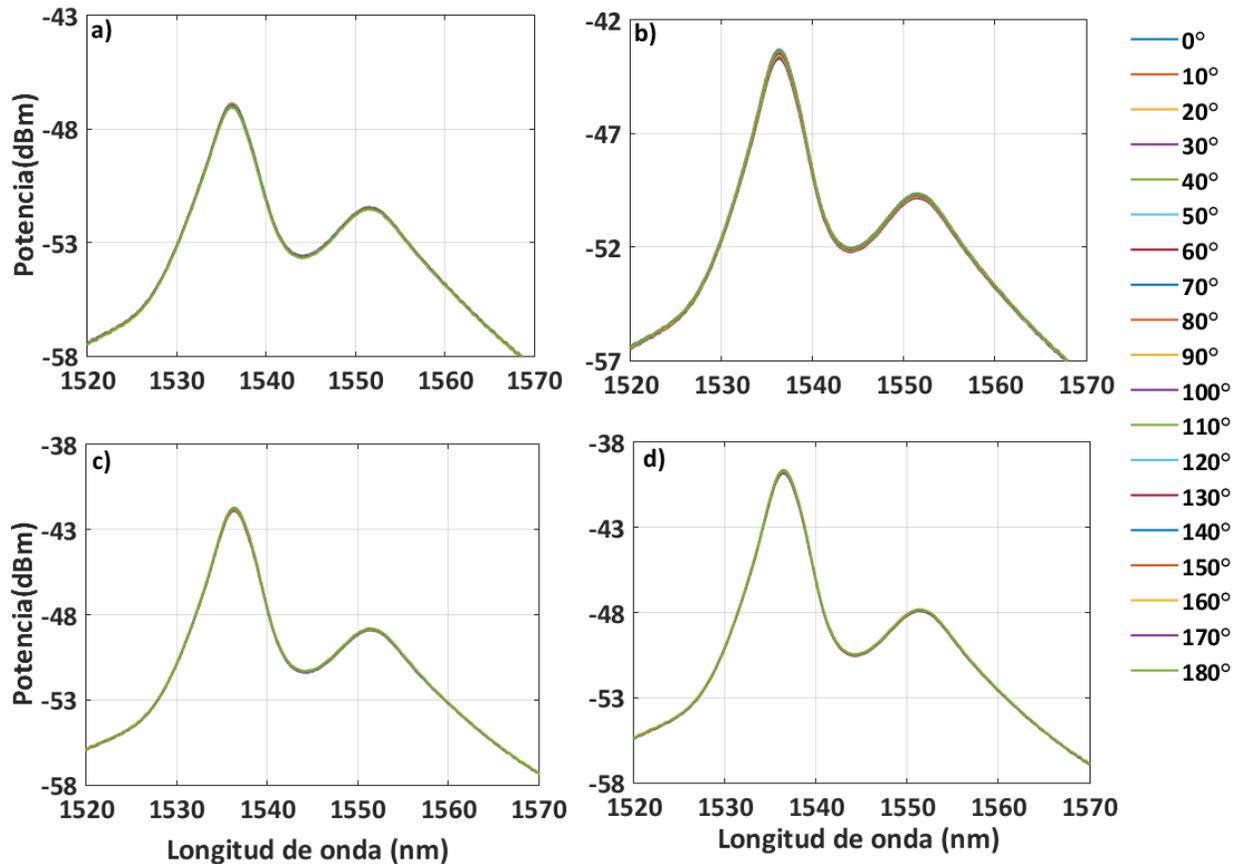


Figura 50. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 13.65 dBm, c) 14.76 dBm y d) 16.34 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore DF1500E.

6.1.1.4 Espectros de una SFS construida con la fibra Fibercore M12-980-125

Finalmente, en las Figs. 51-52 se muestran los espectros ASE obtenidos al variar el SOP del bombeo en una SFS construida con una fibra Fibercore M12-980-125. En ambos casos se observó una variación espectral dependiente del SOP del bombeo. A diferencia de las tres muestras antes

mencionadas, el espectro correspondiente a la muestra de fibra Fibercore M12-980-125 exhibe tres picos en lugar de dos.

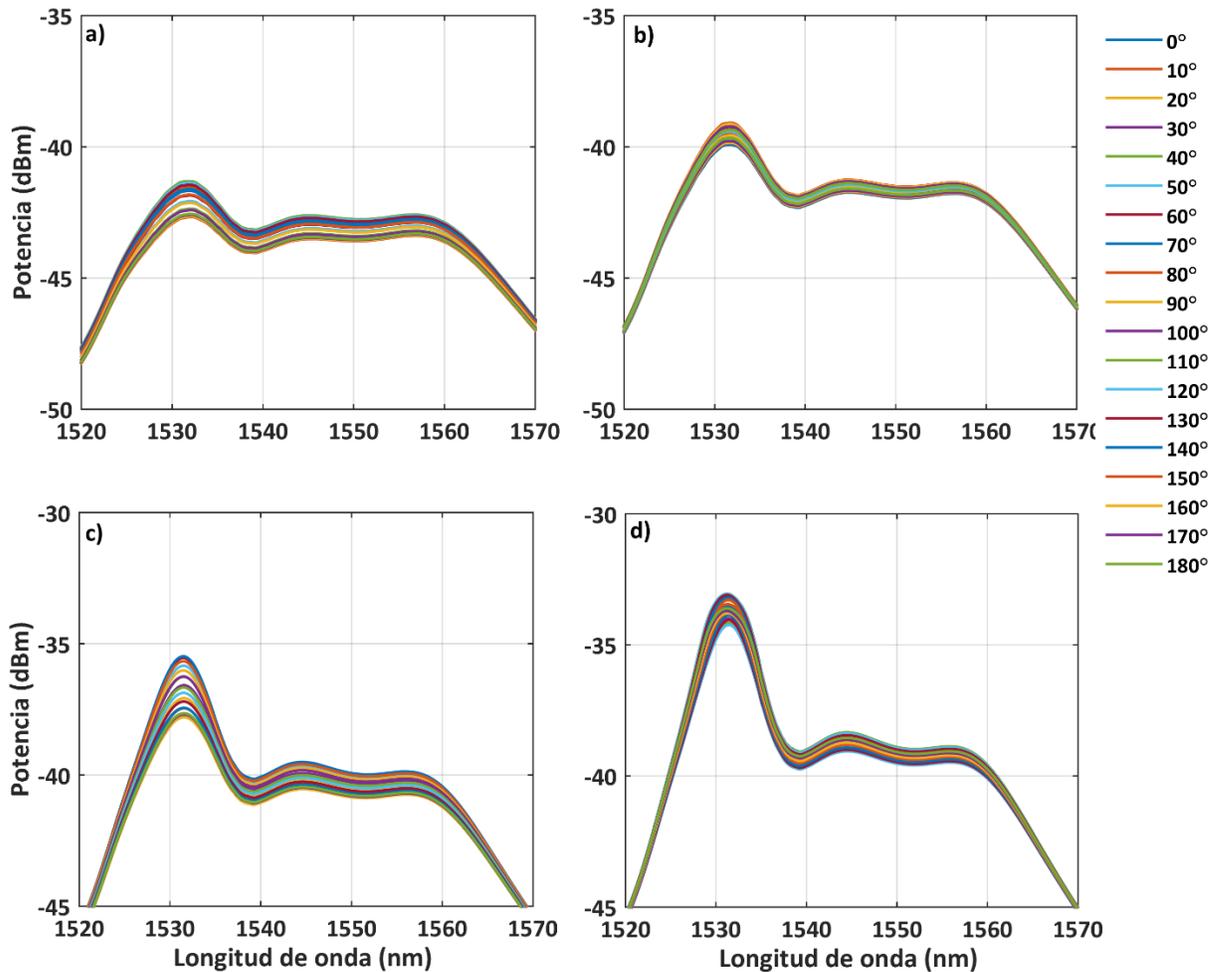


Figura 51. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 9.37 dBm, b) 10.03 dBm, c) 10.44 dBm y d) 10.81 dBm. SFS operando en copropagación utilizando una fibra Fibercore M12-980-125.

En la figura 51 se observa que, al aplicar una potencia de bombeo de 10.03 dBm [Fig. 51 b)] se tiene una menor variación espectral. Mientras que, para la SFS que opera en contrapropagación esto se presenta al aplicar una potencia de bombeo de 13.9 dBm [Fig. 52 c)]. Además, se observa que al evaluar la SFS a una potencia de bombeo 14.76 dBm el tercer pico del espectro muestra un incremento comparado con los otros dos.

Con base en los resultados mostrados en las Figs. 45-52 se puede establecer que las SFS de una sola etapa exhiben una dependencia espectral del SOP del bombeo para ambas configuraciones. Además, para ambas configuraciones se obtuvo que la dependencia espectral disminuye al incrementar la potencia de bombeo empleada para evaluar la SFS. Sin embargo, los resultados obtenidos al emplear potencias superiores a la potencia para la cual las muestras de EDF entran en régimen de ganancia saturada muestran nuevamente una dependencia espectral del SOP del bombeo.

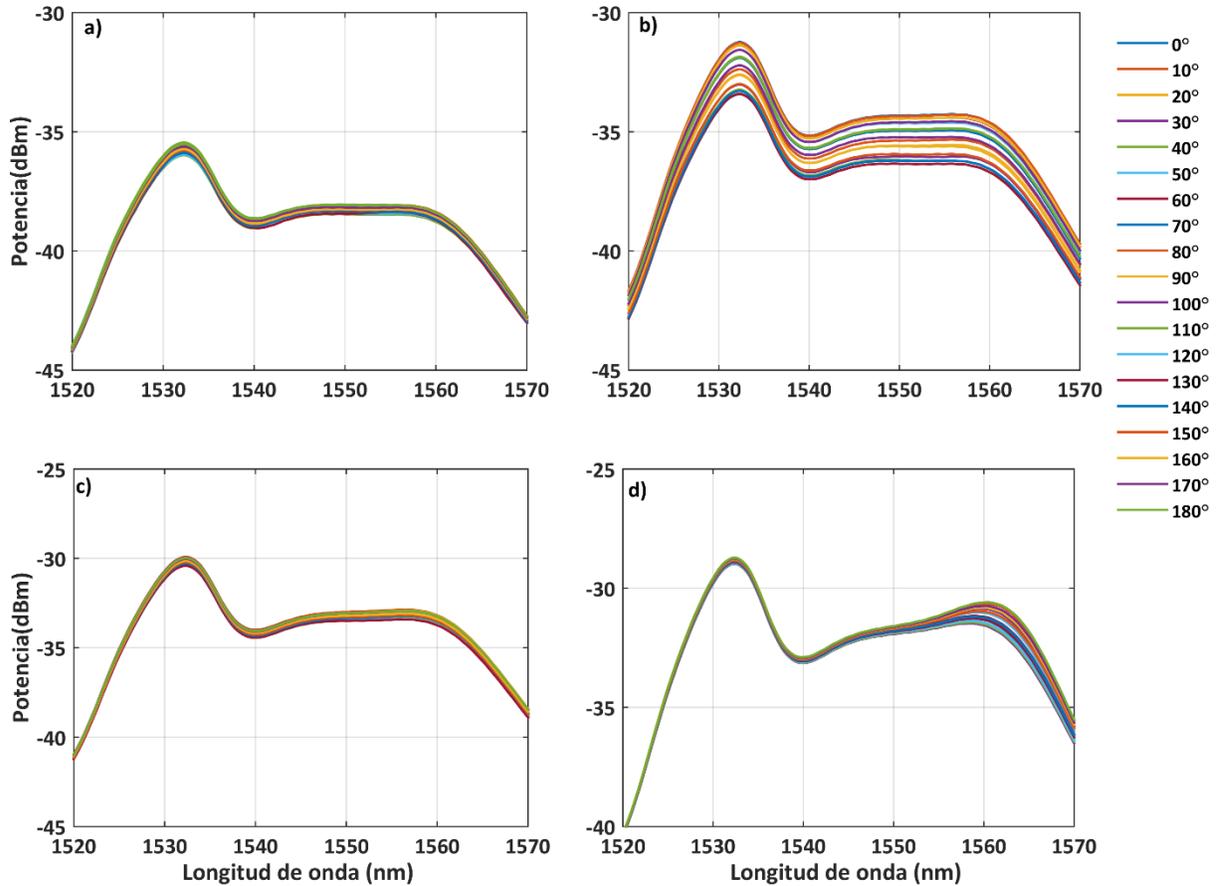


Figura 52. Espectros de emisión ASE de una SFS en función del SOP del bombeo al aplicar potencias de bombeo de a) 12.16 dBm, b) 13.12 dBm, c) 13.9 dBm y d) 14.76 dBm. SFS operando en contrapropagación utilizando una fibra Fibercore M12-980-125.

En la literatura se ha reportado que los efectos cooperativos que involucran a muchos átomos, modifican el proceso de emisión espontánea (Dicke, 1954; Malcuit, et al., 1987) dando lugar a dos posibilidades diferentes, la emisión espontánea cooperativa y la emisión espontánea amplificada (ASE). Las diferencias esenciales entre ellos son el régimen de emisión (pulsado o continuo) y su relación de

potencia con la onda excitante. La luz emitida por las SFS de las figuras 45 a 52 es continua. En la siguiente sección, consideramos la relación de potencia entre la emisión espontánea y la bomba excitante para una EDF que opera en copropagación y contrapropagación con el bombeo.

6.1.2. Potencia de emisión ASE

Para cada SOP del bombeo, calculamos la potencia total de los espectros de emisión ASE. Los resultados se muestran en las figuras 53-56 para las muestras de EDF Fibercore M5-980-125, Photonetics EDOS-103, Fibercore DF1500e y Fibercore M12-980-125, respectivamente. Los incisos a) de cada figura corresponden a la potencia de emisión de la SFS operando en copropagación con el bombeo óptico y el inciso b) a la potencia de emisión de la SFS operando en contrapropagación. Cada figura contiene cuatro curvas asociadas con las diferentes potencias de bombeo utilizadas para evaluar las SFS en ambas configuraciones. Cada punto de estas curvas representa la potencia total obtenida para los espectros de emisión asociados a cada estado de polarización lineal. Debido a que la potencia total se calcula como la sumatoria de la potencia obtenida para cada longitud de onda ($P_{TSOP} = \sum_{i=1}^N P_{SOP}(\lambda_i)$), el cálculo se hizo en unidades lineales y no en escala logarítmica.

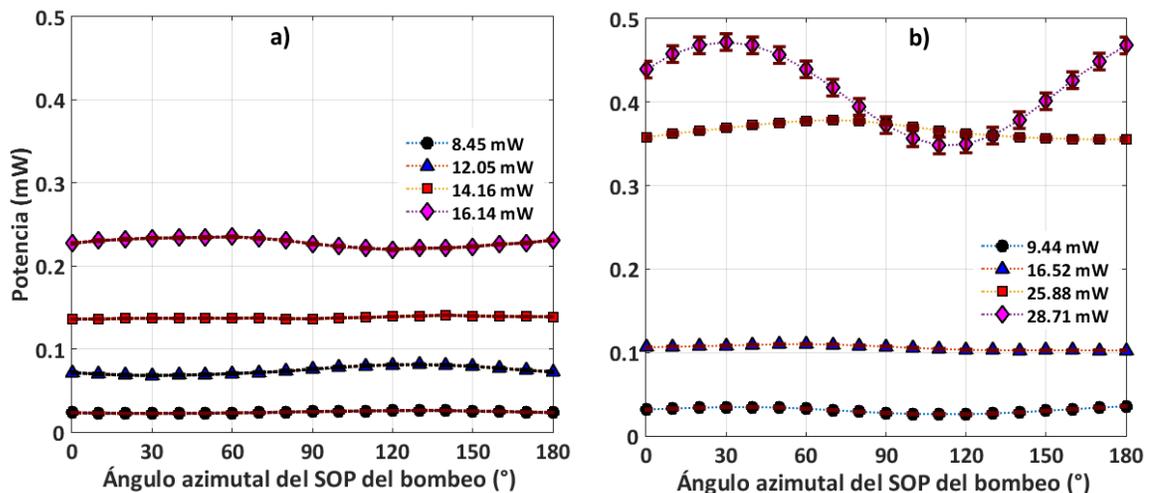


Figura 53. Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125. a) copropagación y b) contrapropagación.

En la Fig. 53 se presentan los resultados obtenidos correspondientes a la potencia de emisión de la SFS construida con la fibra Fibercore M5-980-125. Es evidente que existe una variación en la potencia emitida de la SFS para los diferentes SOP del bombeo. Los resultados mostrados en las Figs. 53 a) y b) presentan una mayor variación para las SFS evaluadas a potencias de bombeo de 16.14 mW y de 28.71 mW, respectivamente. En la tabla 1 se muestra la potencia de emisión promedio obtenida de las 19 mediciones realizadas para cada potencia de bombeo con la que se evaluó la SFS. La potencia de salida se reporta con el error estándar.

Tabla 1. Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore M5-980-125 (emisión ASE).

| SFS operando en copropagación | | | | SFS operando en contrapropagación | | | |
|-------------------------------|-----------------------------|---|-------------------------|-----------------------------------|------------------|---|-------------------------|
| P_{bombeo} (dBm) | P_{bombeo} (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-2}$ | Variación porcentual | Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-2}$ | Variación porcentual |
| 9.27 | 8.45 | 2.4 \pm 0.03 | 5 % | 9.75 | 9.44 | 3.08 \pm 0.07 | 10.4 % |
| 10.81 | 12.05 | 7.42 \pm 0.10 | 6.1 % | 12.18 | 16.52 | 10.58 \pm 0.06 | 2.6 % |
| 11.51 | 14.16 | 13.78 \pm 0.03 | 1 % | 14.13 | 25.88 | 36.58 \pm 0.19 | 2.3 % |
| 12.08 | 16.14 | 22.8 \pm 0.11 | 2.2 % | 14.58 | 28.71 | 41.69 \pm 1.03 | 10.8 % |

Con base en los resultados presentados en la tabla 1 se obtuvo que al aplicar a la SFS que opera en copropagación una potencia de bombeo de 14.16 mW, la variación porcentual es del 1%. Mientras que, para la configuración en contrapropagación la menor variación de potencia (2.3 %) se obtuvo al aplicar una potencia de bombeo de 25.88 mW.

Por otro lado, en la Fig. 54 se muestran los resultados de la potencia de emisión para la SFS construida con la muestra de fibra Photonetics EDOS-103. Al igual que los resultados mostrados en la Fig. 53 la potencia de emisión muestra una dependencia del SOP del bombeo. Se obtuvo que, la potencia de emisión de la SFS exhibe una mayor variación para la SFS operando en contrapropagación (Fig. 54 b)).

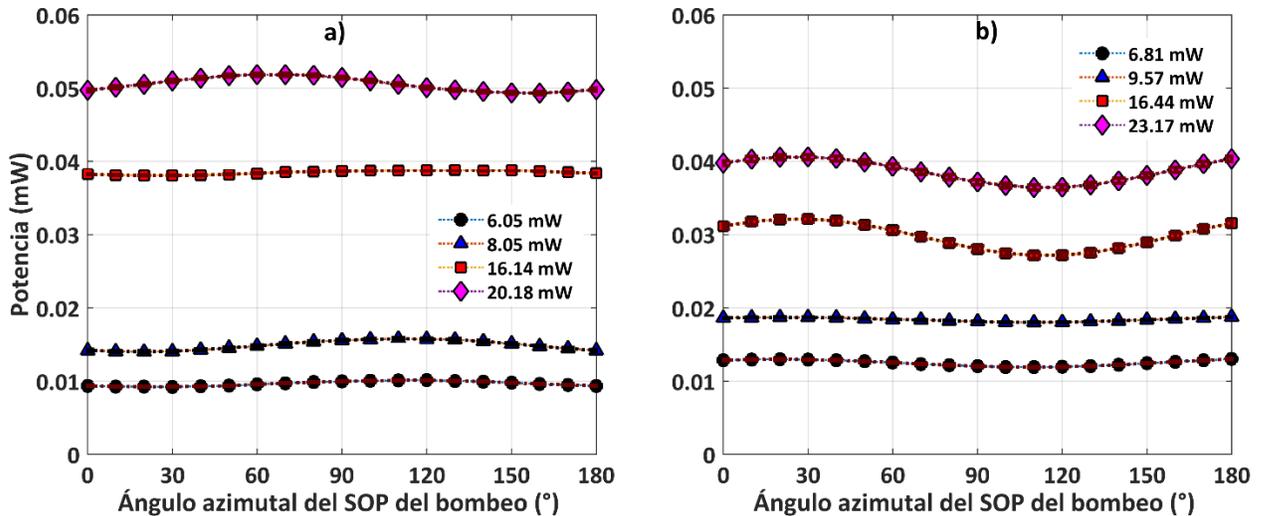


Figura 54. Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra photonetics EDOS-103.

En la Fig. 54 es evidente que la variación de la potencia de emisión en función del SOP del bombeo es mayor para las potencias de bombeo de 20.18 mW para la SFS que opera en copropagación (Fig. 54 a)) y de 23.17 dBm para la SFS operando en contrapropagación (Fig. 54 b)). En la tabla 2 se presentan la potencia de emisión promedio obtenida para la SFS operando bajo ambas configuraciones.

Tabla 2. Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Photonetics EDOS-103 (emisión ASE).

| SFS operando en copropagación | | | | SFS operando en contrapropagación | | | |
|-------------------------------|---------------|---|----------------------|-----------------------------------|---------------|---|----------------------|
| Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-3}$ | Variación porcentual | Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-3}$ | Variación porcentual |
| 7.82 | 6.05 | 9.65 \pm 0.07 | 3.3% | 8.33 | 6.81 | 12.49 \pm 0.09 | 3.2 % |
| 9.06 | 8.05 | 14.88 \pm 0.15 | 4.3% | 9.81 | 9.57 | 18.41 \pm 0.06 | 1.4 % |
| 12.08 | 16.14 | 38.5 \pm 0.06 | 0.7% | 12.16 | 16.44 | 29.81 \pm 0.42 | 6.1 % |
| 13.05 | 20.18 | 50.54 \pm 0.21 | 1.82% | 13.65 | 23.17 | 38.7 \pm 0.35 | 3.9 % |

Los resultados presentados en la tabla 2 indican que la menor variación porcentual de potencia (de 0.7%) para la SFS que opera en copropagación se obtuvo al aplicar una potencia de bombeo de 16.14 mW. Mientras que para la SFS operando en contrapropagación, se obtuvo una menor variación porcentual al aplicar una potencia de bombeo de 9.57 mW.

En la Fig. 55, se presentan los resultados obtenidos para la SFS construida con la fibra DF1500E. Al igual que para las SFS construidas con la fibra Fibercore M5-980-125 y Photonetics EDOS-103, la potencia de emisión de esta SFS presenta una dependencia del SOP del bombeo.

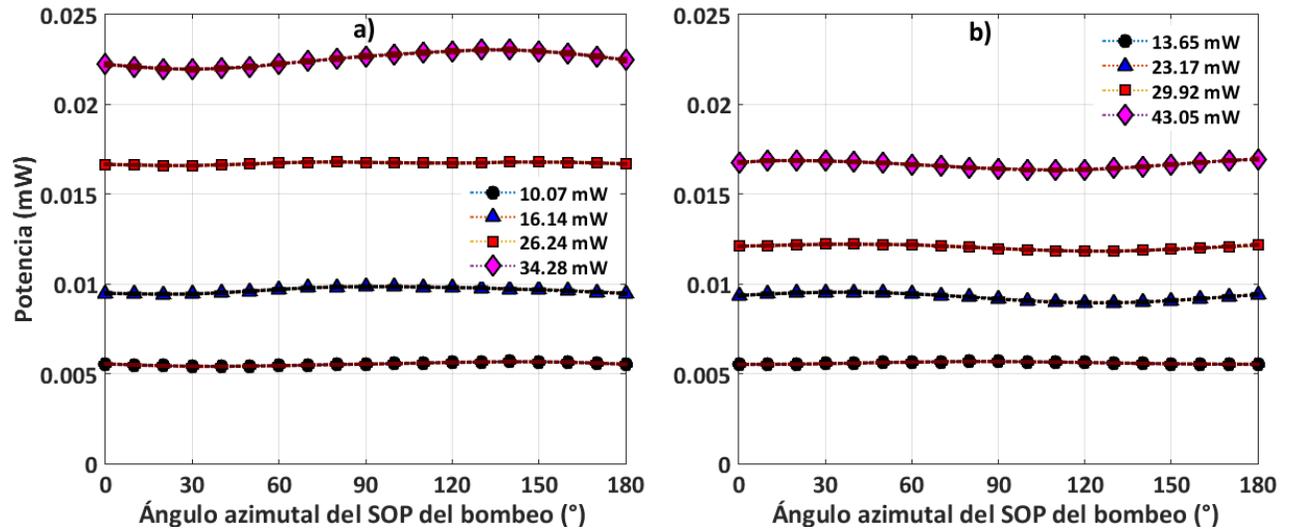


Figura 55 Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore DF1500E.

Los resultados mostrados en la Fig. 55, muestran que para la SFS operando en copropagación se observa una mayor variación en la potencia de emisión en función del SOP del bombeo al aplicar una potencia de bombeo de 34.28 mW [Fig. 55 a)]. Mientras que, para la SFS que opera en contrapropagación se observa una mayor variación para la potencia de bombeo de 43.05 mW [Fig. 55 b)]. En la tabla 3 se presenta la potencia de emisión promedio obtenida para la SFS operando bajo ambas configuraciones.

Tabla 3. Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore DF1500E (emisión ASE).

| SFS operando en copropagación | | | | SFS operando en contrapropagación | | | |
|-------------------------------|---------------|---|----------------------|-----------------------------------|---------------|---|----------------------|
| Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-3}$ | Variación porcentual | Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-3}$ | Variación porcentual |
| 10.03 | 10.07 | 5.54 \pm 0.02 | 1.62% | 11.35 | 13.65 | 5.6 \pm 0.01 | 1 % |
| 12.08 | 16.14 | 9.65 \pm 0.04 | 1.65% | 13.65 | 23.17 | 9.26 \pm 0.05 | 2.26 % |
| 14.19 | 26.24 | 16.72 \pm 0.02 | 0.41% | 14.76 | 29.92 | 12.05 \pm 0.03 | 1.1 % |
| 15.35 | 34.28 | 22.52 \pm 0.09 | 1.73% | 16.34 | 43.05 | 16.65 \pm 0.05 | 1.2 % |

La variación porcentual obtenida para esta SFS es menor al 2.26 %. Para las tres SFS, la emisión ASE que se contrapropaga con el bombeo óptico presentó una variación de potencia más sustancial inducida por el SOP, comparada con la medida para la SFS que opera en copropagación.

Finalmente, en la Fig. 56 se muestran los resultados obtenidos para la SFS construida con la fibra Fibercore M12-980-125. Considerando que para esta SFS, en ambas configuraciones los espectros ASE (Figs. 51-52) mostraron una mayor variación espectral en comparación con las SFS construidas con las otras EDF, se espera que presente una mayor variación en la potencia de emisión.

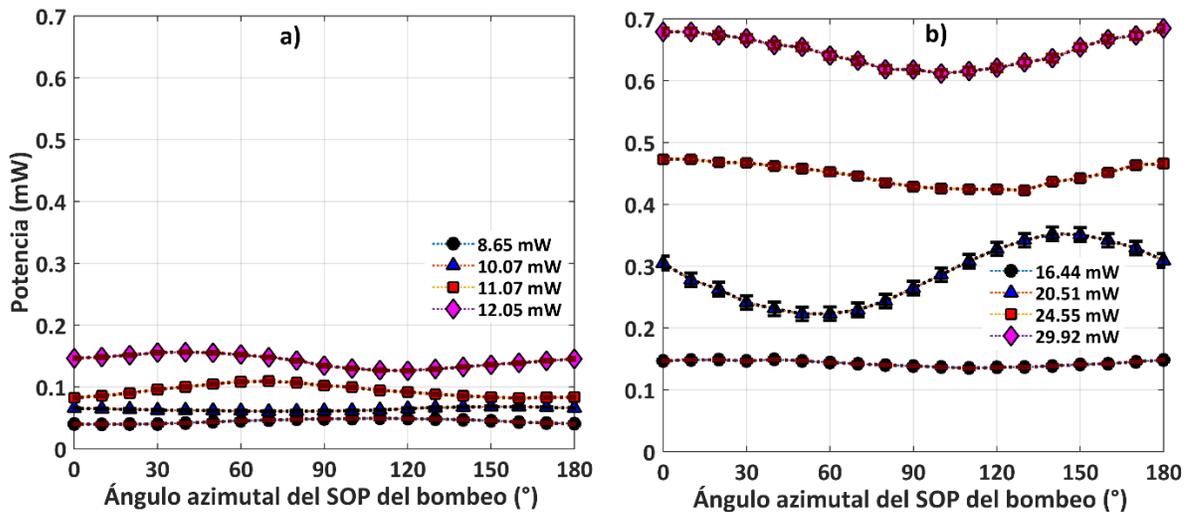


Figura 56. Variación de la potencia de salida en función del SOP del bombeo óptico de una SFS de fibra Fibercore M12-980-125.

En las Figs. 56 a) y 56 b) es evidente la variación de la potencia de emisión de la SFS en función del ángulo azimutal del SOP del bombeo. Estas variaciones son incluso más evidentes que en las observadas para las otras SFS (Figs. 53-55). En la tabla 4 se muestra la potencia promedio de las 19 mediciones realizadas para cada una de las potencias de bombeo.

Tabla 4. Potencia promedio de salida de la SFS de fibra Fibercore M12-980-125 (emisión ASE).

| SFS operando en copropagación | | | | SFS operando en contrapropagación | | | |
|-------------------------------|---------------|---|----------------------|-----------------------------------|---------------|---|----------------------|
| Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-2}$ | Variación porcentual | Potencia (dBm) | Potencia (mW) | Potencia de salida promedio (mW) $\times 10^{-2}$ | Variación porcentual |
| 9.37 | 8.65 | 4.5 \pm 0.1 | 7.82% | 12.16 | 16.44 | 14.3 \pm 0.1 | 3.36% |
| 10.03 | 10.07 | 6.4 \pm 0.1 | 4.11% | 13.12 | 20.51 | 28.7 \pm 1.1 | 16.2% |
| 10.44 | 11.07 | 9.4 \pm 0.2 | 10.27% | 13.9 | 24.55 | 44.8 \pm 0.4 | 4.02% |
| 10.81 | 12.05 | 14.2 \pm 0.2 | 7.12% | 14.76 | 29.92 | 64.8 \pm 0.6 | 3.84% |

Los resultados mostrados en la tabla 4, indican que la menor variación porcentual se obtuvo al aplicar potencias de bombeo de 10.07 mW y 12.16 mW, para las configuraciones en copropagación y en contrapropagación, respectivamente.

La diferencia observada entre las potencias de emisión viajando en copropagación y en contrapropagación del bombeo óptico, provienen del hecho de que la emisión en contrapropagación se beneficia de viajar sobre la fibra con una mayor inversión en comparación con la ASE en copropagación (Becker, et al., 1999). En la Fig. 57 se muestran los resultados de la potencia promedio de los espectros de emisión ASE medidos para las diferentes SFS al aplicar diferentes potencias de bombeo.

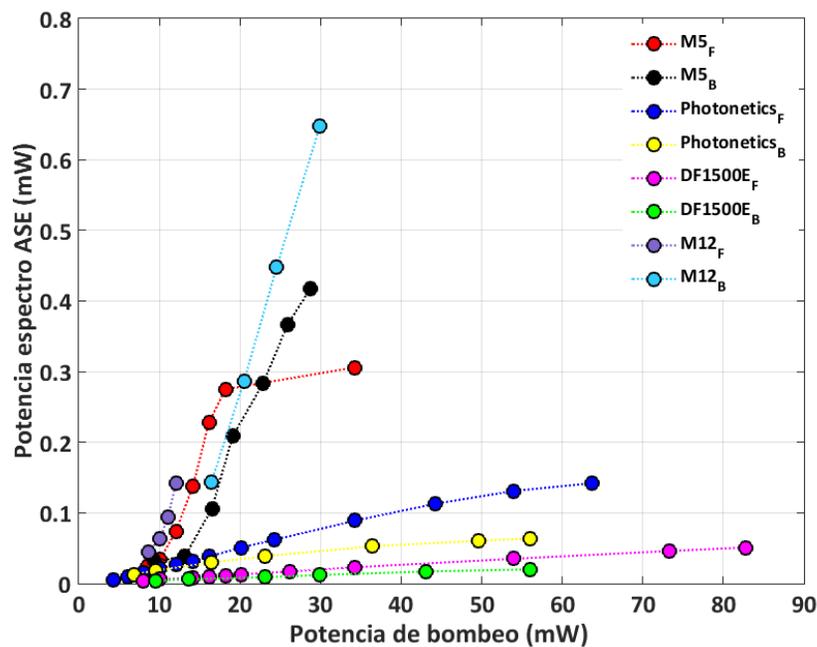


Figura 57. Potencia de salida promedio de los espectros ASE de diferentes SFS al aplicar diferentes potencias de bombeo.

Con base, en los resultados mostrados en la Fig. 57 y en las tablas 1-4, es evidente que la potencia de emisión de la SFS no conduce a un cambio cuadrático, ni es pulsada. Por lo tanto, la emisión espontánea es la emisión de ASE. Teniendo en cuenta este hecho, los resultados de las Figs. 45-52 deben provenir del comportamiento de emisión espontánea amplificada (ESA).

Bajo la hipótesis de que las EDF se pueden modelar considerando un sistema láser de tres niveles que comprende los estados $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$ se planteó que, debido a la absorción no lineal, la emisión

ASE se vuelve menos sensible al estado de polarización del bombeo. A medida que aumenta la potencia de bombeo, el nivel de bombeo del sistema láser alcanza una condición de absorción saturada. Cuando la potencia de bombeo crece más allá de dicha saturación, la energía migra a niveles de energía más altos a través de ESA (Excited State Absorption; absorción desde el estado excitado) y procesos de conversión hacia arriba (conversión ascendente). En este caso, la emisión ASE vuelve a ser sensible al SOP del bombeo.

6.1.3. Verificación de la presencia de ESA

Basándonos en el hecho de que en presencia de ESA y conversión hacia arriba, el sistema emite a longitudes de onda más cortas que la longitud de onda de bombeo (en este caso 980 nm), para verificar la presencia de emisión ASE a partir de niveles de energía más altos al del bombeo, se midió la luz emitida de 600 nm a 1000 nm (incrementos de 0.2 nm) para la configuración en propagación. Cabe mencionar que el análisis sólo se realizó para el SFS operando en copropagación porque, para la configuración en contrapropagación que permite controlar el SOP de bombeo, se observa la emisión ASE ~1550 nm. En las Figs. 58-60 se presentan las mediciones que se realizaron para las mismas potencias mostradas en las Figs. 45, 47 y 49, respectivamente.

Los espectros mostrados en la Fig. 58 exhiben claramente la presencia de picos de emisión a longitudes de onda menores a la de bombeo (~980 nm). En particular se observa un pico de emisión bien definido a ~660 nm correspondiente a una transición del nivel ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Además de un segundo pico a 770 nm el cual también coincide con el proceso de emisión producido por la ESA. Para que se presentaran estas emisiones debieron ocurrir transiciones del estado de bombeo a niveles superiores ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ (conversión ascendente) a partir de los cuales ocurren decaimientos radiantes y no radiantes. Debido al desdoblamiento de los niveles de energía inducido por efecto Stark, las transiciones debidas a ESA y conversión ascendente también tienen bandas de emisión amplias. De manera similar, se evaluaron los espectros ASE para las SFS construidas con fibra Photonetics EDOS-103 (Fig. 59) y con la fibra Fibercore DF1500E (60). Los resultados son similares a los mostrados en la Fig. 58.

En las Figs. 58 y 59 se puede observar que existe una separación entre los espectros obtenidos para los diferentes SOP del bombeo [58 a)-b) y 59 a)-b)], y que ésta disminuye al incrementar la potencia de bombeo [58 c)-d) y 59 c)-d)]. Esta disminución de la variación espectral es muy evidente en la región espectral de 700-900. En la Fig. 60 se muestran los espectros obtenidos para la fibra Fibercore DF1500E.

En este caso la variación espectral no es tan evidente como en las otras dos SFS. Sin embargo, se alcanza a ver esta variación en la región de 600-700 nm.

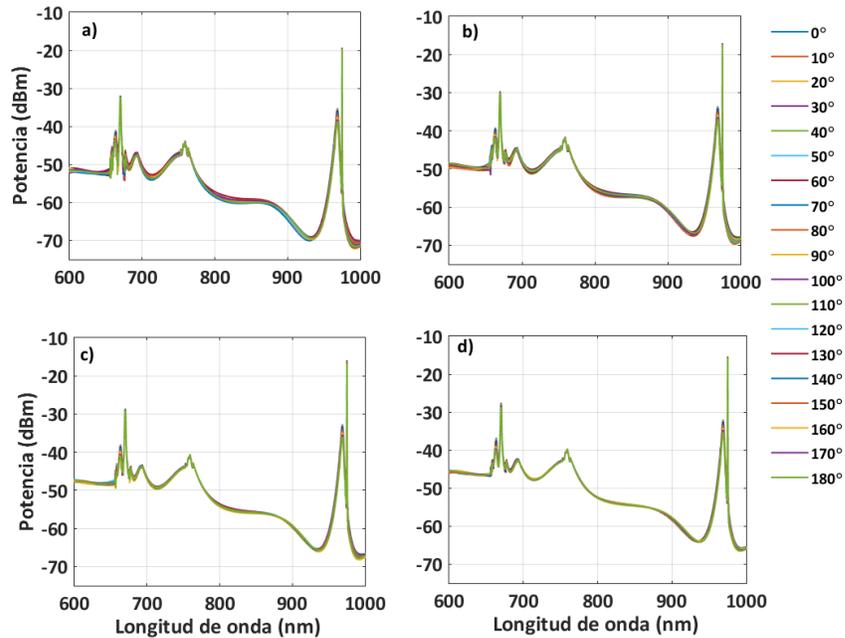


Figura 58. Espectros de emisión de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando potencias de bombeo; a) 9.27 dBm, b) 10.81 dBm, c) 11.51 dBm y d) 12.08 dBm.

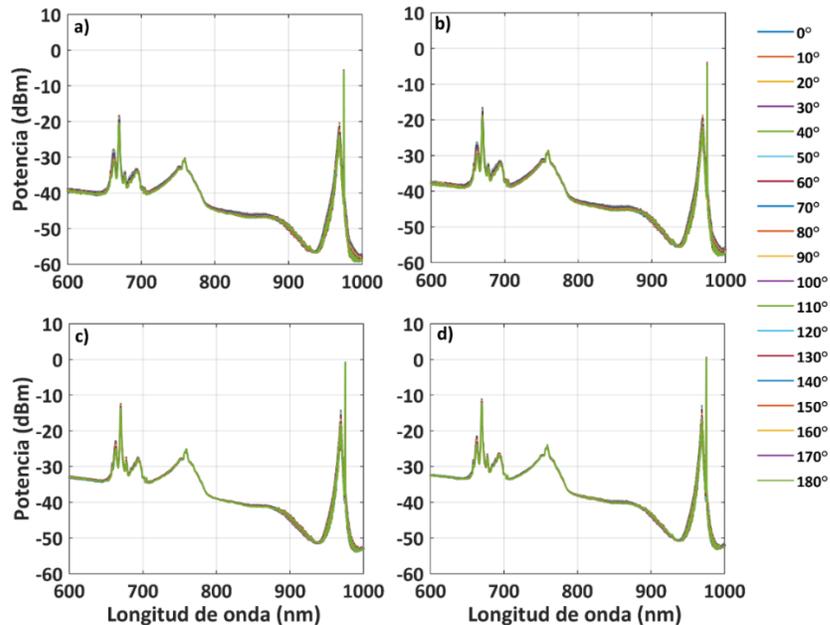


Figura 59. Espectros de emisión en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando diferentes potencias de bombeo: a) 7.82 dBm, b) 9.06 dBm, c) 12.08 y d) 13.05 dBm para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103.

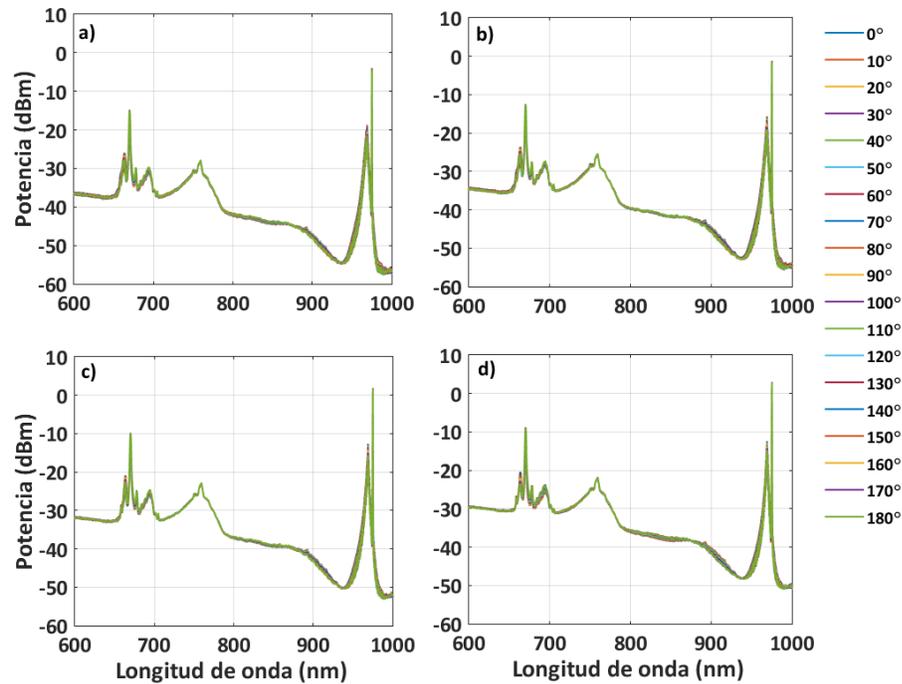


Figura 60. Espectros de emisión en el rango espectral de 600 a 1000 nm, variando el ángulo azimutal del SOP de bombeo y aplicando potencias de bombeo; a) 10.03 dBm, b) 12.08 dBm, c) 14.19 dBm y d) 15.35 dBm para una SFS de fibra Fibercore DF1500E.

Con base en los resultados observados en las Figs. 58-60 se comprobó la presencia de ESA en los espectros de las SFS. Además, para las tres SFS se puede notar que la potencia del pico centrado a 660 nm se incrementa cuando aumenta la potencia de bombeo y que presenta una dependencia espectral del SOP del bombeo.

6.1.4 Análisis de estabilidad de las SFS de una sola etapa

El objetivo principal de este trabajo es analizar la influencia del SOP de bombeo en la estabilidad de SFS. Al igual que en la literatura, se utilizó como criterio de evaluación la longitud de onda media (Ec. 39) para ambas configuraciones de SFS. Dado que los espectros de emisión ASE presentan dos picos principales a ~ 1530 y ~ 1550 nm, se consideró la relevancia de analizar la estabilidad en distintas regiones espectrales descartando alguno de los picos (o parte de ambos). Bajo la consideración antes mencionada,

se seleccionaron cuatro bandas espectrales: banda C_{tot} (1520-1570 nm), banda C (1530 - 1560 nm), banda C^+ (1520-1540 nm) y banda C^- (1540-1560 nm) (ver Fig. 61).

En las Figs.62 y 63, se muestra la dependencia de la longitud de onda media en función del SOP de bombeo para la SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando bajo las configuraciones de copropagación y contrapropagación, respectivamente. Cada punto representa la longitud de onda media obtenida para cada uno de los 19 SOP del bombeo (para cada potencia de bombeo).

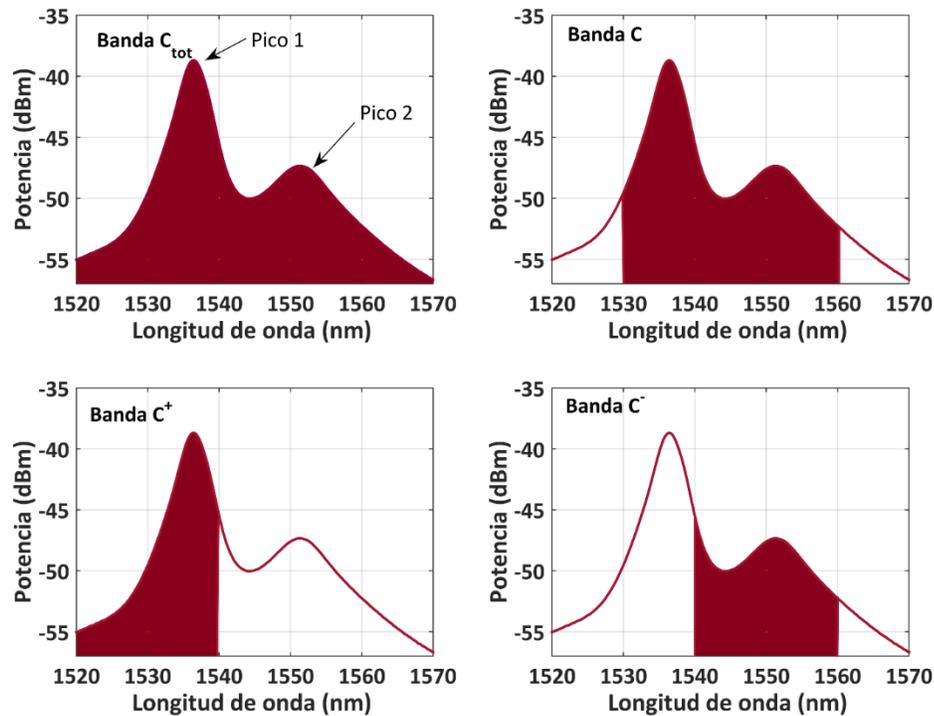


Figura 61. Asignación de bandas para el análisis de la estabilidad de una SFS de un solo paso. a) Banda C_{tot} (1520-1570 nm), b) banda C (1530-1560 nm), c) banda C^+ (1520-1540) y d) banda C^- (1540-1560).

Con base en los resultados mostrados en la Fig. 62 se puede ver que la longitud de onda media varía de distinta forma dependiendo de la región donde ésta se evalúa. Si consideramos las bandas C_{tot} (1520-1570 nm) y C (1530-1560 nm) tenemos que la longitud de onda media se encuentra entre 1535 y 1540 nm. Además, se puede ver que al incrementarse la potencia de bombeo, la longitud de onda media disminuye. Por otro lado, se observa una variación en la longitud de onda media en función del SOP del bombeo. En este caso, estas variaciones son más evidentes para las bandas C_{tot} y C.

Por otro lado, obtuvimos que discriminando uno los picos (bandas C^+ y C^-), el espectro la longitud de onda media muestra apenas una ligera variación al modificar la potencia de bombeo. En particular en la banda C^+ , no se distinguen las mediciones para las diferentes potencias de bombeo. La longitud de onda media tiene un valor de ~ 1531.6 nm. Mientras que, en la banda C^- todos los valores rondan el valor de 1549 nm. En la tabla 5 se presentan los valores calculados para la longitud de onda media promedio de las 19 mediciones que se realizan para cada una de las potencias de bombeo. Los resultados se reportan con el error estándar.

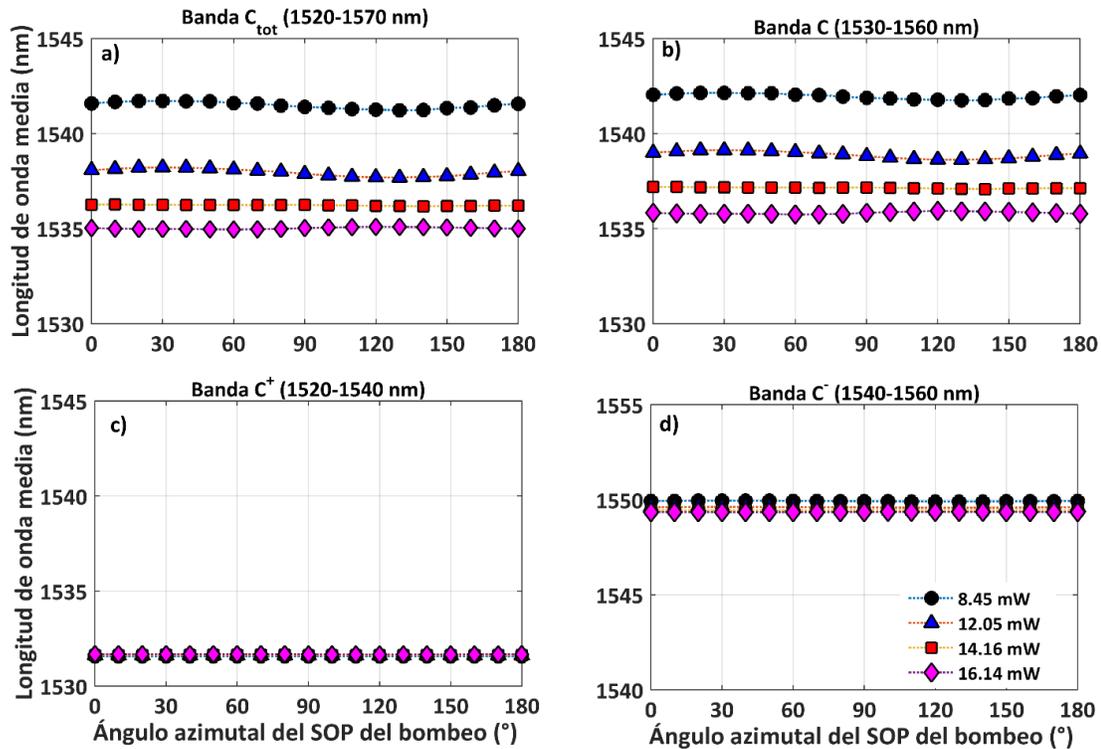


Figura 62. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando en copropagación.

Tabla 5. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF Fibercore M5-980-125 operando en copropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- .

| P_{bom} (dBm) | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|--------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|------|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.27 | 1541.491±0.04 | 113 | 1541.957±0.032 | 90 | 1531.564±0.000 | 1 | 1549.928±0.004 | 10 |
| 10.81 | 1537.962±0.044 | 123 | 1538.886±0.042 | 118 | 1531.608±0.000 | 1 | 1549.602±0.004 | 10 |
| 11.51 | 1536.229±0.007 | 19 | 1537.145±0.007 | 21 | 1531.636±0.000 | 0.76 | 1549.448±0.000 | 1 |
| 12.08 | 1535.022±0.011 | 30 | 1535.826±0.014 | 38 | 1531.667±0.001 | 4 | 1549.351±0.001 | 3 |

Con base, en los resultados mostrados en la tabla 5 se puede concluir, tomando como parámetro de estabilidad la variación en partes por millón de la longitud de onda media, que la SFS es más estable en las bandas C^+ y C^- . En general para todas las bandas espectrales se obtuvo que la SFS muestra una mejor estabilidad al aplicar una potencia de bombeo de 11.51 dBm.

En la Fig. 63 se muestran los resultados obtenidos del cálculo de la longitud de onda media para la SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando en contrapropagación. Se puede observar que los resultados obtenidos tienen una tendencia similar a la mostrada en la Fig. 63 para la SFS en copropagación.

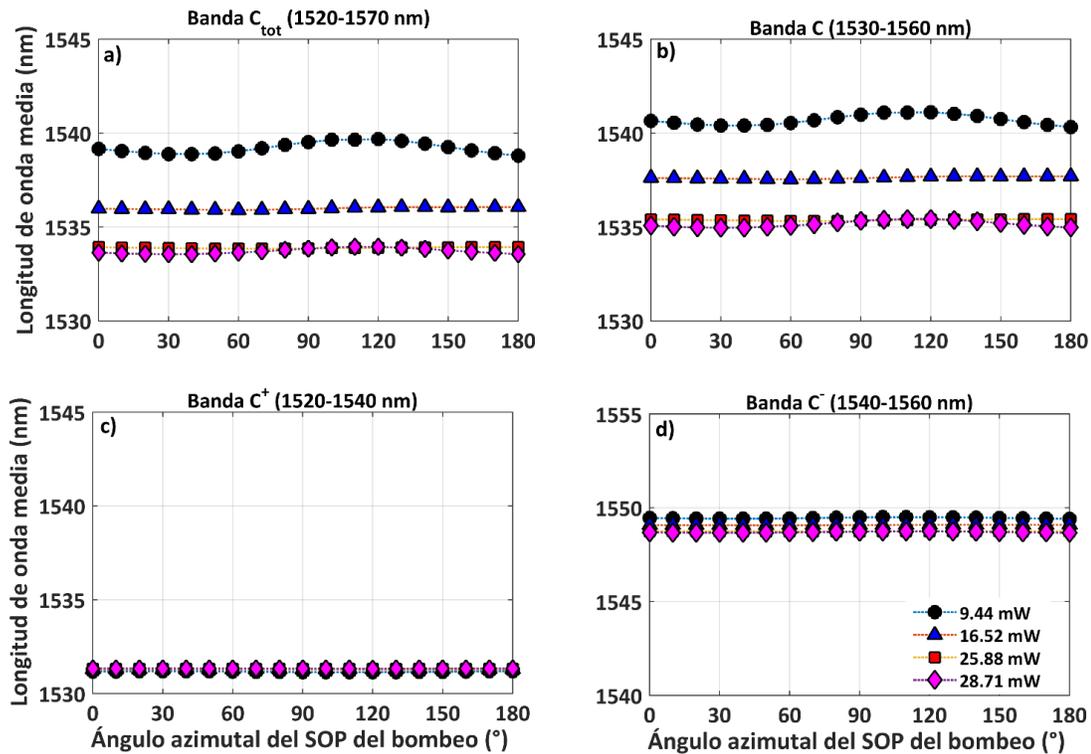


Figura 63. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 operando en contrapropagación.

Al igual que para la SFS operando en copropagación, se observa una clara dependencia de la longitud de onda media con respecto al SOP del bombeo, en especial en las bandas C_{tot} y C. Además, resulta evidente que la longitud de onda media disminuye cuando la potencia se incrementa; aunque para las potencias de 25.88 y 28.71 mW la longitud de onda media tiene un valor aproximado de 1535 nm.

En la tabla 6 se muestra la longitud de onda promedio y la estabilidad en ppm para las 4 potencias de bombeo para las que se caracterizó la SFS.

Tabla 6. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF Fibercore M5-980-125 operando en contrapropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C, C^+ y C^- .

| P_{bom} (dBm) | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|--------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.75 | 1539.211±0.069 | 194 | 1540.697±0.062 | 175 | 1531.162±0.004 | 12 | 1549.452±0.007 | 20 |
| 12.18 | 1535.991±0.014 | 39 | 1537.626±0.014 | 39 | 1531.283±0.000 | 1 | 1549.08±0.002 | 5 |
| 14.13 | 1533.891±0.007 | 20 | 1535.375±0.008 | 23 | 1531.321±0.000 | 1 | 1548.745±0.002 | 3 |
| 14.58 | 1533.717±0.033 | 93 | 1535.16±0.039 | 110 | 1531.333±0.001 | 3 | 1548.699±0.006 | 17 |

Con base en los resultados mostrados en la tabla 6 se concluye que la SFS es más estable al discriminar uno de los picos (banda C^+ y C^-). En general, se obtuvo que, para las 4 bandas analizadas, la SFS resultó más estable al aplicar una potencia de bombeo de 14.13 dBm. En particular para la banda C^+ se obtuvieron dos resultados para los cuales la variación de la longitud de onda fue de 1 ppm, lo cual es un excelente resultado para aplicaciones como los giroscopios inerciales.

En las Figs. 64 y 65 se presentan los resultados de la longitud de onda media para SFS operando en copropagación y en contrapropagación. Se puede observar que para ambas configuraciones la longitud de onda media presenta una menor variación en función de la potencia de bombeo, al comparar con los cambios observados para la SFS de fibra Fibercore M5-980-125. Además, se puede observar que para la banda C^- la longitud de onda media para cada una de las potencias es menor en comparación con las de las otras tres bandas. Aunque ambas configuraciones exhiben una dependencia de la longitud de onda media respecto al ángulo azimutal del SOP de bombeo.

En la tabla 7 se puede observar que los mejores resultados para la SFS de fibra Photonetics EDOS-103 se obtienen al aplicar una potencia de bombeo de 12.08 dBm y considerando las cuatro bandas analizadas, nuevamente se obtuvo que discriminando uno de los picos se puede obtener una variación cercana al valor meta de 1 ppm (Wysocki, et al., 1994).

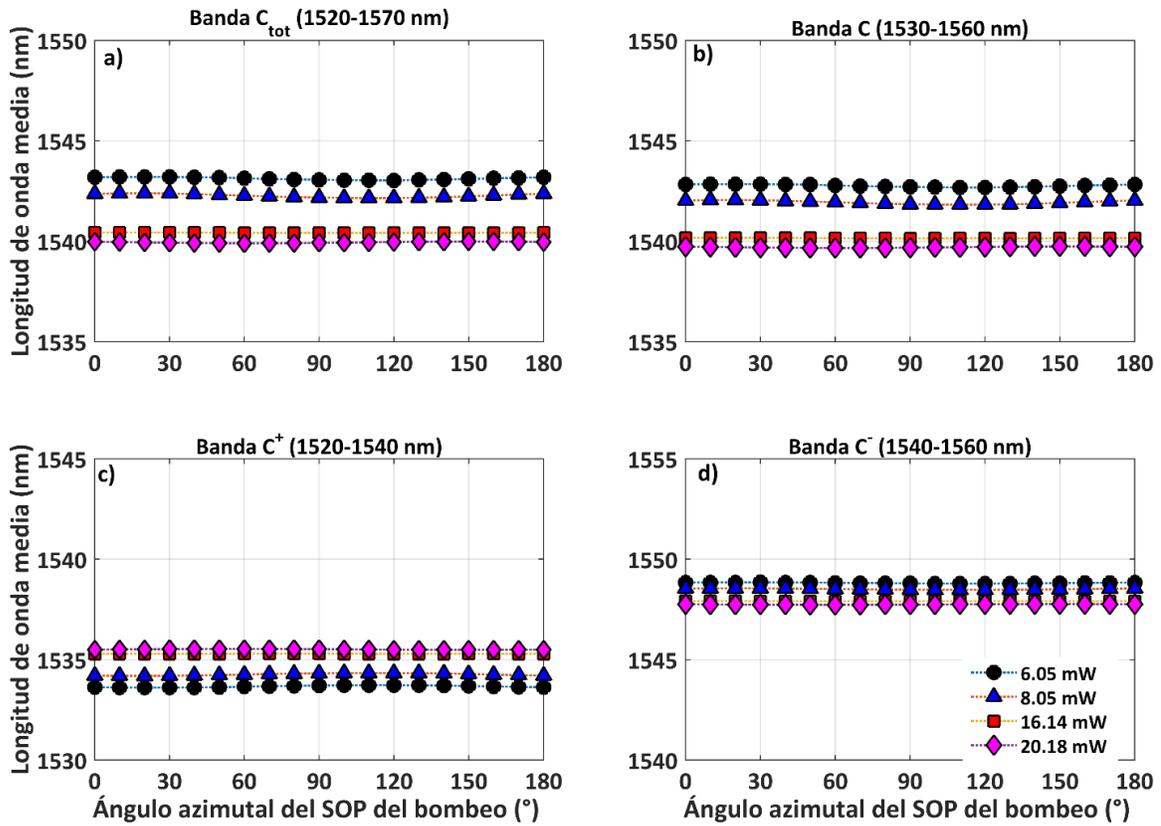


Figura 64. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 operando en copropagación.

Tabla 7. Valores medios de longitud de onda para SFS construidas con EDF Photonetics EDOS-103, operando en copropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C , C^+ y C^- .

| $Pot_{bom}^{\text{ (dBm)}}$ | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|-----------------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 7.82 | 1543.129±0.015 | 41 | 1542.772±0.014 | 40 | 1533.668±0.01 | 28 | 1548.819±0.005 | 13 |
| 9.06 | 1542.272±0.02 | 57 | 1541.942±0.02 | 55 | 1534.264±0.012 | 35 | 1548.513±0.007 | 18 |
| 12.08 | 1540.43±0.002 | 6 | 1540.162±0.002 | 6 | 1535.29±0.000 | 1 | 1547.912±0.000 | 1 |
| 13.05 | 1539.95±0.007 | 20 | 1539.71±0.007 | 18 | 1535.512±0.004 | 10 | 1547.747±0.003 | 7 |

En la Fig. 65 y en la tabla 8 se presentan los resultados obtenidos para la SFS de fibra Photonetics EDOS-103 operando en contrapropagación, los resultados presentan una tendencia similar a los observados en la Fig.64.

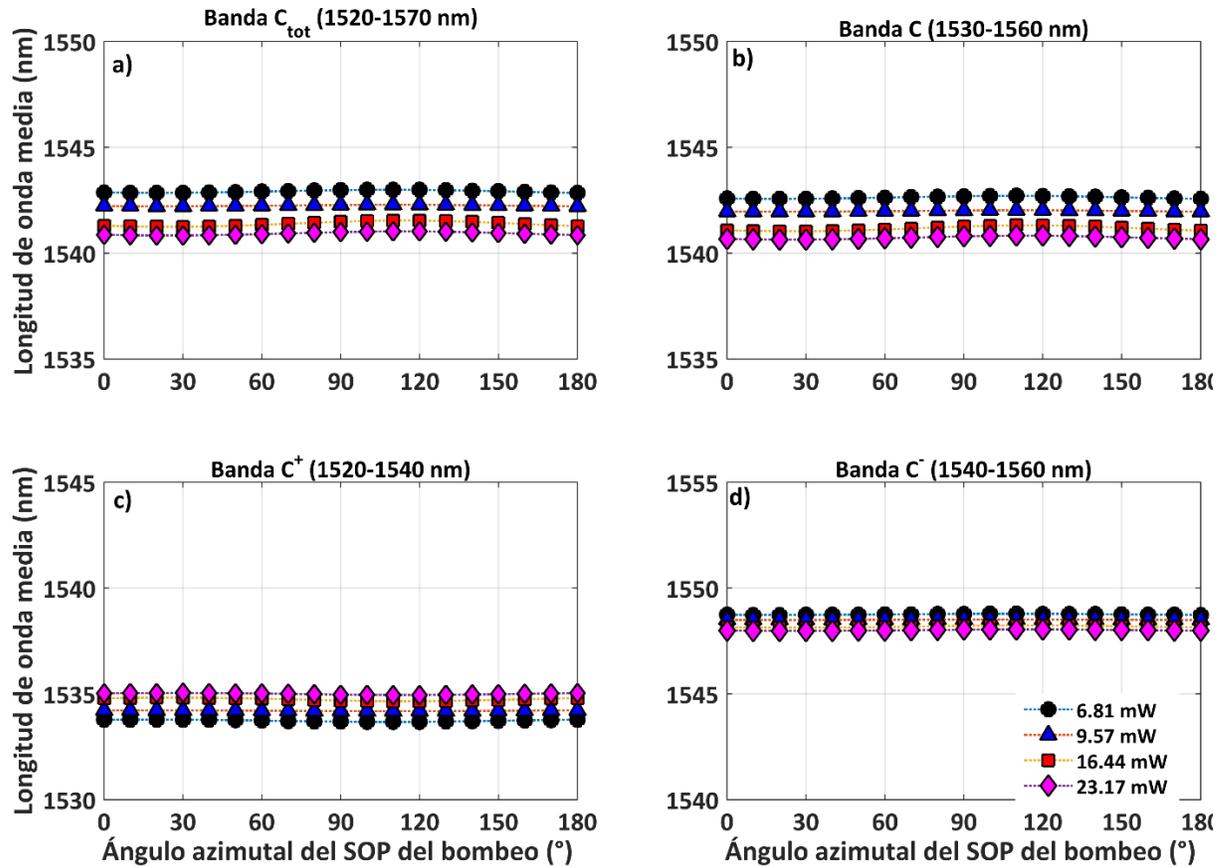


Figura 65. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 operando en contrapropagación.

Tabla 8. Valores medios de longitud de onda para SFS construidas con EDF Photonetics EDOS-103 operando en contrapropagación, calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C, C^+ y C^- .

| Pot_{bom} (dBm) | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|----------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 8.33 | 1542.915±0.012 | 35 | 1542.631±0.012 | 34 | 1533.732±0.009 | 26 | 1548.755±0.05 | 12 |
| 9.81 | 1542.247±0.006 | 16 | 1541.99±0.006 | 16 | 1534.203±0.004 | 10 | 1548.499±0.002 | 5 |
| 12.16 | 1541.385±0.025 | 70 | 1541.164±0.024 | 67 | 1534.742±0.014 | 40 | 1548.176±0.009 | 25 |
| 13.65 | 1540.926±0.016 | 45 | 1540.727±0.015 | 43 | 1534.998±0.009 | 24 | 1548.005±0.006 | 16 |

Con base en los resultados mostrados en la tabla 8, se puede concluir que la SFS tiene una mejor estabilidad al aplicar una potencia de bombeo de 9.81 dBm y al discriminar el pico de 1520-1540 nm (banda C). Comparando la estabilidad en ppm de la longitud de onda media las SFS de fibra Fibercore M5-980-

125 y la SFS Photonetics EDOS-103, se tiene que la ésta última es más estable en general. Sin embargo, la SFS presenta un mejor resultado al discriminar alguno de los picos del espectro.

En las Figs. 66 y 67 se muestran los resultados para la SFS de fibra Fibercore DF1500E. Los resultados son similares a los obtenidos para la SFS de fibra Photonetics EDOS-103. Se observa una menor variación de la longitud de onda media respecto al SOP del bombeo comparándola con las otras SFS.

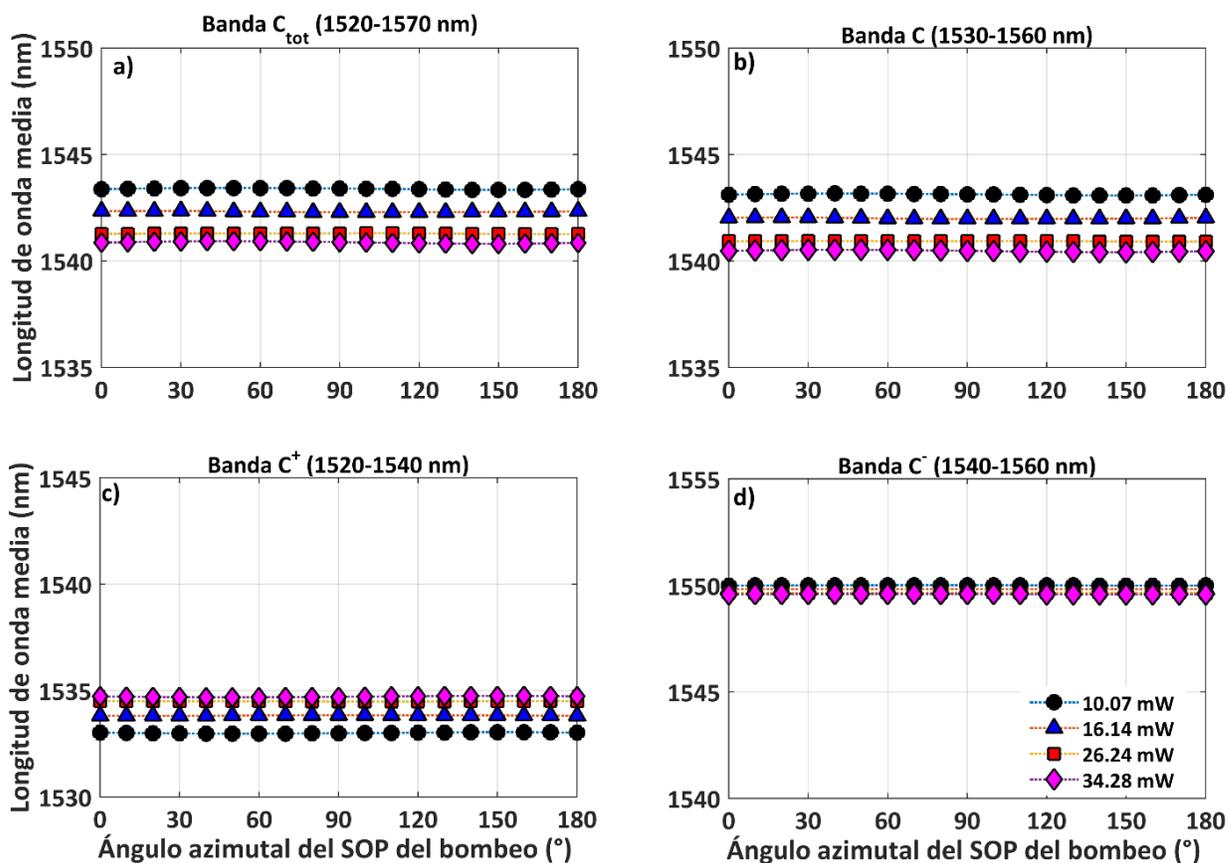


Figura 66. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore DF1500E operando en copropagación.

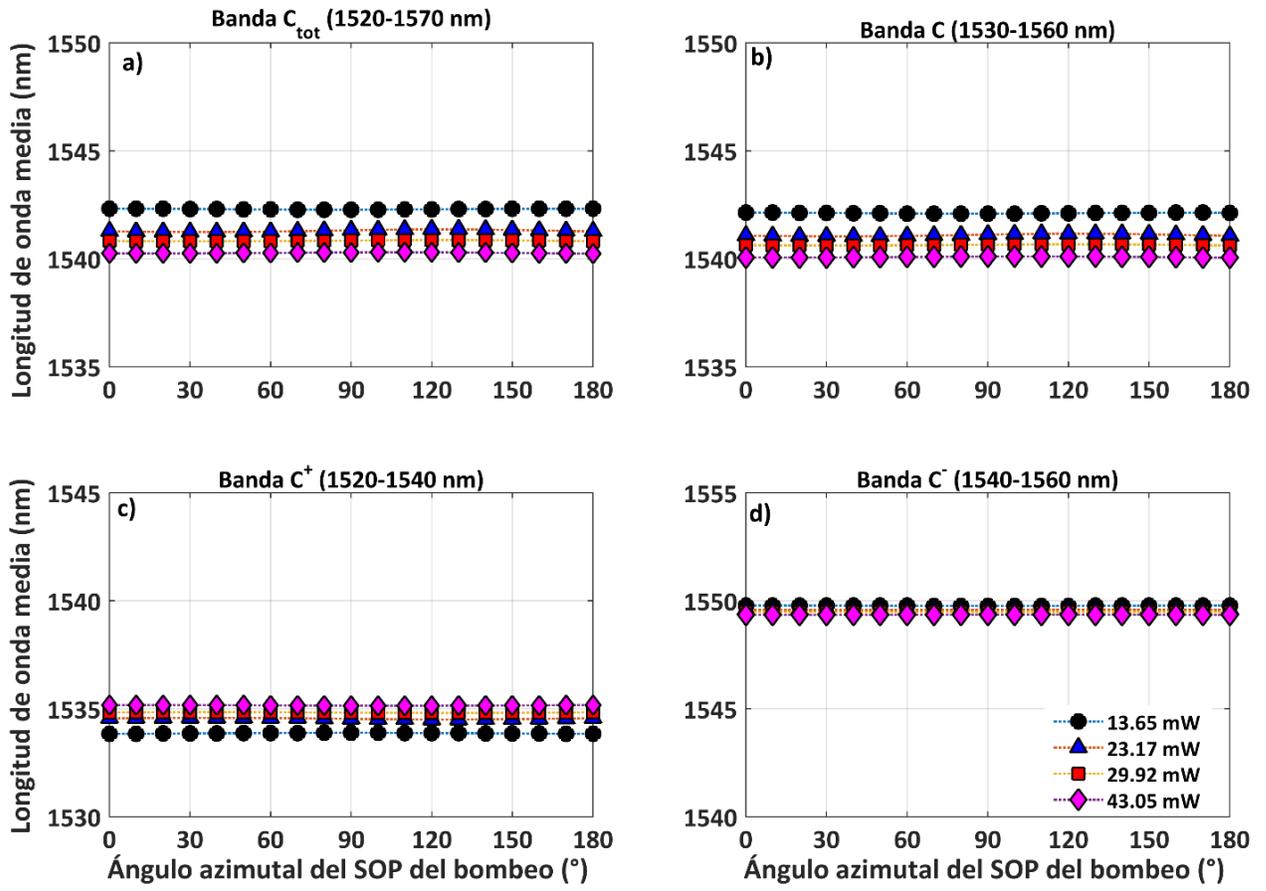


Figura 67. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra fibercore DF1500E operando en contrapropagación.

En las tablas 9 y 10 se presentan los resultados de la longitud de onda media promedio y su variación en ppm para las configuraciones en copropagación y contrapropagación, respectivamente.

Tabla 9. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE DF1500E operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C, C^+ y C^- .

| Pot_{bom} (dBm) | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|----------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 10.03 | 1543.388±0.007 | 20 | 1543.124±0.007 | 20 | 1533.008±0.006 | 16 | 1550±0.001 | 3 |
| 12.08 | 1542.315±0.005 | 13 | 1542.003±0.006 | 17 | 1533.827±0.003 | 7 | 1549.824±0.000 | ~0 |
| 14.19 | 1541.286±0.003 | 8 | 1540.928±0.002 | 6 | 1534.497±0.002 | 5 | 1549.655±0.001 | 2 |
| 15.35 | 1540.871±0.01 | 28 | 1540.47±0.009 | 26 | 1534.717±0.006 | 15 | 1549.587±0.002 | 4 |

Con base en los resultados mostrados en las tablas 9 y 10, se tiene que en general ésta SFS tiene una mayor estabilidad comparada con las otras SFS. En el caso de la SFS operando en copropagación se

obtuvo una menor variación de la longitud de onda media en ppm al aplicar una potencia de bombeo de 14.19 dBm. En particular en la banda C⁻ se obtuvo una variación menor de 0.0001 en $\bar{\lambda}_m$ por lo que no fue posible determinar el cambio en ppm. Mientras que, para la SFS operando en contrapropagación presentan estabilidades similares en las 4 bandas las potencias de 11.35 dBm, 14.76 dBm y 16.34 dBm.

Tabla 10. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE DF1500E operando en contrapropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot}, C, C⁺ y C⁻.

| Pot ^{bom} (dBm) | Banda C _{tot} | | Banda C | | Banda C ⁺ | | Banda C ⁻ | |
|-----------------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 11.35 | 1542.302±0.004 | 11 | 1542.118±0.004 | 11 | 1533.864±0.003 | 9 | 1549.768±0.002 | 4 |
| 13.65 | 1541.3±0.01 | 28 | 1541.1±0.01 | 28 | 1534.543±0.006 | 17 | 1549.578±0.002 | 5 |
| 14.76 | 1540.839±0.005 | 13 | 1540.642±0.005 | 13 | 1534.826±0.003 | 8 | 1549.48±0.001 | 3 |
| 16.34 | 1540.275±0.005 | 13 | 1540.088±0.004 | 12 | 1535.156±0.003 | 7 | 1549.346±0.001 | 3 |

Los resultados para la SFS de fibra Fibercore M12-980-125 se presentan en las Figs. 68 y 69, en ambos casos se observa una clara variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo. Esta variación se observa en las Figs. 68 a)-b), así como en la Fig. 68 a). En las tablas 11 y 12 se muestran los resultados de las longitudes de onda promedio y su variación en ppm.

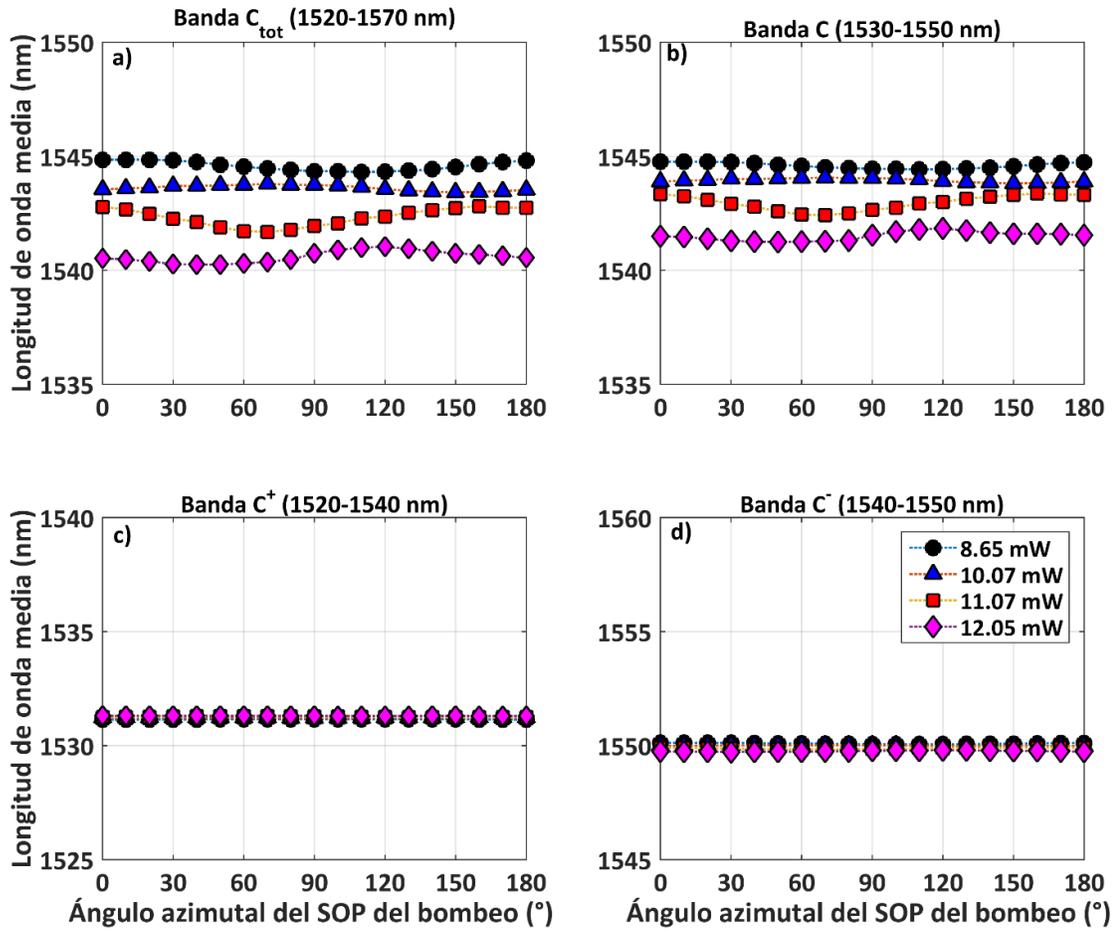


Figura 68. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra fibercore M12-980-125 operando en copropagación.

Los resultados mostrados en la Fig. 68 indican que para las bandas C_{tot} y C la longitud de onda media disminuye al incrementar la potencia de bombeo. Mientras que, para las bandas C⁺ y C⁻ esta variación en potencia es mínima. La longitud de onda media está cerca de 1531.6 nm y 1550 nm, respectivamente.

Tabla 11. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE M12-980-125 operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot}, C, C⁺ y C⁻.

| Pot _{bom} (dBm) | Banda C _{tot} | | Banda C | | Banda C ⁺ | | Banda C ⁻ | |
|-----------------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.37 | 1543.418±0.015 | 41 | 1543.591±0.009 | 26 | 1531.379±0.002 | 5 | 1550.123±0.004 | 11 |
| 10.03 | 1543.2±0.013 | 36 | 1543.321±0.005 | 13 | 1531.541±0.01 | 28 | 1550.191±0.009 | 24 |
| 10.44 | 1543.469±0.01 | 28 | 1543.383±0.005 | 13 | 1531.656±0.002 | 6 | 1550.324±0.004 | 11 |
| 10.81 | 1544.934±0.073 | 206 | 1543.889±0.024 | 68 | 1531.74±0.001 | 2 | 1550.706±0.018 | 51 |

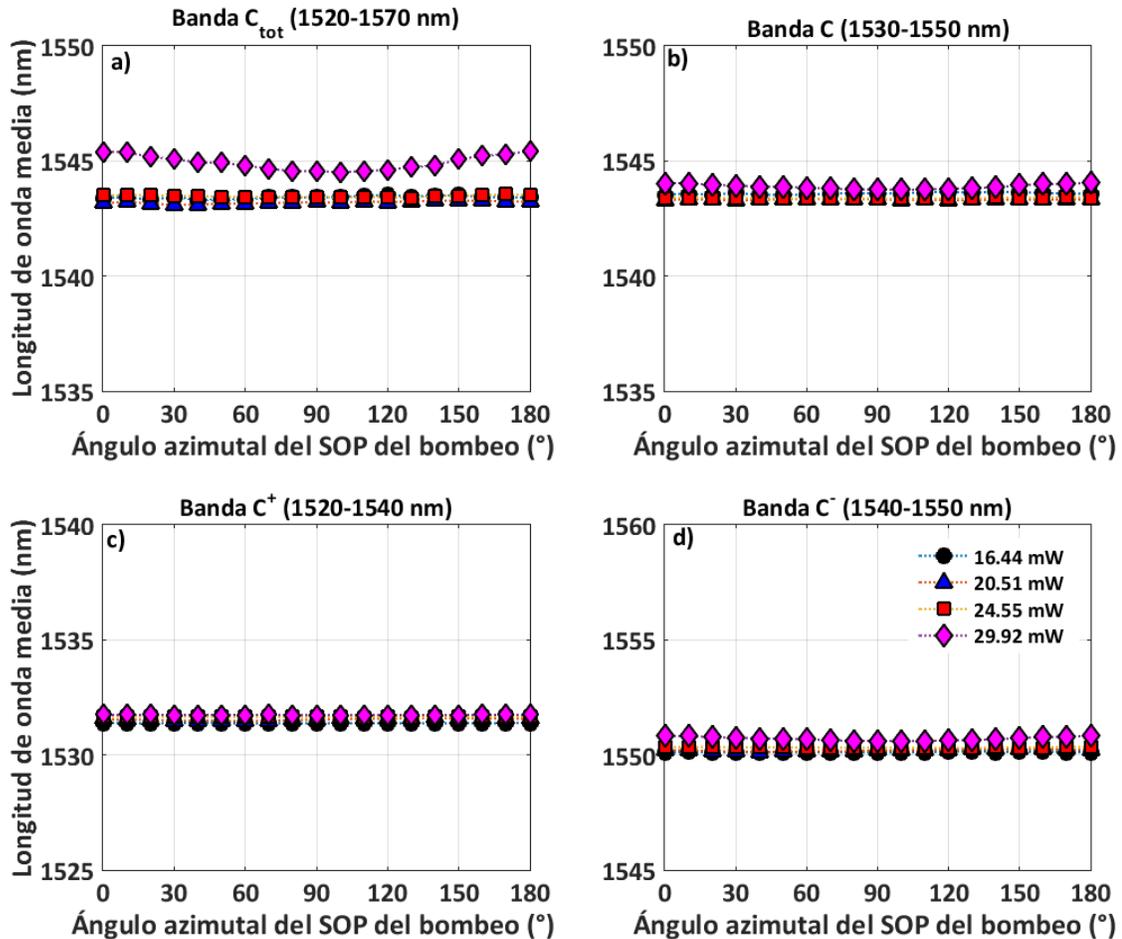


Figura 69. Variación de la longitud de onda media en función del SOP del bombeo óptico para una SFS de fibra Fibercore M12-980-125 operando en contrapropagación.

Los resultados mostrados en la tabla 11 indican una menor variación en ppm al aplicar una potencia de bombeo de 10.44 dBm. Para la SFS en copropagación se obtuvo que al discriminar el segundo pico del espectro ASE, la mínima variación en ppm fue de 2.

La Fig. 69 muestra que al aplicar una potencia de bombeo de 29.92 mW (rombos rosas Fig. 69 a)) y considerar la banda C_{tot} de la SFS en contrapropagación, la longitud de onda presenta una variación dependiente del SOP del bombeo, similar a la obtenida para la fibra Fibercore M5-980-125 operando en copropagación y en contrapropagación (Figs. 62 y 63) y para la fibra Fibercore M12-980-125 operando en copropagación (Fig. 68). Aunque la variación de la longitud de onda media respecto al SOP de bombeo no es tan evidente como la medida para la SFS de fibra M5-980-125.

En la tabla 12 se muestran los resultados obtenidos para la SFS operando en contrapropagación. En este caso se obtuvo una menor variación en ppm al aplicar una potencia de bombeo de 10.03 dBm.

Tabla 12. Valores medios de longitud de onda para SFS con EDF FIBERCORE M12-980-125 operando en copropagación calculados para las bandas espectrales C_{tot} , C, C^+ y C^- .

| Pot_{bom} (dBm) | Banda C_{tot} | | Banda C | | Banda C^+ | | Banda C^- | |
|----------------------|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|------------------------|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.37 | 1544.58±0.047 | 132 | 1544.596±0.03 | 83 | 1531.152±0.002 | 6 | 1550.092±0.005 | 14 |
| 10.03 | 1543.614±0.028 | 79 | 1543.947±0.02 | 55 | 1531.221±0.002 | 4 | 1549.999±0.003 | 8 |
| 10.44 | 1542.329±0.09 | 254 | 1542.966±0.076 | 215 | 1531.268±0.004 | 11 | 1549.876±0.007 | 19 |
| 10.81 | 1540.599±0.06 | 169 | 1541.503±0.044 | 125 | 1531.308±0.001 | 3 | 1549.756±0.005 | 14 |

6.2 SFS de dos etapas

En esta sección se presentan los resultados obtenidos al medir el espectro ASE para una SFS operando ya sea en copropagación o en contrapropagación, utilizando los arreglos descritos en las Figs. 48 y 49. Cabe recordar que las SFS de dos etapas constan de dos fibras de igual o diferente dopante. En caso de ser del mismo dopante las fibras deben tener diferente concentración de éste. Por simplicidad llamaremos a la primera fibra en la que incide el bombeo *fibra semilla* y a la segunda *fibra 2*.

Analizamos como primer caso una SFS de dos etapas en la cual se utilizará como fibra semilla a la muestra Fibercore M5-980-125 y como fibra 2 se analizarán los casos donde ésta sea alguna de las otras tres muestras de fibra. Se midieron inicialmente los espectros ASE de la SFS con la fibra semilla únicamente y posteriormente se conecta la fibra 2. A continuación se miden los espectros ASE de la SFS de dos etapas utilizando la misma variación del ángulo azimutal del SOP del bombeo 0 a 180 (incrementos de 10°).

6.2.1 SFS de dos etapas en copropagación

En la Fig. 70 se muestran los espectros ASE de la SFS de dos etapas, utilizando diferentes potencias de bombeo. Las líneas azules corresponden a las SFS únicamente con la fibra semilla, mientras que, el color negro corresponde a SFS de fibra semilla + fibra DF1500E, las curvas color vino corresponden a la SFS de fibra semilla + fibra Photonetics EDOS103 y finalmente las líneas magenta representan los espectros para la SFS de fibra semilla + fibra Fibercore M12-980-125. Cada bloque de colores tiene 19 mediciones realizadas para los diferentes SOP del bombeo.

Con base en los resultados mostrados en la Fig. 70, se tiene que al combinar dos muestras de fibra el espectro resultante, en particular para la SFS de fibras Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 y la SFS de fibras Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125, el resultado es mejor únicamente en una pequeña región del espectro respecto a la SFS de fibra Fibercore M5-980-125. Su potencia se incrementa únicamente en la región del espectro comprendida entre 1540 y 1600 nm [Fig. 70 a]. Podemos notar que al incrementar la potencia del bombeo aplicado esta mejora en potencia. Sin embargo, para la fibra Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E se observa un decaimiento en la potencia de emisión. Por lo tanto, esta combinación no sería adecuada al buscar mejorar el rendimiento de la SFS. Bajo esta configuración los iones de erbio de la segunda fibra son excitados con el bombeo residual de la fibra semilla y la fluorescencia proveniente de ésta. La muestra de fibra Fibercore M5-980-125 presenta una absorción para $\lambda=980\text{ nm}$ de 4.5–5.5 dB/m. Mientras que, de la fibra Fibercore DF1500E es de 0.68 dB/m y de la fibra Fibercore M12-980-125 es de 11-13 dB/m. Para la fibra Photonetics el fabricante no reporta esta información, solo sabemos que su concentración de Er en ppm es el doble que para la fibra Fibercore DF1500E. Sin embargo, comparando los resultados obtenidos al utilizar las fibras Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 con los obtenidos para las fibras Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E son los esperados.

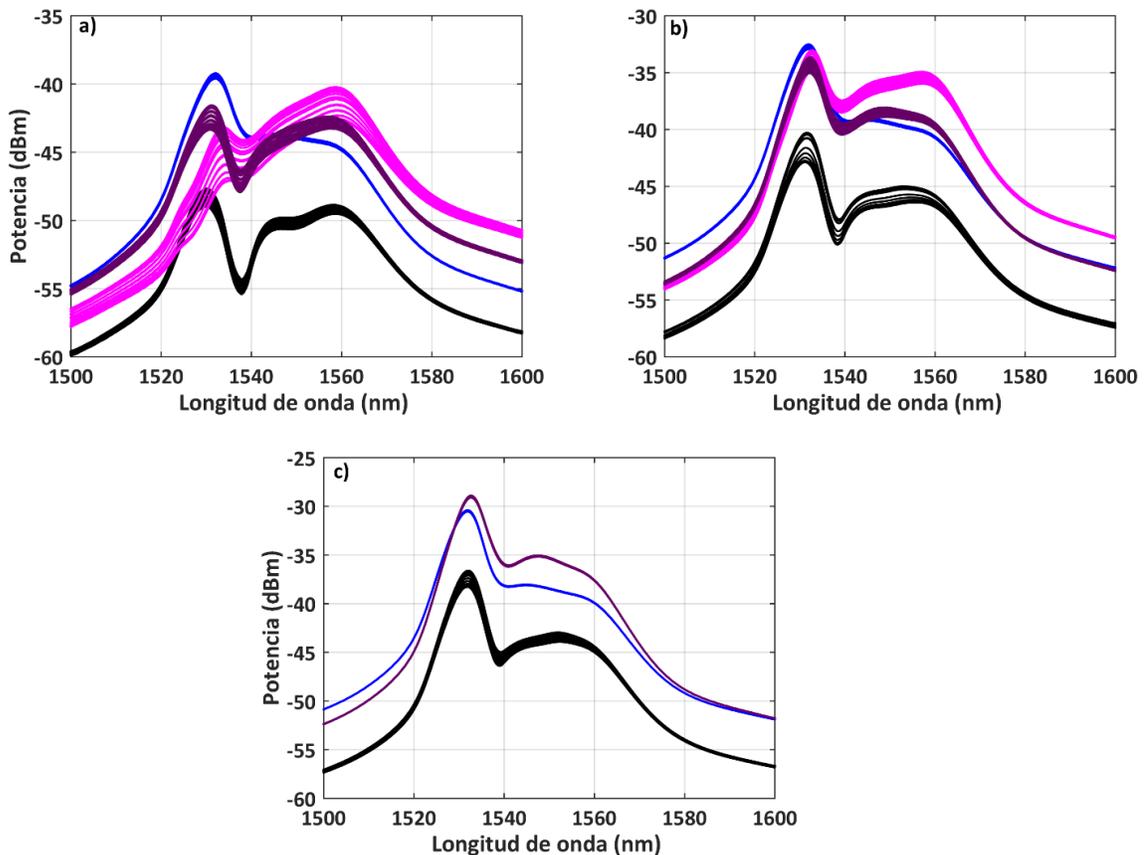


Figura 70. Espectros ASE de SFS de dos etapas utilizando potencias de bombeo de a) 9.27 dBm, b) 10.81 dBm, c) 11.51 dBm.

En la tabla 13 se muestra la potencia de salida obtenida para las diferentes SFS, así como el porcentaje de potencia que tienen las SFS de dos etapas respecto a la SFS de una sola etapa.

Tabla 13. Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en copropagación.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|--------------------------|--------------------------|-----------|---|-----------|--|-----------|---|-----------|
| | $P_{\text{ot,saI}}$ (mW) | $P_{\text{ot,saI}}$ (mW) | %Potencia | $P_{\text{ot,saI}}$ (dBm) | %Potencia | $P_{\text{ot,saI}}$ (dBm) | %Potencia | $P_{\text{ot,saI}}$ (dBm) | %Potencia |
| 9.27 | 0.045 | 0.009 | 20.00% | 0.038 | 84.44% | 0.04 | 88.89% | | |
| 10.81 | 0.154 | 0.026 | 16.88% | 0.13 | 84.42% | 0.204 | 132.47% | | |
| 11.51 | 0.222 | 0.051 | 22.97% | 0.324 | 145.95% | ----- | ----- | | |

Con base en los resultados mostrados en la tabla 13, se obtuvo que únicamente al combinar la fibra M5-980-125 con las fibras Photonetics EDOS-103 y Fibercore M5-980-125, las SFS de dos etapas presentaron una mayor potencia que la de las SFS de una sola etapa. La primera presentó un incremento del 45.95 % y la segunda de 32.47% al utilizar una potencia de bombeo de 11.51 dBm y 10.81 dBm, respectivamente.

Tabla 14. Valores de la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en copropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|------------------------|-----|--|---|-----|--|-----|---|-------|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.27 | 1540.937±0.016 | 43 | | 1545.891±0.061 | 171 | 1546.315±0.079 | 222 | 1551.238±0.124 | 348 |
| 10.81 | 1538.797±0.018 | 51 | | 1542.147±0.119 | 336 | 1542.049±0.056 | 158 | 1546.036±0.057 | 160 |
| 11.51 | 1537.661±0.005 | 13 | | 1539.972±0.068 | 193 | 1539.631±0.008 | 21 | ----- | ----- |

Otro parámetro de interés es la estabilidad en la longitud de onda media de las SFS de dos etapas. Es importante compararla con la SFS de una sola etapa (tabla14). Con base en los resultados obtenidos en la tabla 14 se tiene que el espectro resultante de la SFS presenta una mayor inestabilidad en ppm que el espectro de salida obtenido para la SFS de un solo paso de la fibra Fibercore M5-980-125.

Finalmente, en las tablas 15-16 se muestran los resultados obtenidos al calcular el ancho de banda del espectro obtenido a -3dB. Se determinó el ancho de banda considerando las potencias pico de los dos picos del espectro que están centrados a ~1532 nm y ~1550 nm.

Tabla 15. Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas en copropagación que utilizan como semilla la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1532 nm.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 |
|---------------------------|----------------------|---|--|---|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento |
| 9.27 | 9.85 | 27.34 277.56% | 26.52 269.24% | 56.18 5.70% |
| 10.81 | 7.96 | 8.05 101.13% | 7.66 96.23% | 19.74 2.48% |
| 11.51 | 7.24 | 7.10 98.07% | 6.94 95.86% | ----- ----- |

Tabla 16. Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas en copropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1550 nm.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 |
|---------------------------|----------------------|---|--|---|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) %Incremento |
| 9.27 | 43.81 | 31.41 71.70% | 29.96 68.39% | 38.49 87.86% |
| 10.81 | 42.30 | 34.49 81.54% | 39.25 92.79% | 38.68 91.44% |
| 11.51 | 41.62 | 40.33 96.90% | 36.45 87.58% | ----- ----- |

A pesar de que aparentemente la potencia emitida al utilizar a las otras muestras de fibra como fibras semilla parece insuficiente para excitar a las otras fibras, en la última sección se analizaron más combinaciones de fibras.

6.2.2 SFS de dos etapas en contrapropagación

El principal objetivo de esta tesis es lograr obtener una SFS de dos etapas con ancho espectral amplio. Como se mencionó anteriormente las SFS de dos etapas se diferencian de las SFS de una etapa al utilizar un segundo medio de ganancia de distinto o igual dopante, pero con concentración distinta. El

análisis de la configuración en contrapropagación es interesante ya que en este caso en ambas fibras la emisión ASE estará viajando en ambas direcciones reforzando la excitación de iones de erbio.

En la Fig. 71 se muestran los espectros ASE de una SFS de dos etapas operando en contrapropagación, que utiliza como semilla una fibra M5-980-125. Las líneas azules representan los espectros ASE de la SFS de fibra Fibercore M5-980-125 únicamente, las negras corresponden a una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E, las líneas magenta a una SFS de fibra M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 y las líneas vino son los espectros ASE de una SFS de fibra Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125.

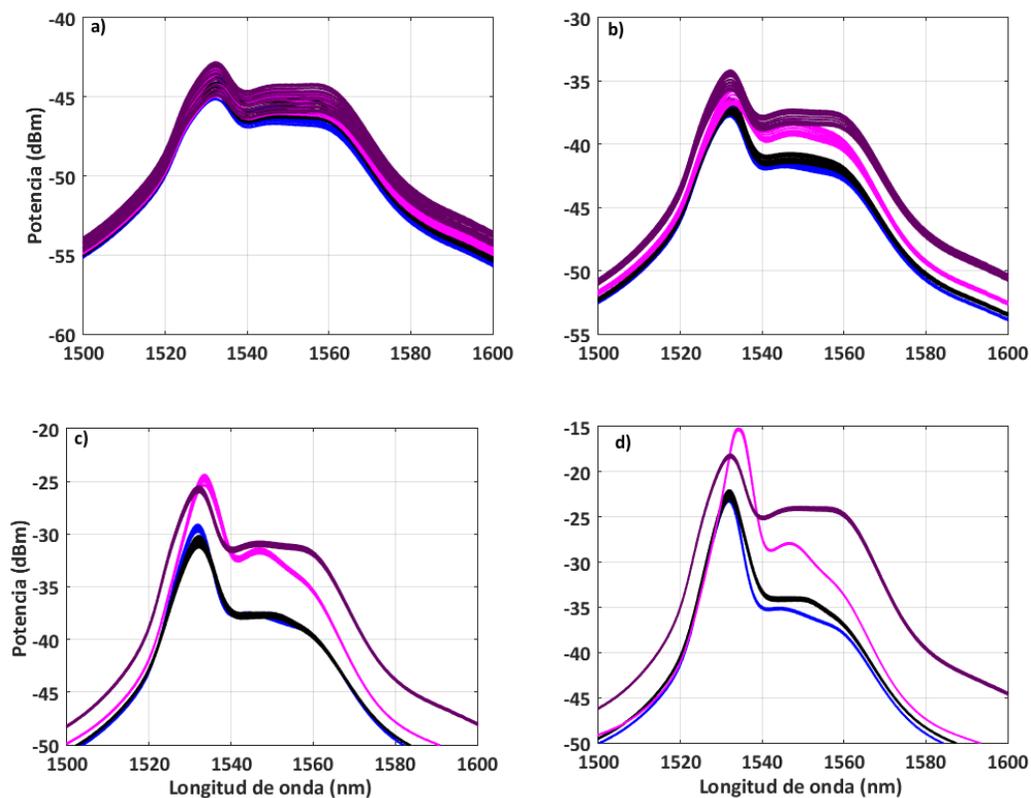


Figura 71. Espectro ASE de una SFS de dos etapas operando en contrapropagación aplicando potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 12.49, c) 14.76 dBm y d) 17.38 dBm.

Los resultados mostrados en la Fig. 71 evidencian una notable mejora en el ancho y en la potencia de emisión en los espectros ASE respecto a los obtenidos únicamente con la fibra semilla, es decir, con la SFS de una sola etapa.

En la tabla 17 se muestra el comparativo entre la potencia obtenida con la SFS de un solo paso contra la obtenida para las SFS de dos etapas.

Tabla 17. Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en contrapropagación.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|---------------------------|--|-----------|---|-----------|--|-----------|
| | $P_{\text{ot, sal}}$ (mW) | $P_{\text{ot, sal}}$ (mW) | %Potencia | $P_{\text{ot, sal}}$ (dB) | %Potencia | $P_{\text{ot, sal}}$ (dBm) | %Potencia |
| 11.35 | 0.024 | 0.026 | 108.33% | 0.027 | 112.50% | 0.029 | 120.83% |
| 12.49 | 0.076 | 0.082 | 107.89% | 0.121 | 159.21% | 0.161 | 211.84% |
| 14.76 | 0.262 | 0.229 | 87.40% | 0.762 | 290.84% | 0.886 | 338.17% |
| 17.38 | 0.768 | 0.906 | 117.97% | 3.637 | 473.57% | 4.383 | 570.70% |

Con base en los resultados mostrados en la tabla 17, se puede ver que excepto para la composición Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E operando con una potencia de bombeo de 14.76 dBm, las combinaciones de fibra utilizadas para la construcción de la SFS de dos etapas otorgaron una mayor potencia que la SFS de una etapa. Bajo esta nueva configuración se pudo obtener con la SFS de dos etapas hasta 5 veces la potencia de la SFS de una sola etapa. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, la potencia de la emisión superfluorescente no es el único parámetro de importancia para el buen funcionamiento de la SFS. En la tabla 18 se muestra el cálculo de la estabilidad de la longitud de onda media de la SFS.

Tabla 18. Valores medidos para la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en contrapropagación que utilizan como semilla a la fibra M5-980-125.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|------------------------|-----|--|-----|---|-----|--|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 11.35 | 1543.356±0.042 | 118 | 1543.664±0.051 | 145 | 1544.108±0.028 | 78 | 1544.407±0.026 | 72 |
| 12.49 | 1540.703±0.04 | 114 | 1541.073±0.041 | 116 | 1542.469±0.035 | 98 | 1542.894±0.026 | 72 |
| 14.76 | 1537.097±0.024 | 66 | 1538.179±0.035 | 98 | 1538.729±0.031 | 87 | 1540.59±0.015 | 42 |
| 17.38 | 1534.493±0.019 | 53 | 1535.146±0.03 | 85 | 1536.087±0.005 | 15 | 1540.615±0.006 | 18 |

Con base en el análisis de los resultados mostrados en la tabla 17, comparando con los resultados obtenidos al trabajar en copropagación, se concluye que cuando la SFS opera en contrapropagación, la estabilidad de la SFS de dos etapas se incrementa al combinar la fibra Fibercore M5-980-125 ya sea con la

fibra Photonetics EDOS-103, o con la fibra Fibercore M12-980-125. Finalmente, se calculó el ancho espectral de los espectros ASE de la SFS de dos etapas (tablas 19 y 20).

Tabla 19. Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas que operan en contrapropagación utilizando como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1533 nm.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|----------------------|--|-------------|---|-------------|--|-------------|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento |
| 11.35 | 39.85 | 40.40 | 101.375% | 41.72 | 104.69% | 43.23 | 108.47% |
| 12.49 | 10.40 | 10.68 | 102.73% | 16.66 | 160.19% | 11.25 | 108.17% |
| 14.76 | 7.02 | 8.23 | 117.24% | 7.63 | 108.73% | 8.34 | 118.74% |
| 17.38 | 5.28 | 5.86 | 111.01% | 5.81 | 110.01% | 7.33 | 138.71% |

Tabla 20. Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas que operan en contrapropagación utilizando como semilla a la fibra M5-980-125, tomando como referencia el pico de 1550 nm.

| P_{bom} (dBm) | Fibercore M5-980-125 | Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E | | Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 | | Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|----------------------|--|-------------|---|-------------|--|-------------|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento |
| 11.35 | 48.15 | 47.43 | 98.51% | 47.13 | 97.90% | 48.49 | 100.71% |
| 12.49 | 44.07 | 43.53 | 98.77% | 40.39 | 91.64% | 43.67 | 99.09% |
| 14.76 | 41.32 | 40.37 | 97.71% | 33.98 | 82.24% | 40.88 | 98.94% |
| 17.38 | 39.85 | 37.75 | 94.73% | 30.33 | 76.12% | 39.49 | 99.10% |

Los resultados obtenidos para la SFS de dos etapas indican un acrecentamiento en lo que se refiere a la potencia de emisión y al ancho espectral, al compararlos con fuentes de una sola etapa. Esta mejora se presenta al utilizar una configuración de la SFS en contrapropagación con el bombeo óptico. Sin embargo, su estabilidad se deteriora considerablemente (tabla 18).

6.2.3 Cambio de la fibra semilla en SFS de dos etapas

En esta sección se analizan otras configuraciones de la SFS de dos etapas, obtenidas al intercambiar la fibra semilla. Específicamente se presentan los resultados obtenidos al utilizar la fibra

Photonetics EDOS-103 como fibra semilla (Fig. 72). El análisis se restringe a la operación en contrapropagación, ya que es la que produjo un mejor desempeño.

En la Fig. 72 las líneas azules corresponden a los espectros ASE de una SFS de fibra Photonetics EDOS-103, las negras a una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 + Fibercore DF1500E, las líneas magenta a una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 + Fibercore M5-980-125 y las líneas vino son los espectros ASE de una SFS de fibra Photonetics EDOS-103 + Fibercore M12-980-125.

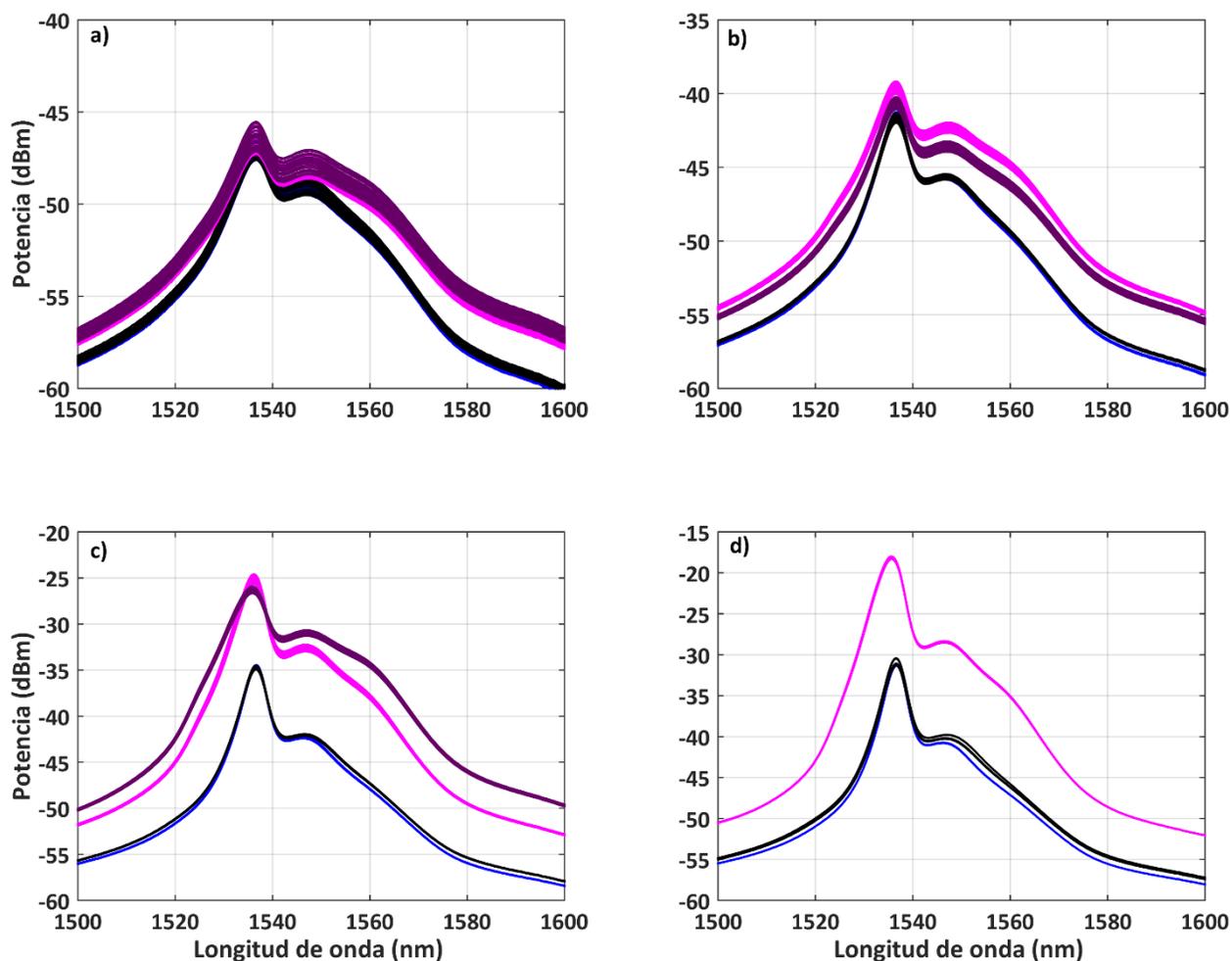


Figura 72. Espectro ASE de una SFS de dos etapas operando en contrapropagación aplicando potencias de bombeo de a) 11.35 dBm, b) 12.49, c) 14.76 dBm y d) 17.38 dBm.

Tabla 21. Potencia de salida promedio de los espectros ASE de SFS de dos etapas operando en contrapropagación.

| P_{bom} (dBm) | Photonetics EDOS-103 | Photonetics EDOS-103+ Fibercore DF1500E | | Photonetics EDOS-103+ Fibercore M5-980-125 | | Photonetics EDOS-103 + Fibercore M12-980-125 | |
|--------------------|----------------------|--|-----------|---|-----------|---|-----------|
| | Pot_{sal} (mW) | Pot_{sal} (mW) | %Potencia | Pot_{sal} (dBm) | %Potencia | Pot_{sal} (dBm) | %Potencia |
| 9.81 | 0.009 | 0.009 | 100.00 | 0.012 | 133.33 | 0.013 | 144.44 |
| 11.78 | 0.021 | 0.021 | 100.00 | 0.044 | 209.52 | 0.033 | 157.14 |
| 15.62 | 0.056 | 0.059 | 105.36 | 0.537 | 958.93 | 0.662 | 1182.14 |
| 17.48 | 0.096 | 0.108 | 112.50 | 2.134 | 2222.92 | | |

Los resultados mostrados en la Fig. 79 muestran una clara ganancia en potencia y en ancho espectral al combinar la fibra Photonetics EDOS-103 con las otras muestras de fibra. En las tablas 21-24 se presentan los resultados correspondientes a la potencia de emisión de la SFS, la longitud de onda media y el ancho espectral, respectivamente.

Tabla 22. Valores de la longitud de onda media para SFS de dos etapas operando en contrapropagación, que utiliza como semilla una fibra Photonetics EDOS-103.

| P_{bom} (dBm) | Photonetics EDOS-103 | | Photonetics EDOS-103+ Fibercore DF1500E | | Photonetics EDOS-103+ Fibercore M5-980-125 | | Photonetics EDOS-103 + Fibercore M12-980-125 | |
|--------------------|------------------------|-----|--|-----|---|-----|---|-----|
| | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm | $\bar{\lambda}_m$ (nm) | ppm |
| 9.81 | 1543.56±0.028 | 78 | 1543.61±0.025 | 69 | 1544.649±0.016 | 44 | 1544.815±0.012 | 34 |
| 11.78 | 1542.214±0.014 | 38 | 1542.367±0.014 | 39 | 1543.732±0.013 | 37 | 1543.576±0.008 | 21 |
| 15.62 | 1540.194±0.01 | 27 | 1540.455±0.009 | 24 | 1539.851±0.031 | 88 | 1541.613±0.013 | 34 |
| 17.48 | 1539.34±0.003 | 7 | 1539.59±0.011 | 30 | 1537.601±0.009 | 24 | | |

Tabla 23. Anchos espectrales calculados para las SFS de dos etapas medidos en copropagación que utilizan como semilla a la fibra Photonetics EDOS-103, tomando como referencia al pico de 1533 nm.

| P_{bom} (dBm) | Photonetics EDOS-103 | Photonetics EDOS-103+ Fibercore DF1500E | | Photonetics EDOS-103+ Fibercore M5-980-125 | | Photonetics EDOS-103 + Fibercore M12-980-125 | |
|--------------------|----------------------|--|-------------|---|-------------|---|-------------|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento |
| 9.81 | 34.72 | 35.01 | 100.85% | 40.63 | 117.04% | 41.41 | 119.28% |
| 11.78 | 28.29 | 28.81 | 101.83% | 34.25 | 121.08% | 33.96 | 120.05% |
| 15.62 | 23.17 | 23.77 | 102.59% | 20.17 | 87.04% | 22.67 | 97.83% |
| 17.48 | 21.84 | 22.46 | 102.82% | 26.60 | 121.76% | ----- | ----- |

Tabla 24. Anchos espectrales medidos para las SFS de dos etapas medidos en copropagación que utilizan como semilla a la fibra Photonetics EDOS-103, tomando como referencia al pico de 1550 nm.

| P_{bom} (dBm) | Photonetics EDOS-103 | Photonetics EDOS-103+ Fibercore DF1500E | | Photonetics EDOS-103+ Fibercore M5-980-125 | | Photonetics EDOS-103 + Fibercore M12-980-125 | |
|---------------------------|-------------------------|--|-------------|---|-------------|---|-------------|
| | $\Delta\lambda$ (nm) | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento | $\Delta\lambda$ (nm) | %Incremento |
| 9.81 | 34.83 | 35.21 | 101.08% | 38.60 | 110.82% | 38.97 | 111.87% |
| 11.78 | 30.55 | 30.98 | 101.40% | 34.43 | 112.70% | 34.38 | 112.52% |
| 15.62 | 27.02 | 27.34 | 101.17% | 28.22 | 104.44% | 32.41 | 119.95% |
| 17.48 | 25.95 | 26.24 | 101.14% | 27.89 | 107.48% | ----- | ----- |

Comparando con los resultados mostrados en la tabla 14, deducimos que se obtuvo una disminución en la variación en ppm de la longitud de onda media para casi todas las combinaciones de fibra.

Para determinar si existe una mejoría en el orden en el que son colocadas la fibra semilla y la segunda fibra, se analizó la SFS de dos etapas utilizando las otras dos muestras de fibra como fibra semilla utilizando únicamente una potencia de bombeo. Las líneas azules corresponden a una SFS de Fibercore DF1500E, las líneas negras a una SFS Fibercore DF1500E más M5, las líneas magenta corresponden a una SFS de fibra Fibercore DF1500E más una fibra Photonetics EDOS-103, las líneas color vino corresponden a una SFS de fibra Fibercore DF1500E más una fibra Fibercore M12-980-125.

6.3 Variación de la ganancia dependiente de la polarización (PDG) en función del SOP del bombeo

Se ha propuesto que los efectos observados al variar el estado de polarización del bombeo se deben a la ganancia dependiente de la polarización (Falquier et al, 2000). Se considera que la PDG se presenta debido a la naturaleza anisotrópica de la sección transversal de absorción de los iones de erbio (Lebedev & Przhevuskii, 1977) y a la diferencia en potencia entre la señal y el ruido en amplificadores de fibras dopadas con erbio. La mayor potencia de la señal ocasiona que ésta opere con una ganancia saturada, mientras que la baja potencia del ruido permite que su ganancia sea mayor, ya que se amplifica con una ganancia de señal pequeña (Mazurczyk & Zyskind, 1994). Para medirla se usan dos señales con

longitudes de onda muy cercanas, una con potencia de saturación y la otra con una potencia muy baja (Greer et al, 1994). Con el fin de verificar si la PDG participa en los cambios debidos al SOP del bombeo en el caso de fuentes superfluorescentes, se realizaron los experimentos que se presentan en esta sección.

La PDG se evaluó utilizando las fibras Photonetics EDOS-103 [73 a) y b)] y Fibercore DF1500E [Fig. 73 c) y d)], amplificando dos señales de longitudes de onda $\lambda_1 = 1544.6 \text{ nm}$ y $\lambda_2 = 1545.8 \text{ nm}$ con potencias de -41.64 dBm y -46.17 dBm , aplicando potencias de bombeo de 15.4 y 17.2 dBm .

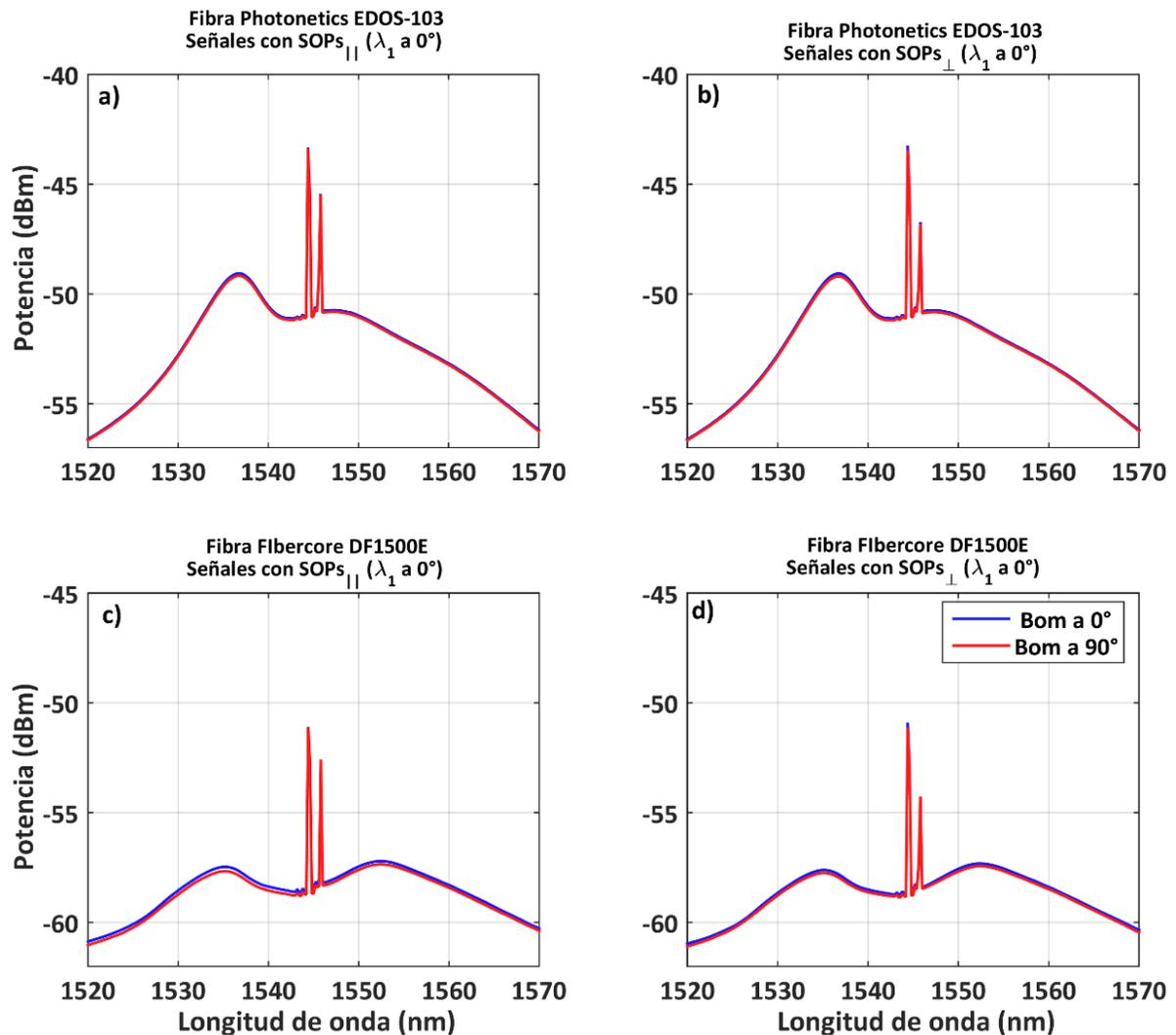


Figura 73. Espectros de emisión de la amplificación de dos señales. a) Señales con SOPs paralelos, b) señales con SOPs ortogonales, c) señales con SOPs paralelos y d) señales con SOPs ortogonales.

En las Figs. 73 a) y c) las señales medidas tenían un SOP de entrada paralelo entre ellas (SOP lineal horizontal), cuando al ángulo azimutal del SOP del bombeo se encontraba a 0° (línea azul) tanto el SOP de las señales como el del bombeo eran paralelos y cuando al ángulo azimutal del SOP del bombeo se encontraba a 90° (línea roja) el SOP del bombeo era ortogonal al de las señales. Mientras que, en las Figs. 73 b) y d) las señales medidas tenían SOP de entrada ortogonal entre ellas, en este caso el SOP de la señal λ_1 es lineal horizontal y el de λ_2 es lineal vertical. Por lo que, cuando el ángulo azimutal del bombeo está a 0° , el SOP del bombeo es paralelo a λ_1 y ortogonal a λ_2 . Mientras que, cuando el ángulo azimutal del bombeo está a 90° , el SOP del bombeo es ortogonal a λ_1 y paralelo a λ_2 .

En la Fig. 74 se muestra la comparación de los espectros ASE obtenidos de las mediciones de la PDG donde las señales tenían SOPs paralelas y SOPs ortogonales entre sí. Las líneas azul y roja corresponden a los espectros de emisión ASE obtenidos al medir la PDG con un bombeo linealmente polarizado a 0° y 90° , respectivamente.

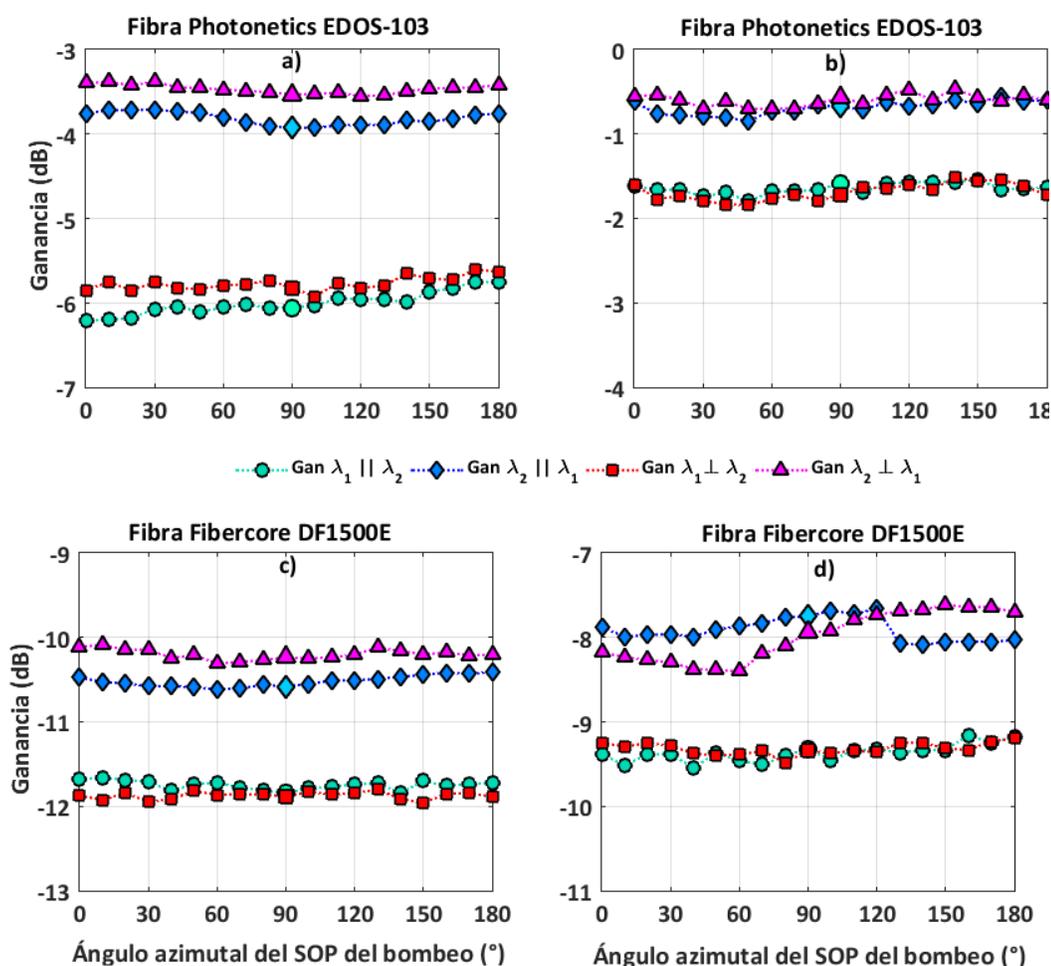


Figura 74. Ganancia dependiente de la polarización a) fibra Photonetics EDOS-103 aplicando una potencia de bombeo de 15.4 dBm, b) fibra Photonetics EDOS 103 aplicando una potencia de bombeo de 17.2 dBm, c) fibra Fibercore DF1500E aplicando una potencia de bombeo de 15.4 dBm y d) fibra Fibercore DF1500E aplicando una potencia de bombeo de 17.2 dBm.

En la Fig. 73, podemos observar que los espectros de emisión obtenidos al medir la PDG para las dos muestras de fibra son distintos al aplicar el bombeo óptico a ángulos azimutales de 0 y 90°. Por lo que, es de esperarse que la ganancia para estos SOPs de bombeo sea distinta. En la figura 74 se muestran los resultados de la ganancia obtenida para ambas señales, obtenidos al variar de 0 a 180° en incrementos de 10° el ángulo azimutal del SOP del bombeo.

Con base en los resultados mostrados en la Fig. 74 se puede observar existe una variación para ambas señales tanto en el caso en que las señales tienen SOP paralelos (puntos verdes y diamantes azules) como cuando las señales tienen SOP ortogonales (cuadros rojos y triángulos rosas). En las tablas 25 y 26 se muestra la comparación de la ganancia obtenida para las señales λ_1 y λ_2 amplificadas simultáneamente usando un bombeo óptico a 0° y 90°.

Tabla 25. Ganancia obtenida con la fibra Photonetics EDOS-103 para dos señales con SOP paralelos y ortogonales.

| P_{bom} (dBm) | Ganancia $\lambda_1 \lambda_2$ | | | | Ganancia $\lambda_1 \perp \lambda_2$ | | | |
|--------------------|-----------------------------------|--------|-------------|--------|--------------------------------------|--------|-------------|--------|
| | λ_1 | | λ_2 | | λ_1 | | λ_2 | |
| | 0° | 90° | 0° | 90° | 0° | 90° | 0° | 90° |
| 14.4 | -6.21 | -6.06 | -3.76 | -3.79 | -5.85 | -5.825 | -3.4 | -3.532 |
| 17.2 | -1.62 | -1.586 | -0.61 | -0.677 | -1.60 | -1.723 | -0.56 | -0.563 |

Tabla 26. Ganancia obtenida con la fibra Fibercore DF1500E para dos señales con SOP paralelos y ortogonales.

| P_{bom} (dBm) | Ganancia $\lambda_1 \lambda_2$ | | | | Ganancia $\lambda_1 \perp \lambda_2$ | | | |
|--------------------|-----------------------------------|---------|-------------|--------|--------------------------------------|---------|-------------|--------|
| | λ_1 | | λ_2 | | λ_1 | | λ_2 | |
| | 0° | 90° | 0° | 90° | 0° | 90° | 0° | 90° |
| 14.4 | -11.68 | -11.841 | -10.48 | -10.58 | -11.874 | -11.884 | -10.113 | -10.23 |
| 17.2 | -9.38 | -9.31 | -7.88 | -7.75 | -9.251 | -9.33 | -8.175 | -7.939 |

Con base en los resultados mostrados en las tablas 25 y 26, comparando las ganancias obtenidas para las señales λ_1 y λ_2 al aplicar el bombeo con un SOP lineal a 0° y 90°, se tiene que cuando $\lambda_1 || \lambda_2$ hay una clara diferencia al aplicar un bombeo de 14.4 dBm para ambas fibras. Sin embargo, al aplicar una

potencia de bombeo de 17.2 dBm esta variación disminuye. Por otro lado, cuando $\lambda_1 \perp \lambda_2$ se presenta una variación entre la ganancia de las señales para el bombeo a 0° y 90° comparada con la de $\lambda_1 \parallel \lambda_2$.

Tabla 27. Variación de la PDG dependiente del SOP del bombeo para la fibra Photonetics EDOS-103.

| Potencia (dBm) | $\lambda_1 \parallel \lambda_2$ | | | | $\lambda_1 \perp \lambda_2$ | | | |
|----------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|
| | Ganancia promedio λ_1 (dB) | ΔG de λ_1 | Ganancia promedio λ_2 (dB) | ΔG de λ_2 | Ganancia promedio λ_1 (dB) | ΔG de λ_1 | Ganancia promedio λ_2 (dB) | ΔG de λ_2 |
| 15.4 | -6.00 | 0.46 | -3.81 | 0.21 | -5.76 | 0.32 | -3.46 | 0.17 |
| 17.2 | -1.64 | 0.25 | -0.68 | 0.29 | -1.68 | 0.32 | -0.59 | 0.24 |

Finalmente, en las tablas 27-28 se muestra la ganancia promedio obtenida para ambas señales al variar el ángulo azimutal del SOP del bombeo para ambas muestras de fibra.

Tabla 28. Variación de la PDG dependiente del SOP del bombeo para la fibra Fibercore DF1500E.

| Potencia (dBm) | $\lambda_1 \parallel \lambda_2$ | | | | $\lambda_1 \perp \lambda_2$ | | | |
|----------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|
| | Ganancia promedio λ_1 (dB) | ΔG de λ_1 | Ganancia promedio λ_2 (dB) | ΔG de λ_2 | Ganancia promedio λ_1 (dB) | ΔG de λ_1 | Ganancia promedio λ_2 (dB) | ΔG de λ_2 |
| 15.4 | -11.75 | 0.18 | -10.51 | 0.20 | -11.87 | 0.15 | -10.20 | 0.22 |
| 17.2 | -9.37 | 0.38 | -7.90 | 0.43 | -9.31 | 0.28 | -7.97 | 0.78 |

Los resultados presentados en la Fig. 74 y en las tablas 27-28 indican que la ganancia de las señales depende del SOP del bombeo. En la Fig. 74 no es muy evidente la diferencia entre la ganancia obtenida para los ángulos azimutales del bombeo a 0 y 90° , pero al ver los resultados cuantitativos mostrados en las tablas 25-26 éstas son distintas. Podemos observar que en todos los casos la amplificación de la señal λ_2 es mayor que la ganancia de la señal λ_1 y como la potencia de entrada de la señal λ_2 fue menor que la de la señal λ_1 , se tiene que este resultado concuerda con el modelo de fusión de agujeros de polarización reportado en los trabajos (Bruyere, 1995; Mazurczyk & Zyskind, 1994; Greer, et al., 1994). Aunque los resultados indican que la PDG depende del SOP del bombeo, no podemos garantizar que ésta afecte la estabilidad de la SFS ya que en una fuente superfluorescente el SOP de bombeo es el mismo para señales vecinas. Sin embargo, el resultado obtenido en este trabajo resulta interesante para amplificadores de fibra.

6.4 Discusión de resultados

En esta sección se analizarán y discutirán los resultados obtenidos para las SFS de dos etapas comparados con los resultados obtenidos para la SFS de una sola etapa.

Para el estudio del efecto del SOP en la emisión de SFS, se construyeron y analizaron SFS de una etapa operando bajo las configuraciones de copropagación y contrapropagación. Las SFS se construyeron usando cuatro muestras de EDF bobinadas helicoidalmente con diferentes características: perfiles, concentración de Er y longitud. La estabilidad de las SFS se evaluó para diferentes potencias de bombeo, para el análisis esta se mantuvo fija y se varió al ángulo azimutal del SOP del bombeo de 0 a 180° en incrementos de 10°. En general se obtuvo una variación espectral en función del SOP del bombeo, únicamente para potencias de bombeo cercanas a la potencia con la cual las diferentes EDF entran en régimen de ganancia saturada se obtuvo una insensibilidad espectral al SOP del bombeo. La estabilidad se cuantificó utilizando como criterio la longitud de onda media en ppm (tablas 5-12), se obtuvo que para la banda espectral de 1520 a 1570 nm (C_{tot}), la fibra Fibercore M5-980-125 tuvo una estabilidad menor a 20 ppm; mientras que para la fibra Photonetics EDOS-103 se obtuvo una estabilidad de 6 y 16 ppm para las configuraciones en copropagación y en contrapropagación, respectivamente. Para la fibra Fibercore DF1500E se obtuvo una estabilidad de 8 (copropagación) y 11 ppm (contrapropagación). La SFS construida con la fibra Fibercore M12-980-125 fue la que presentó una mayor inestabilidad al presentar 28 y 79 ppm. Se obtuvo que al discriminar uno de los picos del espectro ASE la estabilidad mejora para las bandas C^+ (1520-1540 nm) y C^- (1540-1560 nm). En estos casos fue posible alcanzar la estabilidad de 1 ppm requerida para sensores de grado inercial (Wysocki, 1994). En el caso de la fibra Fibercore M12-980-125 la estabilidad alcanzó el valor ideal propuesto en la literatura de 1 ppm, operando tanto en copropagación en la banda C^+ (tabla 5) como en contrapropagación para la banda C^- (tabla 6). Para la fibra Photonetics EDOS-103, operando en copropagación también se alcanzó el valor de 1 ppm, para las bandas espectrales C^+ y C^- (tabla 7).

Respecto a los resultados obtenidos para la SFS de dos etapas se obtuvo que para las SFS operando con la configuración de copropagación y manteniendo la fibra Fibercore M5-980-125 como fibra semilla ni el rendimiento en potencia, ni la estabilidad, mejoraron respecto a la SFS de una sola etapa de la fibra semilla. El ancho espectral mejoró al utilizar las fibras Fibercore M5-980-125 + Photonetics EDOS-103 (46 %) y Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125 (32%) para las potencias de bombeo de 11.51 y 10.81 dBm, respectivamente (tabla 13).

En general los resultados obtenidos para la potencia de emisión de la SFS de dos etapas operando con la configuración de contrapropagación fueron mejores respecto a los de la SFS de una sola etapa de la fibra semilla. Al utilizar, la fibra Fibercore M5-125-980 como fibra semilla, se obtuvo que para las tres combinaciones de fibra la potencia de emisión mejoró hasta 4 veces al utilizar una potencia de bombeo de 17.38 dBm. Los mejores resultados en potencia se obtuvieron para las combinaciones de fibra Fibercore M5-980-125 + Fibercore M12-980-125. Mientras que, para la combinación de fibras Fibercore M5-980-125 + Fibercore DF1500E sólo presentó una mejora del 17% (tabla 17).

Capítulo 7. Conclusiones

Con base en los resultados mostrados en las Figs. 45 a 52 obtenidos al evaluar los espectros de emisión de una SFS de una sola etapa utilizando cuatro EDF distintas como medio de ganancia, operando ya sea bajo una configuración de copropagación o de contrapropagación, se muestra que el SOP del bombeo óptico influye en el espectro de emisión de la fuente.

Demostramos que una potencia de bombeo de saturación puede producir una emisión casi insensible al estado de polarización de bombeo para la operación de una SFS tanto en copropagación como en contrapropagación. Esta condición ocurre cuando el sistema láser de dos niveles de la fibra dopada con erbio se satura por el bombeo óptico. Bajo esta condición, un cambio en el SOP de la fuente de bombeo no modifica el proceso de absorción-emisión espontánea relacionado con el espectro ASE. Cuando se aplica una mayor potencia de bombeo, el proceso de ESA tiene una mayor probabilidad de ocurrir. Los iones de erbio que se encuentran en el nivel de bombeo ($^4I_{11/2}$) alcanzan un nivel de energía más alto ($^4F_{7/2}$), y la emisión de ASE es nuevamente sensible al estado de polarización del bombeo. Se verificó esta migración de energía midiendo la emisión espontánea de 600 nm a 1000 nm (Figs. 59-61). Se obtuvieron espectros que exhibían picos de emisión a ~ 660 nm (transición $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$), además de un segundo pico a 770 nm, también reportado para el proceso de conversión ascendente que sigue de a la ESA (Kir'yanov, et al., 2005; Kir'yanov, 2013).

Con base en los resultados antes mencionados, concluimos que el SOP de bombeo modifica la estabilidad en la longitud de onda media y la potencia de emisión de una SFS. En particular, la estabilidad de la SFS dependiente del SOP de bombeo mejora cuando la potencia de bombeo es la requerida para operar en el régimen de saturación. Es importante señalar que el uso de altas potencias de bombeo no garantiza que la dependencia espectral del SOP del bombeo desaparezca, debido a que para éstas se presentan fenómenos de migración de energía (ESA y conversión ascendente).

Los resultados obtenidos de la influencia de la PDG en función del SOP del bombeo indicaron una influencia del SOP del bombeo en la PDG. Sin embargo, comparando las ganancias para los casos donde el SOP del bombeo es ortogonal o paralelo al del SOP de alguna de las señales no se obtuvo una diferencia notoria en ganancia. Por tanto, al variar el SOP del bombeo este efecto no contribuye de manera relevante al desempeño de emisión de las SFS.

Comparando los resultados obtenidos para las SFS de dos etapas respecto a la de una etapa, obtuvimos que, a pesar de que tanto la potencia de salida de la emisión, como el ancho espectral se incrementan, como se ha reportado en la literatura (Espindola, et al., 2000; Cheng, et al., 2010; Li, et al., 2013; Wang & Huang, 2013), el parámetro más importante, la estabilidad de la longitud de onda media se deteriora considerablemente.

Con base en el trabajo experimental realizado y los resultados obtenidos, se recomienda trabajar con SFS de una sola etapa. El análisis del impacto de la variación de la potencia y el estado de polarización del bombeo mostró que para estas fuentes es fácil alcanzar la estabilidad en longitud de onda media requerida para los giróscopos inerciales, reduciendo su banda espectral de operación. Concluimos que para las fibras Fibercore M5-125-980 y Fibercore M12-125-980 la mejor opción es la banda C⁺ (1520 - 1540 nm). Mientras que para las fibras Fibercore DF1500E y Photonetics EDOS-103 debe optarse por la banda C⁻ (1540 - 1560 nm).

Se requiere realizar una mayor investigación respecto a las combinaciones de fibras utilizadas para la construcción de las SFS de dos etapas.

Literatura citada

- Becker, P. M., Olsson, A. A., Simpson, J. R. 1999. Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology. San Diego: Academic Press. pp.131-186
- Bouma, B. E., Nelson, L. E., Tearney, G. J., Jones, D. J., Brezinski, M. E., Fujimoto, J. G. 1998. Optical coherence tomographic imaging of human tissue at 1.55 μm and 1.8 μm using Er-and Tm-doped fiber sources. *Journal of Biomedical Optics*, 3(1), 76-79.
- Brandenburg, R., Haller, B., Hauger, C. 2003. Real-time in vivo imaging of dental tissue by means of optical coherence tomography (OCT). *Optics communications*, 227(4-6), 203-2011.
- Bruyere, F. 1995. Measurement of polarisation-dependent gain in EDFAs against input degree of polarisation and gain compression. *Electronics Letters*, 31(5), 401-403.
- Burns, W., Chen, C.-L., & Moeller, R. 1983. Fiber-optic gyroscopes with broad-band sources. *Journal of Lightwave Technology*, 1(1), 98-105.
- Chandrasekhar, S. 2013. Radiative transfer. Dover Publications. New York, pp. 25
- Chartier, T., Hideur, A. Ö., Sanchez, F., Stéphan, G. M. 2001. Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers. *Applied Optics.*, 40(30), 5343-5343.
- Cheng, X. S., Ahmad, H., Harun, S. W. 2010. Broadband ASE source using bismuth-based erbium-doped fibers in double-pass set-up. *Microwave and Optical Technology Letters*, 52(7), 1636-1638.
- Cheng-Xiang, L., Li, Z., Xu, W., Shuang-Chen, R. 2012. High-stability superfluorescent fiber source based on an Er³⁺-doped photonic crystal fiber. *Chinese Physics Letters*, 29(6), 064202.
- Cortez Herrera, M. A. 2015. 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 de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Desurvire, E. 1994. Erbium-doped fiber amplifiers. in Principle and applications. Wiley Interscience, New Jersey, pp. 5-10.
- Dicke, R. H. 1954. Coherence in Spontaneous Radiation Processes. *Phys. Rev.*, 93(1), 99.
- Digonnet, M. J. 2001. Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers (2da. ed.). New York.: Marcel Decker.
- Dufour, M. L. 2005. Low-coherence interferometry—an advanced technique for optical metrology in industry. . *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 47(4), 216-219.

- Dufour, M. L., Lamouche, G., Detalle, V., Gauthier, B., Sammut, P. 2005. Low-coherence interferometry—an advanced technique for optical metrology in industry. *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 47(4), 216-219.
- Espindola, R. P., Ales, G. P., Strasser, T. A. 2000. 80 nm spectrally flattened, high power erbium amplified spontaneous emission fibre source. *Electronics Letters*, 36(15), 1263-1265.
- Falquier, D. G., Shaw, M. J. 2000. A polarization-stable Er-doped superfluorescent fiber source including a Faraday rotator mirror. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(11), 1465-1467.
- García, J. R., Rovira, J. M. 1999. *Fundamentos de óptica ondulatoria*. Universidad de Oviedo.
- Greer, E. J., Lewis, D. J., Macauley, W. M. 1994. Polarisation dependent gain in erbium-doped fibre amplifiers. *Electronic Letters*, 30(1), 46-47.
- Hall, D., Burns, W. K., Moeller, R. P. 1995. High-stability Er³⁺-doped superfluorescent fiber sources. *Journal of Lightwave Technology*, 13(7), 1452-1460.
- Hauge, P. S., Muller, R. H., Smith, C. G. 1980. Conventions and formulas for using the Mueller-Stokes calculus in ellipsometry. *Surface science*, 96((1-3)), 81-107.
- Hecht, E. 2002. *Optics*. (4ta. ed.). Pearson Education. India, pp. 325-330.
- Huard, S. 1997. *Polarization of light*. Wiley. Paris.
- Hui, R. 2009. *Fiber optic measurement techniques*. Academic Press. Oxford.
- Huttner, B., Reecht, J., Gisin, N., Passy, R., Von der Weid, J. P. 1998. Local birefringence measurements in single-mode fibers with coherent optical frequency-domain reflectometry. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(10), 1458-1460.
- Ip, E. L. 2008. Coherent detection in optical fiber systems. *Optics express*, 2, 753-791.
- Jones, R. C. 1941. A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus. *Josa*, 31(7), 488-493.
- Ju, M. J., Hong, Y. J., Makita, S., Lim, Y., Kurokawa, K., Duan, L., Miura, M., Tang, S., Yasuno, Y. 2013. Advanced multi-contrast Jones matrix optical coherence tomography for Doppler and polarization sensitive imaging. *Optics express*, 21(16), 19412-19436.
- Kir'yanov, A. V., Barmenkov, Y. O., Il'ichev, N. N. 2005. Excited-state absorption and ion pairs as sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser. *Optics Express*, 13(21), 8498-8507.

- Kir'yanov, A. V., Barmenkov, Y. O., Sandoval-Romero, G. E., Escalante-Zarate, L. 2013. Er^{3+} Concentration Effects in Commercial Erbium-Doped Silica Fibers Fabricated Through the MCVD and DND Technologies. *IEEE Journal of Quantum Electronic*.
- Korde, V. R., Bonnema, G. T., Xu, W., Krishnamurthy, C., Ranger-Moore, J., Saboda, K., Slayton, L. D., Warneke, J. A., Alberts, D. S., Barton, J. 2007. Using optical coherence tomography to evaluate skin sun damage and precancer. *Lasers in Surgery and Medicine: The Official Journal of the American Society for Laser Medicine and Surgery*, 39(9), 687-695.
- Kuzin, E. A., Ayala, J. E., Escamilla, B. I., Haus, J. W. 2001. Measurements of beat length in short low-birefringence fibers. *Optics letters*, 26(15), 1134-1136.
- Li, Y., Man, J., Chun, X. Z., Hong, J. X. 2013. High stability Er-doped superfluorescent fiber source incorporating an Er-doped fiber filter and a Faraday rotator mirror. *IEEE Photonics Technol. Lett*, 25(8), 731-733.
- Malacara, D. 2015. *Optica básica*. Fondo de cultura economica. México.
- Malcuit, M., Maki, J., Simkin, D., Boyd, R. 1987. Transition from Superfluorescence to Amplified Spontaneous Emission. *Physical review letters*, 57(11), 1189-1192 .
- Matar, M., Bassett, I. M., Haywood, J. H., Michie, A. M. 2006. A depolarized Er-doped superfluorescent fibre source with a 3-section Lyot fibre depolarizer. *Measurement science and technology*, 17(5), 1020.
- Mazurczyk, V. J., Zyskind, J. L. 1994. Polarization dependent gain in erbium doped-fiber amplifiers. *IEEE photonics technology letters*, 6(5), 616-618.
- Paschotta, R. 2008. *Encyclopedia of laser physics and technology* (Vol. 1). Wiley-vch. Berlin.
- Ramaswamy, V., Standley, R. D., S. D., & French, W. G. 1978. Polarization effects in short length, single mode fibers. *Bell System Technical Journal*, 57(3), 635-651.
- Rojas-Sánchez, A. 2017. Ganancia dependiente de la polarización en EDFAs. Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada
- Rojas-Sanchez, A., Tentori, D. 2020. Simple method for the characterization of birefringence of single-mode optical fibers. *OSA Continuum*, 3(6), 1650-1556.
- Rojas-Sanchez, A., Tentori, D. 2022. Polarization stabilization of the mean wavelength of erbium-doped super fluorescent fiber optic sources. *Optics & Laser Technology*, 149.
- Salcedo, L. F. 2014. Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia controlada, Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada.

- Saleh, B. E., Teich, M. C. 1991. Fundamentals of photonics. Wiley. Nueva York.
- Shen, B. Z. 2004. In vivo colonoscopic optical coherence tomography for transmural inflammation in inflammatory bowel disease. *Clinical Gastroenterology and Hepatology*, 12, 1080-1087.
- Shen, B., Zuccaro Jr, G., Gramlich, T. L., Gladkova, N., Trolli, P., Kareta, M., Delaney, C. P, Connor, J. T., Lashner, B.A., Bevins, C. L., Feldchtein, F., Remzi, F.H., Bambrick., M. L.,Fazio, V. W. 2004. In vivo colonoscopic optical coherence tomography for transmural inflammation in inflammatory bowel disease. *Clinical Gastroenterology and Hepatology*, 2(12), 180-1087.
- Su, H. C., Wang, L. A. 2003. A highly efficient polarized superfluorescent fiber source for fiber-optic gyroscope applications. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(10), 1357-1359.
- Tentori, D. A.-D., Treviño-Martínez, F., 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. 2013. Jones birefringence in twisted single-mode optical fibers. *Opt. Express* , 21(26), 31725-31739.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Treviño-Martínez, F., Mendieta-Jiménez, F. J., Soto-Ortiz, H. 2001. Birefringence evaluation of helically wound optical fibres. *Journal of modern optics*, 48(11), 1767-1780.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., Kuzin, E. 2016. On the birefringence evaluation of single-mode fibers. *Revista mexicana de física*, 62(4), 381-392.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., Ledezma-Sillas, E. 2016. *Rev. Mex. Fis.* Birefringence description of a helical fiber-coil, 62(5), 489-495.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., Rodriguez-Garcia, J. A. 2016. Use of fiber helical coils to obtain polarization insensitive fiber devices. *Optical Fiber Technology*, 31, 13-19.
- Treviño-Martinez, F., Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Mendieta-Jiménez, F. 2005. Birefringence assessment of single-mode optical fibers. *Optics express*, 13(7), 2556-2563.
- Van den Hoven, G. N. 1996. Upconversion in Er-implanted Al₂O₃ waveguides. *Journal of Applied Physics*, 79(3), 1258-1266.
- Verdeyen, J. T. 1989. Laser electronics. New Jersey: A Paramount Communications Company.
- Wada, K. N., Yamamoto, D., Matsuyama, T., Horinaka, H. 2011. Balanced polarization maintaining fiber Sagnac interferometer vibration sensor. *Optics express*, 19(22), 21467-21474.
- Wagener, J. L., Digonnet, M. J., Shaw, H. J. 1997. A high-stability fiber amplifier source for the fiber optic gyroscope. *ournal of lightwave technology*, 15(9), 1689-1694.

- Wang, A., You, L., Te Lee, C., You, G. W. 2005. Polarized erbium-doped superfluorescent fiber source utilizing double-pass backward configuration. *Applied optics*, 44(1), 77-82.
- Wang, L., Fang, N., Wu, C., Qin, H., Huang, Z. 2014. A Fiber Optic PD Sensor Using a Balanced Sagnac Interferometer and an EDFA-Based DOP Tunable Fiber Ring Laser. *Sensors*, 14(5), 8398-8422 .
- Wang, X., Huang, W. 2013. Band selective C-or L-band ASE source using unpumped erbium-doped fiber with an optical switch. *Optics & Laser Technology*, 263-266.
- Wen-Cai, H., Hwa-Yaw, T., Wai, P. K., Xin-Yong, D., Hai, M., Jin-Ping, X. 2002. novel conventional/long-band erbium-doped fibre amplified spontaneous emission source with 80 nm bandwidth. *Chinese physics letters*, 19(9), 1307.
- Wu, X., Ruan, S., Liu, C. X., Zhang, L. 2012. High-stability erbi-doped photonic crystal fiber source. *Appl. Opt.* , 51(13), 2277-2281.
- Wysocki, P. F., Digonnet, M. J., Kim, B. Y. 1994. Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications. . *Journal of Lightwave Technology*, 12(3), 550-567.
- Zhang, E. ;Yang,L.; Xue,B.; Gao, Z.; Zhang, Y.; Yam, S. S.-H. 2020. High thermal-stability Er-doped superfluorescent fiber source with a vertical cleaved fiber tail. *Optical Fiber Technology*, 58, 102262.
- Zhang, E., Yang, L., Xue, B., Gao, Z., & Zhang, Y. 2018. Compensation for the temperature dependency of fiber optic gyroscope scale factor via Er-doped superfluorescent fiber source. *Optical Engineering*, 57(8), 085106.

Anexo A

A.1 Descripción del sistema de Er:sílice a través de un sistema láser de tres niveles de energía

Generalmente los dispositivos ópticos que utilizan EDF se excitan usando como fuente de bombeo diodos láser que operan en las bandas de bombeo de 980 nm y 1.48 μm . En estos casos, para modelar el sistema de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ en estado excitado se utilizan sistemas láser de tres y dos niveles de energía, respectivamente (Becker, P.C., et al., 1999). En ambos casos cada uno de los niveles de energía presenta desdoblamiento Stark (ver Fig. 21). Al aplicar el bombeo de 980 nm los iones del estado láser inferior son excitados hacia el estado de bombeo (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$), debido a que el tiempo de vida (τ) en el nivel ${}^4I_{11/2}$ es corto $\sim 7 \mu\text{s}$, los iones excitados decaen instantáneamente al nivel láser superior (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) mediante una transición no radiante (fonónica). Posteriormente, los iones en el nivel ${}^4I_{13/2}$ tienden a desencadenar transiciones radiantes hacia el nivel láser inferior (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) ocasionando tanto emisión estimulada como emisión espontánea. La emisión espontánea amplificada (ASE) ocurre cerca de 1.55 μm y se amplifica durante su trayecto a lo largo de la fibra óptica. Como resultado de la emisión ASE se obtiene un espectro con un ancho de banda que está definido por las características del material dopante de la fibra y del bombeo óptico aplicado, en este caso por el Er^{3+} y por el bombeo de 980 nm (Wysocki, 1994).

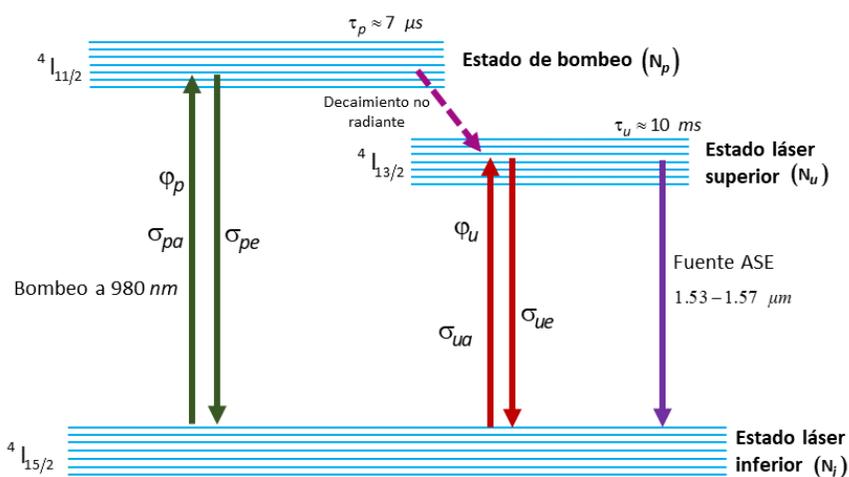


Figura 75. Modelo del sistema de niveles de energía de Er:Sílice, con las transiciones generadas por un bombeo de 980 nm, así como la transición de las señales en la banda de 1550 nm (Wysocki, 1994).

En la Fig. 14 se muestra el modelo de tres niveles de energía para el sistema de $\text{Er}^{3+} : \text{SiO}_2$ bombeado a 980 nm . Los parámetros, τ_u y τ_p corresponden al tiempo de vida del estado superior y del estado de bombeo, respectivamente. Mientras que σ_{pe} , σ_{pa} , σ_{ua} y σ_{ue} corresponden a las secciones transversales entre los niveles $N_p \rightarrow N_i$ y $N_u \rightarrow N_i$. El subíndice a indica absorción y el subíndice e corresponde a un proceso de emisión. El parámetro $\varphi_p = I_p/h\nu_p$ es el flujo de fotones del bombeo óptico, mientras que $\varphi_u = I_u/h\nu_u$ corresponde a la intensidad de flujo incidente correspondiente a la transición entre los niveles.

Sin pérdida de generalidad, el sistema de $\text{Er}^{3+} : \text{SiO}_2$ bombeado a 980 nm se aproxima como un sistema láser de dos niveles (ver Fig. 19), debido a que el tiempo de vida del nivel N_p es muy corta y la transición $N_p \rightarrow N_u$ es fonónica.

A.1.2 Ecuaciones de flujo poblacional

Las ecuaciones de flujo poblacional describen la densidad fraccional de población asociada a cada uno de los niveles del sistema láser (donde la densidad de población es el número de iones por unidad de volumen), por lo que, considerando que los iones sólo ocupan tres niveles (Fig. 14), la densidad total de iones es igual a la suma de las densidades de dichos niveles poblacionales (Hui, 2009).

$$N_d = N_i + N_u + N_p \quad (\text{A.1})$$

Las ecuaciones de flujo poblacional se construyen considerando sólo las transiciones más importantes entre los estados electrónicos principales. Las Ecs. (A.2)-(A.4) corresponden a las ecuaciones de flujo poblacional para los tres niveles de energía.

$$\frac{dN_p}{dt} = \frac{N_i I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} - N_p \left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} \right), \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{dN_u}{dt} = \frac{N_p}{\tau_p} + \frac{N_i I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} - N_u \left(\frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right), \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{dN_i}{dt} = N_u \left(\frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right) - N_i \left(\frac{I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} \right) + N_p \frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p}, \quad (\text{A.4})$$

donde $N_i I_p \sigma_{pa} / h\nu_p$ representa la absorción del estado $N_i \rightarrow N_p$, N_u / τ_u es la emisión espontánea y $N_u I_u \sigma_{ue} / h\nu_u$ corresponde a la emisión estimulada. Suponiendo que el sistema se encuentra en equilibrio se debe cumplir que,

$$\frac{dN_j}{dt} = 0, \quad (\text{A.6})$$

donde j representa a cualquiera de los tres niveles de energía. Debido a que las transiciones entre el nivel $N_p \rightarrow N_u$ son instantáneas, el sistema de tres niveles se aproxima a un sistema láser de dos niveles las Ecs. (A.7-A.8) se reducen a

$$\frac{dN_u}{dt} = N_i \left(\frac{I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} \right) - N_u \left(\frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right), \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i \left(\frac{I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} \right) + N_u \left(\frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right). \quad (\text{A.8})$$

En este caso la densidad total de iones es igual

$$N_d = N_i + N_u \quad (\text{A.9})$$

Considerando que el sistema se encuentra en equilibrio (Ec. A.6), despejando N_u de la Ec. (A.9) y sustituyendo en la Ec. (A.7) se obtiene que,

$$N_i \left(\frac{I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} \right) - (N_d - N_i) \left(\frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right) = 0. \quad (\text{A.10})$$

Agrupando términos semejantes y despejando N_i de la Ec. (A. 10) obtenemos que

$$N_i = \frac{N_d \left(\frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u} \right)}{\frac{I_p \sigma_{pa}}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ua}}{h\nu_u} + \frac{I_p \sigma_{pe}}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_u} + \frac{I_u \sigma_{ue}}{h\nu_u}} \quad (\text{A.11})$$

Dividiendo el numerador y el denominador de la Ec. (A.11) entre τ_u ,

$$N_i = \frac{N_d \left(1 + \frac{I_p \sigma_{pe} \tau_u}{h\nu_p} + \frac{I_u \sigma_{ue} \tau_u}{h\nu_u} \right)}{1 + \frac{I_p \sigma_{pa} \tau_u}{h\nu_p} + \frac{I_u \tau_u (\sigma_{ua} + \sigma_{ue})}{h\nu_u} + \frac{I_p \sigma_{pe} \tau_u}{h\nu_p}} \quad (\text{A.12})$$

Definiendo

$$\begin{aligned} I_{ssat}(v_{u,j}) &= \frac{h\nu_{u,j}}{\tau_u (\sigma_{ua}(v_{u,j}) + \sigma_{ue}(v_{u,j}))} \\ I_{sesat}(v_{u,j}) &= \frac{h\nu_{u,j}}{\tau_u \sigma_{ue}(v_{u,j})} \\ I_{pasat}(v_p) &= \frac{h\nu_p}{\tau_u \sigma_{pa}(v_p)} \\ I_{pesat}(v_p) &= \frac{h\nu_p}{\tau_u \sigma_{pe}(v_p)} \\ I_{uesat}(v_p) &= \frac{h\nu_p}{\tau_p \sigma_{pe}(v_p)} \\ I_{uasat}(v_p) &= \frac{h\nu_p}{\tau_p \sigma_{pa}(v_p)} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Y sustituyendo las ecuaciones definidas en la Ec.(A.13) en la Ec.(A.12) se tiene que

$$N_i = \frac{N_d \left(1 + \frac{I_p}{I_{pesat}} + \frac{I_u}{I_{sesat}} \right)}{1 + \frac{I_p}{I_{pasat}} + \frac{I_u}{I_{ssat}} + \frac{I_p}{I_{pesat}}} \quad (\text{A.14})$$

Recordando que Potencia=Intensidad*Área, y suponiendo que A_u es el área efectiva de la señal y A_p es el área del bombeo. Se tiene que

$$N_i = \frac{N_d \left(1 + \frac{P_p}{I_{\text{pesat}} A_p} + \frac{P_u}{I_{\text{sesat}} A_u} \right)}{1 + \frac{P_p}{I_{\text{pasat}} A_p} + \frac{P_u}{I_{\text{ssat}} A_u} + \frac{P_p}{I_{\text{pesat}} A_p}} \quad (\text{A.15})$$

Ahora, recordando que la potencia de la señal depende de la frecuencia se tiene que

$$N_i = \frac{N_d \left(1 + \frac{P_p(z)}{I_{\text{pesat}}(v_p) A_p} + \sum_{j=1}^n \frac{P_u(z, v_{u,j})}{I_{\text{sesat}}(v_{u,j}) A_u} \right)}{1 + \frac{P_p(z)}{I_{\text{pasat}}(v_p) A_p} + \sum_{j=1}^n \frac{P_u(z, v_{u,j})}{I_{\text{ssat}}(v_{u,j}) A_u} + \frac{P_p(z)}{I_{\text{pesat}}(v_p) A_p}}, \quad (\text{A.16})$$

donde $P_u(z, v_{u,j}) = P_u^+(z, v_{u,j}) + P_u^-(z, v_{u,j})$. El superíndice positivo en la potencia indica que este factor corresponde a la señal en copropagación con el bombeo. Mientras que el superíndice menos indica este factor corresponde a la señal que viaja en contrapropagación con el bombeo.

A.1.3 Propagación de la luz

Se supone que, tanto el campo de luz del bombeo como de la señal se propagan únicamente en la dirección z y cambian significativamente a lo largo de la fibra. Por lo tanto, la densidad portadora del nivel superior también es una función del parámetro z , es decir, $N_u = N_u(z)$. Para encontrar las potencias ópticas del bombeo y la señal en un punto en particular del eje z , se definen las ecuaciones de propagación para ellas como (Hui, 2009; Wysocki, 1994):

$$\frac{dP_u(\lambda_u)}{dz} = g(z, \lambda_u) P_u(z), \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{dP_p(\lambda_p)}{dz} = \alpha(z, \lambda_p) P_p(z), \quad (\text{A.18})$$

donde $g(z, \lambda_u)$ es el coeficiente de ganancia efectivo en la longitud de onda de la señal y está dado por

$$g(z, \lambda_u) = \Gamma_u \left[\sigma_{ue}(\lambda_u) N_u(z) - \sigma_{ua}(\lambda_u) N_i(z) \right], \quad (\text{A.19})$$

siendo Γ_u el factor de superposición entre el campo óptico de la señal y el área dopada con erbio en el núcleo de la fibra. El factor $\alpha(z, \lambda_p)$ es el coeficiente de absorción efectivo a la longitud de onda del bombeo:

$$\alpha(z, \lambda_p) = \Gamma_p \left[\sigma_{pe}(\lambda_p) N_u(z) - \sigma_{pa}(\lambda_p) N_i(z) \right], \quad (\text{A.20})$$

donde Γ_p es el factor de superposición para la longitud de onda de bombeo. Las Ecs. (A.19) y (A.20) están acopladas por la relación mostrada en la Ec. (A.9).