

Salamanca, Gto., a 1 de Junio del 2022.

**M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTIN**  
**COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES**  
**P R E S E N T E.-**

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) **Daniel Torres González** del **Programa de Maestría en Ingeniería Eléctrica (Instrumentación y Sistemas Digitales)** y cuyo número de **NUA** es: **145049**, del cual soy director. El título de la tesis es: **Evaluación de configuraciones lineales en láseres de fibra óptica.**

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

**A T E N T A M E N T E**



Dr. Roberto Rojas Laguna  
**DIRECTOR DE TESIS**  
**SECRETARIO**



Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala  
**PRESIDENTE**



Dr. José Roberto Reyes Ayona  
**DIRECTOR DE TESIS**



Dr. Daniel Jáuregui Vázquez  
**VOCAL**



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---

---

CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA  
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

*“Evaluación de configuraciones lineales en  
láseres de fibra óptica”*

**TESIS PROFESIONAL**

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
*MAESTRO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA*

PRESENTA:

*Ing. Daniel Torres González*

DIRECTORES DE TESIS:

*Dr. Roberto Rojas Laguna*

*Dr. José Roberto Reyes Ayona*

SALAMANCA, GTO.

Mayo, 2022

---

## Agradecimientos Institucionales

A la Universidad de Guanajuato por el apoyo recibido para el desarrollo del proyecto 205/2022 titulado “Investigación Experimental de interferómetros modales tipo Mach-Zehnder como sensores de temperatura y de Degradación de Aceites comestibles” a través de la Convocatoria Institucional de Investigación Científica (CIIC) 2022.



Al CONACyT a través del Programa de Becas Nacionales por la beca de estudiante núm. 1042283



A handwritten signature in black ink, appearing to read "DTG" above "daniel torres gonzalez".

Daniel Torres González

---

# Agradecimientos

A mis padres José Adolfo Torres Navarro y Lucía González Santillán por el amor, cariño, apoyo y especialmente paciencia en este proceso de dos años que me tuvieron en casa. Nunca dejaré de estar agradecido con ustedes.

A mi asesor el Dr. Roberto Rojas Laguna por aguantarme en estos tiempos difíciles de pandemia limitados a la comunicación digital, al igual que el apoyo para poder subir al laboratorio y concluir con este trabajo, el cual fue complejo y desafiante, pero se concluyó con éxito. Aprecio su loable esfuerzo en la enseñanza continua no sólo de óptica, también de la forma en la que se debe de conducir un trabajo de investigación de calidad.

A mi coasesor el Dr. José Roberto Reyes Ayona por sus comentarios en la redacción de este manuscrito y el aprendizaje brindado de teoría electromagnética clásica y materiales.

A los investigadores del Cuerpo Académico de Telecomunicaciones y Fotónica, particularmente a los sinodales, el Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala por la revisión de la tesis y las clases de óptica introductoria al inicio de la maestría y al Dr. Daniel Jáuregui Vázquez por los comentarios de este trabajo así como el apoyo brindado para la conclusión de mi servicio social profesional y las experiencias compartidas durante la realización de este. También al Dr. Juan Manuel Sierra Hernández por el viaje a Yuriria para la fabricación de la fibra con aluminio y por sus valiosos consejos, y por último, al Dr. Juan Carlos Hernández García por compartir sus conocimientos de simulación de interferómetros y esquemas láser. Una mención especial a la Dra. Mahrokh Avazpour por la excelente clase de óptica no lineal.

Al Dr. Marco Bianchetti del Departamento de Estudios Multidisciplinarios de Yuriria por recibirnos en su laboratorio para la explicación y fabricación de las puntas de fibra recubiertas con aluminio.

Al Dr. Jaime Gutiérrez Gutiérrez de la Universidad Autónoma “Benito Juárez” de Oaxaca por prestar amablemente la rejilla de Bragg con la que se completó el segundo láser.

A la Ing. Jessica Nohemí Figueroa Ramírez por el cariño y apoyo incondicional especialmente en los momentos de incertidumbre del aislamiento social. Tu valiosa perspectiva alternativa ante los retos personales y académicos me abrió el panorama constantemente.

## Abstract

*This thesis presents the evaluation of two erbium-doped linear fiber lasers which have in common the use of an optical fiber tip coated with aluminum as cavity mirror, fabricated through the physical vapor deposition technique. By contrast, both setups differ in the second cavity mirror and filter, the first one implemented with an optical fiber loop and a Mach-Zehnder interferometer, unlike the second which was constructed with a fiber Bragg grating. The interferometer was built with a 7 cm section of photonic crystal fiber spliced between two standard single mode fibers, where the first splice was realized with the cores aligned, but the second splice with a 30  $\mu\text{m}$  core-offset. The wavelength dependent loss introduced by the interferometer, the high gain of the active medium and the gain control through the polarization hole burning effect, induced a balance within the cavity which enabled the tuning and switching of one, two, three, four, and five simultaneous laser wavelengths, with a total of seven different lasing wavelength lines in the C-band window of optical communications. Results showed a narrow spectral bandwidth for each laser line, a side-mode suppression ratio superior to 35 dB for at least one of the five different wavelengths, good power stability and minimal wavelength variation. The switching mechanism of the proposed laser configuration was realized simply by rotating the waveplates of the polarization controller. On the other hand, the analysis was repeated for the linear laser using the fiber Bragg grating centered at 1549.48 nm, where a single-lasing line emission was observed due to the nature of the filtering device, which also presented a reduced spectral bandwidth. Nevertheless, the power and wavelength stability of the second laser were remarkable, with a power fluctuation of only 0.054 dB and a high signal-to-noise ratio of 58 dB, thus, while this second laser loses in versatility in wavelength emission compared to the first laser, it wins in stability, maximum output power and power conversion efficiency. Finally, experimental results demonstrated the contribution of the fiber tip coated with aluminum acting as mirror, which benefited the output power of both lasers, exhibiting its capacity as robust and compact all-fiber mirror for future works.*

## Resumen

*En esta tesis, se presenta la evaluación de dos configuraciones lineales de láseres de fibra óptica dopada con erbio que utilizan en común una punta de fibra recubierta con aluminio como espejo de cavidad, fabricada mediante la técnica de deposición física de vapores. En cambio, las configuraciones difieren en el segundo espejo y filtro, siendo el primero implementado con un lazo de fibra óptica y un interferómetro Mach-Zehnder, a diferencia del segundo que se construyó con una rejilla de Bragg de fibra óptica. El interferómetro consiste en una sección de 7 cm de fibra de cristal fotónico que es empalmada entre dos tramos de fibra óptica estándar monomodo, donde el primer empalme se realizó con los núcleos alineados, pero el segundo con un desplazamiento de núcleos de 30  $\mu\text{m}$ . Las pérdidas dependientes de la longitud de onda introducidas por el interferómetro, más la alta ganancia del medio activo y el control de esta mediante la generación de huecos por polarización, provocaron un balance en la cavidad que permite la sintonización y conmutación de una, dos, tres, cuatro y cinco longitudes de onda de emisión láser simultáneas, siendo siete diferentes líneas de emisión láser posibles en la banda C de las comunicaciones ópticas. Los resultados muestran un ancho de banda espectral angosto para cada línea, una razón de supresión de modo lateral superior a 35 dB por lo menos en una línea de las cinco diferentes emisiones, buena estabilidad en potencia y mínima variación de longitud de onda. La conmutación de líneas láser de la configuración propuesta se realiza simplemente rotando las placas de un control de polarización. Por otra parte, el análisis se repitió para el láser lineal con la rejilla de Bragg operando a 1549.48 nm, donde una única emisión de longitud de onda fue observada debido a la naturaleza del dispositivo con un reducido ancho de banda espectral. No obstante, la estabilidad en potencia y longitud de onda de dicho láser fueron sobresalientes, con fluctuación solamente de 0.054 dB y una alta relación señal a ruido de 58 dB, es decir, mientras este segundo láser pierde versatilidad en longitudes de onda de emisión con respecto al primero, gana en estabilidad, potencia de salida y eficiencia de conversión. Por último, los resultados experimentales demostraron que la contribución de la punta recubierta con aluminio como espejo benefició la potencia de salida de ambos láseres, manifestando su capacidad como espejo robusto y compacto completamente de fibra para trabajos posteriores.*

---

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Justificación	1
1.2. Objetivos	3
1.2.1. General	3
1.2.2. Específicos	4
1.3. Hipótesis	4
1.4. Antecedentes	5
1.5. Organización	8
<b>2. Marco teórico</b>	<b>10</b>
2.1. Introducción	11
2.2. Interacción de la luz con la materia	12
2.2.1. Absorción	14
2.2.2. Emisión estimulada	15
2.2.3. Emisión espontánea	16
2.2.4. Tratamiento termodinámico	17
2.2.5. Tratamiento de la teoría cuántica	18
2.2.6. Amplificación y sección transversal	19
2.3. Sistemas láser de niveles de energía	22
2.3.1. Sistema de tres niveles de energía	23
2.3.2. Sistema de cuatro niveles de energía	26
2.3.3. Sistema de cuatros niveles de energía	26
2.4. Cavity óptica	28
2.4.1. Cavity óptica pasiva	28
2.4.2. Condiciones de oscilación	29
2.4.3. Oscilación en estado estable	34
2.5. Ensanchamiento de línea	36
2.5.1. Ensanchamiento de línea homogéneo	36
2.5.2. Ensanchamiento de línea no homogéneo	37
2.5.3. Generación de huecos en el espacio	39



2.6. Fibra dopada con iones de erbio	41
2.6.1. Estructura atómica de las tierras raras	41
2.6.2. Espectroscopia del ion $Er^{3+}$	42
2.6.3. Espectro de absorción, emisión y ensanchamiento de línea	44
2.6.4. Generación de huecos por polarización	46
2.7. Interferencia	46
2.7.1. Condiciones para generar interferencia	47
2.7.2. Interferómetro Mach-Zehnder	51
2.8. Rejillas de Bragg de fibra óptica	53
2.9. Ondas electromagnéticas en un medio conductor	55
2.9.1. Ecuaciones de Fresnel	56
2.9.2. Reflexión de la luz en un conductor	58
2.10. Conclusión	61
<b>3. Desarrollo</b>	<b>62</b>
3.1. Descripción del primer esquema experimental	62
3.1.1. Caracterización del diodo láser de bombeo	65
3.1.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio	67
3.1.3. Fabricación y caracterización del interferómetro Mach-Zehnder de fibra	68
3.2. Descripción del segundo esquema experimental	71
3.2.1. Caracterización del diodo láser de bombeo	72
3.2.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio	74
3.2.3. Fabricación de la punta de fibra recubierta con aluminio	76
3.3. Conclusión	80
<b>4. Resultados</b>	<b>81</b>
4.1. Resultados del láser lineal con punta de fibra recubierta de aluminio y MZI	81
4.2. Resultados del láser lineal con fibra recubierta de aluminio y FBG	97
4.3. Discusión	101
<b>5. Conclusiones</b>	<b>105</b>

**Bibliografía**

**121**

---

# Índice de figuras

2.1. Conjunto de sistemas atómicos excitados y no excitados a temperatura ambiente. . . . .	14
2.2. Proceso de absorción. . . . .	15
2.3. Proceso de emisión estimulada. . . . .	16
2.4. Proceso de emisión espontánea. . . . .	17
2.5. Radiación incidente en el medio activo. . . . .	21
2.6. Diagrama del sistema láser de tres niveles. . . . .	24
2.7. Diagrama del sistema láser de cuatro niveles. . . . .	27
2.8. Diagrama del sistema láser de cuatros niveles. . . . .	27
2.9. Cavity óptica pasiva de onda estacionaria con espejos planos. . . .	29
2.10. Configuración lineal de láseres: (a) de bulto y (b) de fibra óptica. . .	30
2.11. Configuración en anillo de láseres: (a) de bulto y (b) de fibra óptica.	30
2.12. Emisión láser de un solo modo longitudinal dentro del espectro de ganancia. . . . .	33
2.13. Representación gráfica de la construcción de la oscilación láser hasta el estado estable para (a) la irradiancia dentro de la cavidad y (b) la ganancia del medio activo. Reproducción de la Figura 13.2 de la referencia [69]. . . . .	35
2.14. Ensanchamiento de línea homogéneo para un láser multimodal. . . .	37
2.15. Función de forma de línea para un medio con ensanchamiento no homogéneo. . . . .	38
2.16. Generación de huecos en el espectro de ganancia con ensanchamiento no homogéneo. . . . .	39
2.17. Representación gráfica de la generación de huecos en el espacio para la operación multimodal de un láser con ensanchamiento homogéneo: (a) modos longitudinales en el medio activo de una cavidad, (b) distribución espacial de la inversión de población. . . . .	40

2.18. Gráfica de algunos de los niveles energéticos de la capa $4f$ del ion de erbio $\text{Er}^{3+}$ . En las flechas se muestran las transiciones de absorción y emisión más importantes, mientras que las líneas discontinuas representan transiciones no radiantes. Los números indican la longitud de onda en nanómetros de cada transición. . . . .	43
2.19. División por efecto Stark de los niveles $^4I_{15/2}$ y $^4I_{13/2}$ para una fibra de aluminio y sílice dopada con $\text{Er}^{3+}$ . Las flechas indican las múltiples transiciones para los mecanismos de absorción y emisión, demostrando la diferencia entre espectros. Los números en cada transición se encuentran en unidades de nanómetros. Reproducción de la Figura 4.16 de la referencia [70]. . . . .	44
2.20. Sección transversal de la absorción y emisión de los iones de erbio en fibras de sílice con distintas moléculas en su composición. Imagen tomada de [75]. . . . .	45
2.21. Interferómetro Mach-Zehnder de bulto. . . . .	52
2.22. Diagramas del interferómetro Mach-Zehnder completamente de fibra (a) con acopladores y dos fibras y (b) en línea utilizando una sola fibra. . . . .	53
2.23. Diagrama de la modulación periódica del índice de refracción del núcleo y operación de una rejilla de Bragg de fibra óptica. . . . .	55
2.24. Reflexión y transmisión de una onda cuyo campo eléctrico es paralelo al plano de incidencia. . . . .	56
2.25. Curvas de reflectancia para diferentes metales en la región de longitudes de onda visibles y cercano infrarrojo. . . . .	60
2.26. Curvas de reflectancia para las interfaces aire-aluminio y fibra-aluminio. . . . .	61
3.1. Diagrama esquemático del primer láser lineal construido utilizando un interferómetro Mach-Zehnder como filtro. . . . .	64
3.2. Respuesta del diodo láser al incremento de corriente de alimentación. . . . .	66
3.3. Espectro de salida del diodo láser de bombeo para una corriente de alimentación de $I_p = 250 \text{ mA}$ . . . . .	66
3.4. Espectro de emisión de la fibra dopada con erbio con diferentes corrientes de bombeo utilizadas. . . . .	67
3.5. Sección transversal de la PCF utilizada. . . . .	68

3.6. Diagrama del MZI de núcleo desplazado fabricado con PCF.	69
3.7. Patrón de interferencia resultado del MZI con el espectro de emisión de la fibra dopada con erbio como fuente de luz.	70
3.8. Posición del MZI para evitar cambios en su respuesta.	71
3.9. Diagrama esquemático del segundo láser lineal construido utilizando una rejilla de Bragg de fibra óptica como filtro.	72
3.10. Respuesta del segundo diodo láser al incremento de corriente de alimentación.	73
3.11. Espectro de salida del diodo láser de bombeo para una corriente de alimentación de $I_p = 300 \text{ mA}$ en la terminal de señal del WDM.	74
3.12. Diferencia de diámetros de la fibra dopada con erbio utilizada y fibra estándar.	75
3.13. Espectro de emisión de la segunda fibra dopada con erbio utilizada para múltiples niveles de corriente de bombeo en el diodo láser.	76
3.14. Diagrama básico de la PVD.	77
3.15. Sistema de evaporación térmica.	78
3.16. Fotografías del interior de la cámara de vacío: (a) parte inferior donde se encuentran electrodos, placa, obturador y aluminio, (b) parte superior donde se coloca el soporte y las fibras.	79
3.17. Fotografías de la sección transversal de las puntas recubiertas con aluminio fabricadas: (a) punta utilizada en el segundo láser, (b) comparación de otra punta con aluminio y fibra estándar.	79
4.1. Múltiples emisiones láser obtenidas del láser lineal sintonizable y conmutable con MZI.	83
4.2. Emisión de una longitud de onda del láser propuesto y obtención del (a) SMSR y (b) ancho de banda espectral.	84
4.3. Estudio de estabilidad en potencia y longitud de onda para la emisión de una línea láser.	85
4.4. Eficiencia de conversión de potencia para una longitud de onda de emisión del primer láser lineal estudiado.	86
4.5. Sintonización de otra longitud de onda de emisión única en la región central.	86

4.6. Emisión dual del láser sintonizable. . . . .	87
4.7. Medición de la estabilidad con dos líneas láser. . . . .	87
4.8. Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión. . . . .	88
4.9. Conmutación de la emisión dual del láser. . . . .	89
4.10. Espectro del láser con tres longitudes de onda de emisión. . . . .	89
4.11. Estudio de estabilidad para el láser de triple línea. . . . .	90
4.12. Resumen del estudio de estabilidad para cada línea de la operación triple. . . . .	91
4.13. Conmutación de dos líneas láser en la operación triple del láser lineal propuesto. . . . .	92
4.14. Emisión de cuatro líneas láser con el esquema experimental propuesto.	92
4.15. Estudio de estabilidad para la emisión cuádruple. . . . .	93
4.16. Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión. . . . .	93
4.17. Comparación de emisión cuádruple de longitudes de onda por conmu- tación. . . . .	94
4.18. Emisión de cuatro líneas láser con el esquema experimental propuesto.	95
4.19. Estudio de estabilidad para la emisión cuádruple. . . . .	95
4.20. Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión. . . . .	96
4.21. Conmutación de una línea para la emisión láser de cinco longitudes de onda. . . . .	97
4.22. Espectro de emisión del láser monomodal utilizando FBG como filtro y cálculo del (a) SNR y (b) ancho de banda espectral. . . . .	98
4.23. (a) Estudio de estabilidad de una hora de la emisión láser y (b) fluc- tuación de potencia máxima. . . . .	99
4.24. Eficiencia de conversión de potencia del láser lineal con FBG de una sola longitud de onda. . . . .	100
4.25. Comparación del espectro y potencia máxima a partir del uso de las interfaces fibra-aluminio y fibra-aire como espejos en la emisión láser.	100

---

# Índice de tablas

3.1. Especificaciones del diodo láser de bombeo [84]. . . . .	65
3.2. Especificaciones del diodo láser de bombeo [92]. . . . .	73
4.1. Longitudes de onda central correspondientes a la Figura 4.1. . . . .	83
4.2. Resultados del estudio de estabilidad para dos líneas láser. . . . .	88
4.3. Resultados del estudio de estabilidad para tres líneas láser. . . . .	90
4.4. Resultados del estudio de estabilidad para cuatro líneas láser. . . . .	94
4.5. Resultados del estudio de estabilidad para cinco líneas láser. . . . .	96
4.6. Comparativa primer láser lineal presentado en este trabajo con otros láseres en el estado del arte. Fibra multimodo ( <i>multimode fiber, MMF</i> ), fibra capilar de núcleo hueco ( <i>capillary hollow-core fiber, CHCF</i> ), fibra de siete núcleos ( <i>seven-core fiber, SCF</i> ), fibra de cristal fotónico no lineal ( <i>non-linear photonic cristal fiber, NLPCF</i> ) y fibra de dispersión no cero desplazada ( <i>non-zero dispersion shifted fiber, NZDSF</i> ). . . . .	103
4.7. Comparativa primer láser lineal presentado en este trabajo con otros láseres en el estado del arte. . . . .	104

---

---

# CAPÍTULO 1

---

## Introducción

### Contenido

---

<b>1.1. Justificación</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>1.2. Objetivos</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>1.2.1. General</b> . . . . .	3
<b>1.2.2. Específicos</b> . . . . .	4
<b>1.3. Hipótesis</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.4. Antecedentes</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>1.5. Organización</b> . . . . .	<b>8</b>

---

### 1.1. Justificación

Con la invención del láser y la necesidad de una guía de onda apropiada para radiación electromagnética visible, se entendió rápidamente que una de las aplicaciones principales de la fibra óptica, sino es que la más importante, sería la transmisión de información por medio de luz, tal y como ya se hacía con las señales eléctricas y el cable de cobre, así como las comunicaciones por ondas de radio. Cuando los avances tecnológicos alcanzaron el desarrollo de una técnica para producir fibra óptica de bajas pérdidas, la implementación de sistemas de comunicación ópticos evolucionó rápidamente, específicamente en la transmisión de información a larga distancia. Ya que la luz tiene una frecuencia del orden de THz, este tipo de transmisión de datos superaría en capacidad de envío de bits por segundo a las microondas, sin embargo, existían limitantes en sistemas de más de cientos de kilómetros ya que la luz sufría



de atenuación en el canal de comunicación, por lo tanto, los primeros amplificadores de luz fueron electrónicos. Esta primera solución al problema de la atenuación minimizaba los beneficios de los sistemas de comunicación óptica pues era necesaria una conversión óptica-electrónica-óptica, limitando el envío de información a velocidades “electrónicas”. Así, la solución a dicho problema llegó a mediados de la década de los ochenta con la invención de amplificadores ópticos por medio de fibras dopadas con tierras raras, ya que removieron la conversión de los amplificadores electrónicos permitiendo un sistema completamente óptico con una capacidad de transmisión superior, al igual que permitió aumentar el espacio entre amplificadores en canales de larga distancia. Por lo tanto, el estudio de las fibras dopadas con tierras raras introdujo un área de investigación donde se busca entender las condiciones óptimas de potencia de bombeo óptica, temperatura, longitud de ganancia, concentración del dopado, nivel de ganancia, entre muchos otros parámetros que resulta relevante examinar.

Dentro de las tierras raras utilizadas para dopar la fibra y servir como método de amplificación se encuentran: neodimio, iterbio, praseodimio, erbio, tulio y holmio. Específicamente, el erbio provee de un espectro de ganancia en la región de longitudes de onda de 1530 a 1565 nm, rango conocido como la banda C. Justamente, esta es la banda que comprende las longitudes de onda donde la fibra óptica convencional de sílice tiene la menor atenuación de luz provocada por la dispersión Rayleigh. Por esto, los amplificadores de fibra dopada con erbio han atraído la atención de la comunidad investigadora desde su invención, al igual que convertir dichos amplificadores en láseres: fuentes de luz completamente de fibra óptica que trabajen en la región de menor atenuación en las comunicaciones ópticas.

Así, los láseres de fibra óptica son fuentes de luz con propiedades sobresalientes como un ancho espectral angosto (ser altamente monocromáticos), un bajo umbral de potencia óptica para obtener emisión láser, una excelente eficiencia de conversión que es comparable con los láseres de semiconductores y alta estabilidad tanto en potencia como en longitud de onda con respecto a los cambios temperatura, calidad que supera a los diodos láser. Adicionalmente, son compactos, robustos, pueden tener una alta relación señal a ruido, tienen una calidad modal superior, pueden ser de alta

potencia o escalables a alta potencia, y son versátiles en su régimen de operación, ya sea que actúen como láser pulsado o de onda continua. Además, gracias al amplio espectro de ganancia de las fibras dopadas con tierras raras, los láseres de fibra tienen la capacidad de emitir múltiples longitudes de onda, cuyas líneas también poseen las características previamente mencionadas, al igual que pueden ser sintonizables y conmutables a una o varias longitudes de onda de emisión.

Específicamente, los láseres de fibra dopada con erbio han sido utilizados en una gran cantidad de aplicaciones, por ejemplo: como sensores de temperatura [1-3], curvatura [4-6], tensión [7-9], vibración [10-12], humedad relativa [13-15], índice de refracción [16-18], entre otros. De igual forma, esta clase de láseres han sido aplicados en sensores de gas [12; 19-21], espectroscopía [22; 23], y aquellos con múltiples longitudes de onda de emisión han sido propuestos para ser utilizados como transmisores en sistemas de comunicación de multiplexado por división de longitud de onda [24-26]. Por lo tanto, agregando los avances tecnológicos en diodos láser de bombeo, los láseres de fibra han resultado una opción viable y competitiva para diversas funciones, donde las propiedades inherentes de la fibra óptica como la resistencia ante ambientes hostiles o inmunidad a interferencia electromagnética es necesaria, de aquí la importancia de proponer y estudiar láseres de fibra compactos, estables y flexibles en longitud de onda de operación, cuyas características cumplan con los requerimientos de los retos presentados por cada aplicación.

## 1.2. Objetivos

### 1.2.1. General

Evaluar y contrastar dos configuraciones lineales de láseres todo de fibra óptica empleando distintos espejos que conformen la cavidad resonante.

### 1.2.2. Específicos

Para cumplir con el objetivo general de esta propuesta, se han planteado los siguientes objetivos específicos:

- Revisar la bibliografía existente para comparar resultados previos bajo condiciones similares al experimento propuesto.
- Examinar el uso de puntas de fibra óptica recubiertas con metales como espejos para la cavidad resonante.
- Analizar la implementación de rejillas de Bragg de fibra óptica como espejo y elemento sintonizable.
- Estudiar el desempeño del lazo de fibra óptica como espejo junto con el interferómetro Mach-Zehnder como filtro selectivo de longitudes de onda.
- Determinar la estabilidad en potencia y desplazamiento de longitud de onda de cada emisión láser en las diversas configuraciones estudiadas.
- Identificar y calificar las ventajas y desventajas de cada configuración lineal propuesta.

## 1.3. Hipótesis

La combinación de diversos filtros y espejos totalmente de fibra óptica como el interferómetro Mach-Zehnder, las puntas de fibra recubiertas de aluminio y las rejillas de Bragg en configuraciones lineales de láseres, beneficiarán la estabilidad de la potencia y longitud de onda de la emisión láser.

## 1.4. Antecedentes

Para hablar de la historia de los láseres de fibra dopada con erbio es necesario conocer la historia de los láseres, la fibra óptica y el impulso que recibían por parte de las comunicaciones. Primeramente, con la demostración del primer láser con medio de ganancia de estado sólido (rubí) [27], lo siguió una cascada de trabajos de láseres con diferentes medios de ganancia como gas, colorante, semiconductores y otros más de estado sólido. En cuanto al uso de tierras raras como elemento de amplificación, se tienen los pioneros trabajos de Snitzer para amplificadores y láseres de neodimio [28; 29] y el uso de iterbio y erbio para un láser con una vara de 1 mm de diámetro y 56 cm de largo [30]. No sólo es relevante el uso de tierras raras en estos trabajos, también, Snitzer proponía el uso de guías de onda de sílice dopadas con estos elementos para formar láseres, sin embargo, la tecnología en esos años era joven y la fibra óptica, como la conocemos ahora, no había sido fabricada. Así, en 1966 Charles K. Kao presentó los fundamentos para la construcción de una fibra óptica de vidrio como un elemento primordial para la transmisión de información a frecuencias ópticas [31], pero es hasta 1970 que un grupo de tres investigadores de Corning Inc.: Robert Maurer, Donald Keck y Peter Schultz, logran fabricar la primera fibra óptica con pérdidas menores a 20 dB/km [32; 33] y tres años después reportan una fibra óptica multimodo con pérdidas de 4 dB/km [34]. Más allá de la invención de la propia fibra, el principal aporte de Maurer, Keck y Schultz fue el método para fabricarla, el cual sería explorado y perfeccionado el resto de la década para obtener fibra óptica monomodo con pérdidas de 0.2 dB/km a 1550 nm [35]. De esta forma, inspirados en las demostraciones de Snitzer y con la necesidad de aprovechar esta nueva ventana de longitudes de onda con bajas pérdidas, al igual que la necesidad de incrementar el espacio entre repetidores o amplificadores en los sistemas de comunicación de la época, fue en la Universidad de Southampton alrededor de 1985 que David Payne y su grupo de colaboradores presentaron las primeras fibras ópticas monomodo dopadas con tierras raras (neodimio y erbio) con bajas pérdidas, demostrando su aplicación como amplificadores completamente ópticos [36; 37]. Por la inmensa atención que recibió este hito en la historia de las fibras ópticas, rápidamente los científicos investigaron la fluorescencia del erbio, donde nuevamente

Snitzer fue de los primeros en demostrar que los amplificadores de fibra óptica de erbio pueden ser bombeados a 1480 nm [38], mientras que Nakazawa fue el primero en utilizar un diodo láser de alta potencia a 1480 nm para bombear un amplificador de fibra dopada con erbio [39], procedimiento que se realiza actualmente. En cambio, los primeros láseres de fibra dopada con erbio fueron construidos y publicados por sus inventores, el grupo de la Universidad de Southampton, presentando un láser con longitud de onda central de 1550 nm y un rango de sintonización de 25 nm [40], así como el uso de una rejilla de fibra para reducir el ancho de banda de la línea láser a 0.04 nm [41].

Adicionalmente, el erbio impulsó el desarrollo de dispositivos completamente de fibra como multiplexores por división de longitud de onda, acopladores, combinadores, aisladores, entre otros, lo que diversificó el diseño de láseres de fibra. No obstante, un elemento clave en el diseño de un oscilador óptico es el filtro selector de longitud de onda para un medio de ganancia de amplio espectro como el erbio, para esto, las rejillas de Bragg de fibra óptica fueron seleccionadas rápidamente por su versatilidad en longitud de onda de operación y su facilidad de implementación en un esquema láser completamente de fibra óptica. Las rejillas de Bragg de fibra óptica fueron construidas por primera vez en 1978 por K. O. Hill [42] y años después de su fabricación y perfeccionamiento de la técnica por parte de G. Meltz en 1989 [43], fueron exploradas en configuraciones láser completamente de fibra [44; 45], así como sensores de algunas magnitudes físicas [46]. Actualmente, las rejillas de Bragg siguen siendo elementos básicos y populares para la construcción de láseres de fibra óptica después de más de dos décadas de su creación [1; 47-49].

Continuando con el diseño de resonadores y los dispositivos ópticos que han sido implementados como espejos, no solamente existe la confiable opción de la rejilla de Bragg de fibra, otra opción sencilla de poner en práctica es el espejo de lazo óptico o espejo de lazo de fibra. Mientras el espejo de lazo óptico fue propuesto y estudiado desde 1984 por R. B. Dyott [50], esta versión se construye a partir de un acoplador 50/50 y funciona como espejo ideal a bajas potencias (unos cuantos miliWatts, régimen lineal), pero como absorbedor saturable a altas potencias (unos cuantos Watts, régimen no lineal) [51]. Aunque la implementación de este dispositivo

en ambos regímenes ha sido demostrada para láseres de fibra dopada con erbio [52; 53], otra versión del espejo de lazo óptico puede construirse con un circulador óptico. Actualmente, el funcionamiento de un circulador como lazo de fibra ha sido ampliamente utilizado en configuraciones lineales de láseres gracias a las bajas pérdidas de inserción y el comportamiento de espejo casi ideal que brinda [4; 54; 55].

Otro ejemplo de espejo para una cavidad láser de fibra es el uso de espejos de bulto, ya sea espejos de varias capas delgadas de dieléctricos o de película delgada de algún metal [56], al igual que los espejos Faraday [57]. Sin embargo, los primeros no han sido populares debido a la necesidad de alineación entre la punta de la fibra y el propio espejo. Una solución a este problema es recubrir la fibra con un material reflejante, mejorando la reflexión de Fresnel entre la fibra y el aire. Aunque se ha utilizado el recubrimiento de fibra con distintos compuestos únicos, estos materiales no tienen la función de espejo, sino como absorbedor saturable para láseres pulsados [58-60]. En cambio, recubrir la fibra con un material reflejante como un metal ha sido explorado recientemente para mejorar el patrón de interferencia y sensibilidad de algunos interferómetros [2; 61; 62], no obstante, en una exhaustiva búsqueda en el estado del arte, no se ha encontrado la realización de esta propuesta como un simple espejo de amplio espectro que sería compacto y completamente de fibra para una cavidad láser.

Por otra parte, el uso del interferómetro Mach-Zehnder utilizando dos fibras de distinto diámetro de campo modal como filtro para láseres de fibra dopada con erbio es un dispositivo cuya fabricación es más reciente. En la literatura, uno de los primeros trabajos que utilizó dicho filtro fue por parte de W. G. Chen que en 2009 fabricó un interferómetro combinando fibra monomodo (Single-Mode Fiber, SMF) con fibra de cristal fotónico (Photonic Crystal Fiber, PCF) en una estructura SMF-PCF-SMF [63]. El interferómetro mostró una separación de franjas de 0.864 nm con una profundidad aproximada de 12 dB, para así obtener un láser de fibra dopada con erbio de onda continua con un máximo de tres longitudes de onda de emisión simultáneas ubicadas en 1547.946, 1549.733 y 1555.413 nm y una relación señal a ruido de 45 dB cuando el láser operaba con un sólo modo longitudinal. Esta publicación fue un parteaguas en el desarrollo de láseres de fibra dopada con erbio de onda

continua y de múltiples longitudes de onda de emisión debido a que representaba un filtro cuya fabricación era simple, compacta y fácil de implementar con resultados sobresalientes en cuanto a la relación señal a ruido, ancho espectral angosto y alta estabilidad en potencia y longitud de onda de cada línea láser. La técnica ha sido implementada en diversos grupos de investigación alrededor del mundo y ha sido perfeccionada en la División de Ingenierías con fructíferos resultados en la última década [1; 2; 4; 64; 65].

## 1.5. Organización

El presente trabajo está organizado como sigue:

El capítulo 2 contiene la teoría pertinente que fundamenta el presente trabajo. Diversos temas y áreas del conocimiento son exploradas para dar una explicación fundamental y completa del principio de operación del láser. La teoría presentada divide el estudio del láser de fibra óptica en sus componentes básicos: medio activo, cavidad láser, el erbio como medio activo, filtro selectivo de longitudes de onda y algunas opciones de cavidad completamente de fibra. En la sección 2.2 se realiza una descripción general del medio activo y las ecuaciones que permiten obtener amplificación óptica en un material adecuado, mientras tanto, la sección 2.3 respalda la sección previa mostrando el análisis de los sistemas de más de dos niveles energéticos para láseres. A continuación, el diseño general de cavidades láser es presentado en la sección 2.4, junto con el concepto de modos longitudinales y transversales. A pesar de que el modelo de niveles energéticos discretiza cada estado, en la sección 2.5 se describen los mecanismos que tienden a ensanchar de manera homogénea o no homogénea cada nivel. La descripción a detalle de dichos mecanismos resulta oportuna cuando se avanza a la siguiente sección, la cual se enfoca en las fibras dopadas con erbio como medio activo, presentando la espectroscopia de la tierra rara, así como su espectro de absorción y emisión. El resto de las secciones están dedicadas a la revisión teórica de los dispositivos más importantes utilizados en las configuraciones láseres propuestas, estos son: interferometría e interferómetro Mach-Zehnder de fibra

en la sección 2.7, principio de operación de las rejillas de Bragg de fibra óptica en la sección 2.8 y la reflexión de la luz en materiales conductores, en especial el aluminio, para la sección 2.9.

En el capítulo 3 se reporta el desarrollo del trabajo de tesis y se divide en dos secciones, separando los láseres lineales propuestos. En la primera parte se describe la configuración experimental del láser que utiliza un interferómetro Mach-Zehnder como filtro selectivo de longitudes de onda, por lo tanto, se profundiza en las características de la fuente de bombeo, el medio de ganancia y la fabricación y operación del interferómetro. Asimismo, en la segunda sección se presenta el segundo láser lineal construido utilizando rejilla de Bragg de fibra óptica como filtro, donde se realiza nuevamente la descripción de las especificaciones del diodo láser de bombeo, el medio activo y la fabricación detallada de la punta de fibra recubierta con aluminio funcionando como espejo.

Además, en el capítulo 4 se muestran los resultados experimentales de los láseres propuestos. La primera parte presenta las cinco diferentes emisiones conmutables del láser lineal construido con el interferómetro Mach-Zehnder, al igual que el respectivo estudio estabilidad de cada una. En seguida, se muestra la emisión única del láser lineal construido con la rejilla de Bragg de fibra óptica, donde también se agrega el estudio de estabilidad y los beneficios del uso de la punta recubierta con aluminio. Así, el capítulo finaliza con una puntual discusión sobre los beneficios, complicaciones, evaluación en general y trabajos a futuro que se pueden realizar con ambos láseres propuestos.

Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones de este trabajo de tesis.



---

## CAPÍTULO 2

---

# Marco teórico

### Contenido

---

<b>2.1. Introducción</b>	11
<b>2.2. Interacción de la luz con la materia</b>	12
2.2.1. Absorción	14
2.2.2. Emisión estimulada	15
2.2.3. Emisión espontánea	16
2.2.4. Tratamiento termodinámico	17
2.2.5. Tratamiento de la teoría cuántica	18
2.2.6. Amplificación y sección transversal	19
<b>2.3. Sistemas láser de niveles de energía</b>	22
2.3.1. Sistema de tres niveles de energía	23
2.3.2. Sistema de cuatro niveles de energía	26
2.3.3. Sistema de cuatros niveles de energía	26
<b>2.4. Cavity óptica</b>	28
2.4.1. Cavity óptica pasiva	28
2.4.2. Condiciones de oscilación	29
2.4.3. Oscilación en estado estable	34
<b>2.5. Ensanchamiento de línea</b>	36
2.5.1. Ensanchamiento de línea homogéneo	36
2.5.2. Ensanchamiento de línea no homogéneo	37
2.5.3. Generación de huecos en el espacio	39
<b>2.6. Fibra dopada con iones de erbio</b>	41
2.6.1. Estructura atómica de las tierras raras	41
2.6.2. Espectroscopia del ion $\text{Er}^{3+}$	42

---

2.6.3. Espectro de absorción, emisión y ensanchamiento de línea . . . . .	44
2.6.4. Generación de huecos por polarización . . . . .	46
<b>2.7. Interferencia</b> . . . . .	<b>46</b>
2.7.1. Condiciones para generar interferencia . . . . .	47
2.7.2. Interferómetro Mach-Zehnder . . . . .	51
<b>2.8. Rejillas de Bragg de fibra óptica</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>2.9. Ondas electromagnéticas en un medio conductor</b> . . . . .	<b>55</b>
2.9.1. Ecuaciones de Fresnel . . . . .	56
2.9.2. Reflexión de la luz en un conductor . . . . .	58
<b>2.10. Conclusión</b> . . . . .	<b>61</b>

---

## 2.1. Introducción

Previo a la fabricación del primer láser, su antecesor es un dispositivo conocido como máser, el cual emite radiación electromagnética en el rango de las microondas y fue construido en 1954 por Charles H. Townes, Nicolay G. Basov y Aleksandr M. Prokhorov. Dicho dispositivo fue fabricado a partir de amonio y emitía radiación a una frecuencia de 23.87 GHz. Con el estudio teórico y experimental del máser, se sentaron las bases para construir un oscilador que trabajara en frecuencias ópticas. Este llegó en 1960 cuando Theodore H. Maiman reportó el primer láser elaborado con un cristal de rubí y logrando una longitud de onda de operación de 694 nm (432 THz).

Así, el láser es un oscilador autoexcitado que emite radiación electromagnética de alta frecuencia (en el orden de THz) con propiedades particulares como: alta direccionalidad, altamente monocromáticos, alto grado de coherencia y para casos específicos, alta potencia y pulsos de duración ultracortos; que lo convierten en un dispositivo óptico distinto a las fuentes de luz convencionales como la lámpara incandescente, la lámpara fluorescente, el LED y hasta el propio Sol.

Además, similar a un oscilador electrónico, el láser está compuesto por tres elementos básicos: un medio activo, una fuente de “bombeo” y una cavidad o resonador. Primeramente, el medio activo constituye un medio de ganancia o amplificación para la radiación que se genera internamente en el material. La fuente de bombeo provee de energía al sistema y la cavidad tiene la tarea de almacenar un campo electromagnético coherente, permitiendo la interacción entre este y el medio activo, de esta forma, el láser posee un sistema de retroalimentación de radiación coherente. Adicionalmente, debido a su principio de operación (y su antecesor), este oscilador óptico recibe su nombre por el acrónimo del inglés *light amplification by stimulated emission of radiation*.

Deconstruir y estudiar los fundamentos de cada uno de los componentes de un láser, permite diseñar y predecir el comportamiento de dicho instrumento para la aplicación en la que sea requerido. Por lo tanto, este capítulo se dedica a detallar los principios básicos de un láser, como la interacción de la luz con la materia, el funcionamiento de un resonador óptico, las condiciones de oscilación, entre otros. A continuación, se cambia el enfoque del texto a profundizar en la teoría acerca de los elementos utilizados en el trabajo propuesto, esto es, en entender con precisión las cualidades de la fibra dopada con erbio como medio activo, los principios de interferometría involucrados en el interferómetro Mach-Zehnder y su actuación como filtro selectivo de longitudes de onda y finalizar con las ventajas de las rejillas de Bragg de fibra y fibras recubiertas de aluminio como espejos en una cavidad lineal de fibra óptica.

## 2.2. Interacción de la luz con la materia

El problema planteado por Kirchhoff de la radiación de cuerpo negro presentó un reto para la física clásica del siglo XIX ya que el tratamiento teórico aplicado no podía demostrar una distribución que se ajustara a las curvas experimentales. Así, en los primeros años del siglo XX, Max Planck produjo una curva de distribución que se ajustaba correctamente a los datos experimentales a partir de la premisa

que la radiación absorbida y emitida por las paredes del cuerpo negro consistía en vibraciones microscópicas cuya energía está dada no por valores continuos, sino por valores discretos de energía que son proporcionales a la frecuencia de oscilación de estas vibraciones y una constante que más tarde se nombraría la constante de Planck. De esta forma, la energía radiada se obtenía como:

$$E = nh\nu \quad (2.1)$$

siendo  $n$  un número entero positivo ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ),  $\nu$  la frecuencia del resonador atómico y  $h$  la constante de Planck dada por  $6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  o  $4.1356692 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ . Esto llevó a Planck a sugerir que la luz proveniente del cuerpo negro, por ende, la energía de la onda electromagnética, estaba “cuantizada” (del inglés *quantized*). Este concepto revolucionaría el estudio de la materia e iniciaría la física moderna. Aunque en su momento no fue estudiado con la suficiente atención, la hipótesis sería utilizada más tarde por Albert Einstein para describir el efecto fotoeléctrico. Más adelante, el modelo atómico de Niels Bohr proponía que el electrón se encuentra orbitando el núcleo del átomo a una distancia que corresponde a cierto nivel de energía, así, mediante la excitación de radiación electromagnética externa con una frecuencia específica, el electrón podía “brincar” a niveles energéticos superiores que asimismo son discretos. De modo que la frecuencia de la radiación electromagnética específica que puede excitar un átomo es calculada a partir de la diferencia de energía de dos estados como:

$$\nu_{ji} = \frac{E_j - E_i}{h} \quad (2.2)$$

con  $E_i$  y  $E_j$  siendo la energía de los niveles inicial y final, respectivamente,  $h$  la constante de Planck y  $\nu_{ji}$  la frecuencia de la onda electromagnética. En este contexto, a la ecuación (2.2) también se le conoce como la relación energía-frecuencia de Bohr.

Teniendo presentes los principios de la física moderna expuestos hasta ahora, el medio activo de un láser a temperatura ambiente  $T$  consiste en un conjunto de átomos que en su mayoría se encuentran en su estado base, mientras unos pocos se encontrarán excitados en un estado superior, tal como se representa en la Figura 2.1.

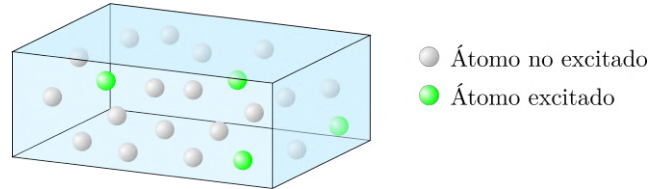


Figura 2.1: Conjunto de sistemas atómicos excitados y no excitados a temperatura ambiente.

De acuerdo con la estadística de Boltzmann, la relación de población en equilibrio térmico entre átomos no excitados y excitados está dada por:

$$\frac{N_j}{N_i} = e^{-(E_j - E_i)/k_B T} \quad (2.3)$$

donde  $N_i$  y  $N_j$  son las densidades atómicas de población en el estado base y en el estado excitado, respectivamente,  $E_i$  y  $E_j$  son las energías de dichos estados,  $k_B = 1.3806485 \times 10^{-23} \text{ J/K}$  o  $8.61733326 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura absoluta del medio en Kelvin.

Al incidir luz en un material como el de la Figura [2.1](#), tres fenómenos resultan de la interacción entre un fotón<sup>1</sup> y un átomo, estos son: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea. <sup>1</sup>De aquí en adelante y gracias a la dualidad onda-partícula de la luz, se usarán los conceptos de fotón y onda electromagnética de manera indistinta.

### 2.2.1. Absorción

En un sistema atómico de dos niveles como el que se muestra en la Figura [2.2](#), donde el estado base tiene una energía  $E_1$  y una densidad de población  $N_1$ , así como un estado superior con una energía  $E_2$  ( $E_2 > E_1$ ) y densidad atómica  $N_2$ , los átomos no excitados, es decir, que se encuentran inicialmente en el estado base, pueden hacer una transición al nivel superior si un fotón con energía  $h\nu = E_2 - E_1$  incide en ellos. La transición se origina a partir de la vibración coherente de las cargas electrónicas de los átomos con la onda electromagnética incidente, donde la onda radiada está fuera de fase con respecto a la señal original y, por lo tanto, la

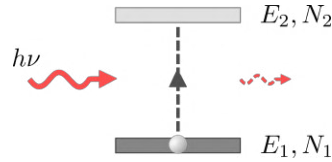


Figura 2.2: Proceso de absorción.

atenúa. A este fenómeno se le conoce como absorción estimulada, ya que el fotón incidente induce al átomo a hacer la transición.

Además, la tasa de cambio de la densidad atómica del estado base  $N_1$  con respecto al tiempo está dada por [66](#):

$$R_{abs} \equiv \left( \frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (2.4)$$

donde  $B_{12}$  es el coeficiente de absorción de Einstein y  $\rho(\nu)$  es la densidad de energía espectral de la radiación incidente, es decir, la energía por unidad de volumen por unidad del intervalo de frecuencia de la onda, dada en unidades de  $J \cdot s/m^3$ . El signo negativo en la ecuación [\(2.4\)](#) corresponde a un decremento en la población del estado base.

### 2.2.2. Emisión estimulada

Los átomos excitados que se encuentran en un nivel superior de energía pueden hacer una transición hacia un nivel energético inferior la cual es inducida o forzada por la presencia de una onda electromagnética de energía  $h\nu = E_2 - E_1$  en el sistema, tal como se representa en la Figura [2.3](#). Nuevamente, la vibración de las cargas electrónicas es coherente y la onda radiada está en fase con la señal original, y, por lo tanto, la amplifica. En otras palabras, el nuevo fotón creado tiene la misma fase, dirección, polarización y frecuencia que la radiación estimulante. Así, a este fenómeno se le conoce como emisión estimulada.

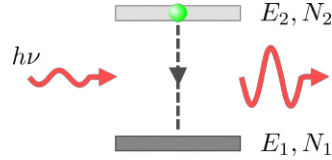


Figura 2.3: Proceso de emisión estimulada.

Asimismo, la tasa de cambio de la densidad de población del nivel superior  $N_2$  con respecto al tiempo está dada por:

$$R_{estim} \equiv \left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{estim} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (2.5)$$

donde  $B_{21}$  es el coeficiente de emisión estimulada de Einstein y  $\rho(\nu)$  es la densidad de energía espectral.

### 2.2.3. Emisión espontánea

Finalmente, los átomos excitados pueden hacer también una transición hacia el estado base o hacia un estado de menor energía sin necesidad de la presencia de un fotón en el sistema, de modo que el proceso ocurrirá de forma aleatoria e incoherente, es decir, sin dirección, fase o polarización específica, pero con una energía y frecuencia dada por la diferencia entre los niveles de energía  $h\nu = E_2 - E_1$ , como lo detalla la Figura 2.4. Por su naturaleza, a este fenómeno se le conoce como emisión espontánea.

De esta forma, la tasa de cambio de la densidad de población del nivel superior  $N_2$  con respecto al tiempo es independiente de la radiación incidente y está dada por:

$$R_{espon} \equiv \left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{espon} = -A_{21}N_2 \quad (2.6)$$

donde  $A_{21}$  es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein. Considerando únicamente la emisión espontánea en un sistema atómico, la ecuación (2.6) puede ser fácilmente resuelta integrando ambos lados, de tal forma que

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t} = N_2(0)e^{-t/\tau_{sp}} \quad (2.7)$$

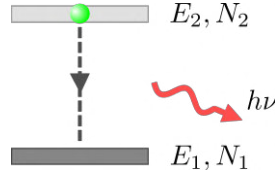


Figura 2.4: Proceso de emisión espontánea.

La ecuación (2.7) indica que la densidad atómica del nivel superior decae de manera exponencial a una tasa de tiempo  $\tau_{sp}$ , conocida como el tiempo de vida de la transición espontánea y dada por

$$\tau_{sp} = \frac{1}{A_{21}} \quad (2.8)$$

#### 2.2.4. Tratamiento termodinámico

Si el sistema atómico estudiado se encuentra en equilibrio térmico con la radiación incidente, el número de transiciones hacia el estado de mayor energía y hacia el estado base debe ser igual, esto es, la tasa de cambio de la densidad de población del nivel 1 (absorción) debe ser igual a la tasa de cambio de la densidad de población del nivel 2 (emisión estimulada y espontánea). Por lo tanto, se tiene que

$$R_{abs} = R_{estim} + R_{espon} \quad (2.9)$$

$$B_{12}\rho(\nu)N_1 = B_{21}\rho(\nu)N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.10)$$

Resolviendo para  $\rho$ , la ecuación (2.10) queda de la siguiente forma:

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}(N_1/N_2) - B_{21}} \quad (2.11)$$

Haciendo uso de la relación energía-frecuencia de Bohr y la estadística de Boltzmann, ecuaciones (2.2) y (2.3), es posible reescribir la ecuación (2.11) como

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{h\nu/k_B T} - B_{21}} \quad (2.12)$$



Retomando la discusión de la radiación de cuerpo negro, la hipótesis de Planck en la cual la energía está cuantizada lo llevó a encontrar la expresión de la densidad de energía espectral radiada por un cuerpo negro que describe correctamente los datos experimentales, depende de la temperatura absoluta del cuerpo y la frecuencia de la radiación y además cumple con la dramáticamente llamada “catástrofe ultravioleta”. Dicha expresión es la siguiente:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{v^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (2.13)$$

donde  $v$  es la velocidad de la luz en el medio en el que se encuentra el cuerpo negro. Realizando una comparación de las ecuaciones (2.12) y (2.13), la cual es válida para equilibrio térmico en ambos casos, lleva a las relaciones de Einstein las cuales son:

$$B_{12} = B_{21} \equiv B \quad (2.14)$$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{v^3} \quad (2.15)$$

donde  $A_{21} \equiv A$ . Así, conociendo el valor de uno de los coeficientes de Einstein es posible calcular el otro por la relación (2.15). Los valores de  $A$  y  $B$  para una fibra dopada con erbio son  $10^2 \text{ s}^{-1}$  y  $6.6 \times 10^{15} \text{ m}^3/\text{J} \cdot \text{s}^2$ , respectivamente [67].

### 2.2.5. Tratamiento de la teoría cuántica

Mientras la descripción de los fenómenos estimulados (absorción y emisión) es correcta mediante un tratamiento semiclásico, es decir, tratando el átomo mediante mecánica cuántica y la onda electromagnética a través del modelo clásico de Maxwell, dicho acercamiento falla en la concordancia entre las expresiones teóricas y los datos experimentales observados en la emisión espontánea. Para esto, un tratamiento completamente cuántico, con el átomo y la onda electromagnética cuantizados, esta última mediante la teoría cuántica de campos, es necesario. Una explicación exhaustiva de dicho tratamiento está fuera del alcance de este trabajo de tesis, sin embargo, aquí se resumen algunos resultados elementales que aportan al marco teórico presente. Explicaciones introductorias pueden ser consultadas en la literatura, por ejemplo, en [67–69].

De acuerdo con la mecánica cuántica, el momento dipolar eléctrico de un átomo está dado por:

$$\mu = - \int e|\psi|^2 \vec{r} dV \quad (2.16)$$

donde  $e$  es la carga eléctrica del electrón,  $\psi$  es la función de onda de la combinación lineal de los dos estados energéticos,  $\vec{r}$  es la coordenada del electrón realizando una transición tomando el núcleo como el origen y la integral es realizada en todo el volumen del átomo. El coeficiente de procesos estimulados de Einstein ecuación (2.14) es igual a

$$B = \frac{2\pi^2 |\mu|^2}{3n^2 \varepsilon_0 h^2} \quad (2.17)$$

siendo  $n$  el índice de refracción del medio y  $\varepsilon_0$  la permitividad eléctrica del vacío. Utilizando el resultado anterior y la relación (2.15), se obtiene el coeficiente de emisión espontánea de Einstein

$$A = \frac{16\pi^3 \nu^3 n |\mu|^2}{3h\varepsilon_0 \nu^3} \quad (2.18)$$

### 2.2.6. Amplificación y sección transversal

Como se habló en la introducción, los láseres son osciladores ópticos que amplifican una señal con la ayuda de una fuente de bombeo. En algunos sistemas láser prácticos, en especial los de fibra dopada con tierras raras, la fuente de bombeo suele ser otro láser altamente monocromático, con un ancho de banda angosto  $d\nu$ . Además, hasta el momento se ha considerado el sistema atómico de dos niveles como discreto, es decir, con un único valor de  $E_1$  y  $E_2$ , sin embargo, existen mecanismos que ensanchan la frecuencia de las transiciones disponibles y están descritos por la función de la forma de línea  $g(\nu)$  cuyo ancho espectral es generalmente mayor que el ancho de banda del bombeo, esto es,  $d\nu < \Delta\nu$ . Asimismo, en el siguiente análisis se considerará que la función de la forma de línea está normalizada como sigue:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \quad (2.19)$$

Ignorando por el momento la emisión espontánea y agregando el concepto de  $g(\nu)$  recientemente descrito, la tasa de cambio de la densidad de población del nivel

superior debido a las transiciones por absorción y emisión estimulada es [67]

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)g(\nu)d\nu N_2 + B_{12}\rho(\nu)g(\nu)d\nu N_1 \quad (2.20)$$

donde  $g(\nu)d\nu$  es la probabilidad de transición en el intervalo del ancho de banda del bombeo que se encuentra dentro de la función  $g(\nu)$ . Retomando la primera relación de Einstein (2.14), la ecuación (2.20) se agrupa como sigue:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)g(\nu)d\nu(N_2 - N_1) \quad (2.21)$$

Adicionalmente, la densidad de energía  $u(\nu)$  de la onda monocromática incidente se relaciona con la densidad de energía espectral previamente estudiada de la siguiente forma

$$u(\nu) = \rho(\nu)d\nu \quad (2.22)$$

Sustituyendo la relación (2.22) en (2.21), la tasa de cambio es

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}u(\nu)g(\nu)(N_2 - N_1) \quad (2.23)$$

Mientras la ecuación (2.23) representa el cambio de densidad de población del nivel superior, con unidades de *atomos/m<sup>3</sup> · s*, multiplicar ambos lados de la igualdad por  $h\nu$  brinda el cambio de la densidad de energía debido a las transiciones hacia el nivel superior. Así,  $dN_2$  y  $du$  están ligados de la siguiente forma [67]

$$\frac{dN_2}{dt} \times h\nu = -\frac{du}{dt} \quad (2.24)$$

Utilizando la ecuación (2.24) en (2.23), se tiene que

$$\frac{du}{dt} = h\nu B_{21}u(\nu)g(\nu)(N_2 - N_1) \quad (2.25)$$

Asimismo, la ecuación (2.25) puede ser fácilmente transformada en términos de la irradiancia de la señal original a partir de la relación

$$I = \nu \cdot u(\nu) \quad (2.26)$$

Por lo tanto, derivando ambos lados de la ecuación (2.26) con respecto al tiempo y sustituyendo en (2.25), se llega a la tasa de cambio de la irradiancia la cual se escribe como

$$\frac{dI}{dt} = h\nu B_{21}g(\nu)(N_2 - N_1)I \quad (2.27)$$

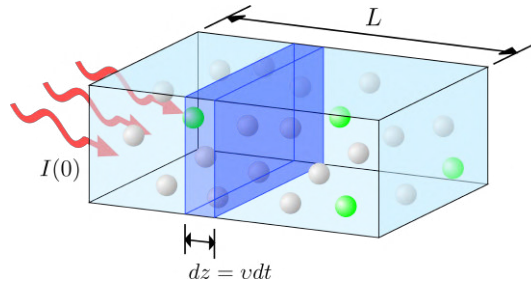


Figura 2.5: Radiación incidente en el medio activo.

Al hablar del medio activo de un láser como el que se muestra en la Figura 2.5, es conveniente expresar el cambio de irradiancia en el dominio espacial, ya que la luz del bombeo se propaga en la dirección  $z$  en el medio activo de longitud  $L$ . Para esto, es posible realizar el cambio de dominio de la ecuación (2.27) a través de la siguiente sencilla expresión:

$$dt = \frac{dz}{v} \quad (2.28)$$

De esta forma, sustituyendo la relación (2.28) en (2.27), finalmente se tiene expresado el cambio de irradiancia (unidades de  $W/m^2$ ) con respecto a la posición del frente de onda como sigue

$$\frac{dI}{dz} = \frac{h\nu B_{21} g(\nu) (N_2 - N_1)}{v} I \quad (2.29)$$

La ecuación anterior también puede escribirse como:

$$\frac{dI}{dz} = \alpha I \quad (2.30)$$

donde  $\alpha$  se conoce como el coeficiente de amplificación y es proporcional a la diferencia de población entre los niveles de energía. La ecuación (2.30) puede ser resuelta fácilmente integrando, obteniendo

$$I(z) = I(0)e^{\alpha z} \quad (2.31)$$

Así, la ecuación (2.31) establece que la irradiancia inicial  $I(z = 0)$  que incide en el medio activo crece o decrece exponencialmente según sea el signo de  $\alpha$ . Si  $\alpha < 0$ , significa que  $N_2 < N_1$  y luz en el medio activo se atenúa. En cambio, cuando  $N_2 > N_1$  entonces  $\alpha > 0$  y la irradiancia crece, por lo tanto, la luz se amplifica en el medio activo. A la condición  $N_2 > N_1$  se le conoce como **inversión de población** y es

fundamental para lograr la oscilación en el láser. La inversión de población se logra excitando el medio activo, de manera que la mayoría de los átomos se encuentren en un nivel superior de energía, es decir, poblando el estado superior del medio para tener disponible una mayor cantidad de átomos excitados para emisión estimulada. Esta es la razón principal de la fuente de bombeo para lograr oscilación láser.

Adicionalmente, el factor de ganancia por un pase en el medio activo está dado por la siguiente fórmula:

$$G = \alpha L \quad (2.32)$$

Por último, otra forma de escribir el coeficiente de amplificación es mediante la siguiente expresión:

$$\alpha = N_2\sigma_{21} - N_1\sigma_{12} \quad (2.33)$$

donde  $\sigma_{21}$  y  $\sigma_{12}$  son las secciones transversales de emisión estimulada y absorción, respectivamente. Al igual que los coeficientes de Einstein, las secciones transversales  $\sigma_{21} = \sigma_{12} \equiv \sigma$  son iguales. Por lo tanto, la ecuación (2.33) se reescribe como

$$\alpha = (N_2 - N_1)\sigma \quad (2.34)$$

y la sección transversal del medio activo es

$$\sigma = \frac{h\nu B_{21}g(\nu)}{v} \quad (2.35)$$

Valores típicos del coeficiente de amplificación, factor de ganancia por un pase y la sección transversal para un láser de fibra dopada con erbio son:  $0.7 \text{ m}^{-1}$ ,  $10^3$  y  $6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ , respectivamente [67].

## 2.3. Sistemas láser de niveles de energía

Hasta el momento, la descripción de la interacción de la luz con la materia se ha hecho mediante un sistema atómico de dos niveles, donde se explicaron los tipos de transición entre niveles, sus respectivas tasas de cambio de nivel de población debido a cada fenómeno y también se obtuvo un factor de ganancia, coeficiente de

amplificación y sección transversal. En la práctica, aunque los láseres con sistemas atómicos de dos niveles existen, son poco factibles debido, por ejemplo, a la reabsorción de la emisión estimulada generada. En cambio, otros sistemas también son posibles, como los hay de tres niveles, cuatro niveles y cuatros niveles, cada uno con sus mejoras y limitantes.

### 2.3.1. Sistema de tres niveles de energía

El sistema láser de tres niveles tiene una mayor factibilidad gracias a un tercer nivel que generalmente tiene un corto tiempo de vida, mientras el tiempo de vida del segundo nivel (el nivel láser o nivel metaestable) es largo, por lo tanto, la transición del nivel 3 al 2 es rápida y la transición láser del nivel 2 al nivel 1 es lenta. Esto permite que la población del nivel láser incremente rápidamente facilitando la inversión de población entre los niveles del láser, donde sólo más de la mitad de los átomos en el sistema deben de ser bombeados al nivel láser superior. Además, también es posible el sistema donde la transición láser se da entre niveles 3 y 2, mientras la transición rápida ocurre entre 2 y 1.

Al igual que el sistema de dos niveles, es posible expresar un sistema de ecuaciones diferenciales lineales en el sistema de tres niveles gracias a ciertas consideraciones y simplificaciones que a continuación se detalla. Dicho sistema se conoce como las ecuaciones de cambio de población y en el siguiente análisis se resume aquél realizado en la referencia [70].

La Figura 2.6 muestra el diagrama correspondiente al sistema láser de tres niveles, donde la tasa de bombeo y de emisión estimulada entre nivel 3 y 1 son  $R_{13}$  y  $R_{31}$ , respectivamente. Además, desde el estado superior son posibles tres transiciones, dos radiantes: entre el estado superior y el estado base ( $A_{31}^R$ ) y nivel superior y nivel metaestable ( $A_{32}^R$ ); y una transición no radiante ( $A_{32}^{NR}$ ), es decir, que no emite radiación electromagnética, en cambio, la energía liberada se traduce en vibraciones de la red (fonones o simplemente calor). Se asumirá que la transición dominante es el decaimiento espontáneo no radiante  $A_{32}^{NR} \gg A_{31}^R + A_{32}^R$ . Desde el nivel láser

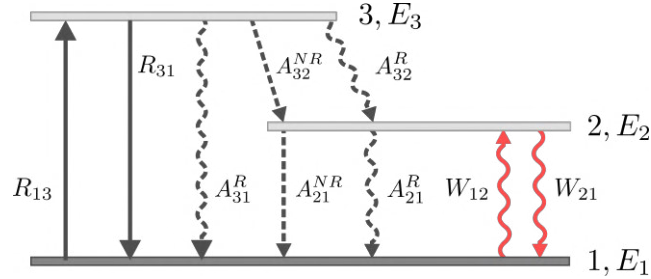


Figura 2.6: Diagrama del sistema láser de tres niveles.

existen también dos transiciones espontáneas radiantes y no radiantes  $A_{21}^R$  y  $A_{21}^{NR}$ , respectivamente, donde  $A_{21}^R = 1/\tau$  es el tiempo de vida de la transición espontánea tal y como se definió en la ecuación (2.8). Asimismo, se asume que el decaimiento espontáneo radiante es el dominante  $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$ . Por el contrario, las transiciones estimuladas en los niveles energéticos del láser están representadas por las tasas de absorción y emisión estimulada,  $W_{12}$ , y  $W_{21}$ , respectivamente. Por último, las densidades de población de los tres niveles están descritas por  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$ , al igual que  $N = N_1 + N_2 + N_3$  es la densidad de población total.

Así, el sistema de ecuaciones que describe las tasas de cambios de los tres niveles de población son:

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (2.36)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.37)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.38)$$

En estado estable del láser

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0 \quad (2.39)$$

Por lo tanto, haciendo uso de la condición (2.39) en el sistema de ecuaciones, después de algunas factorizaciones y tomando en cuenta que la transición espontánea no radiante del nivel superior domina a las tasas de bombeo y emisión estimulada, esto

es,  $A_{32} \gg R_{13,31}$ , las poblaciones de los niveles 1 y 2 son:

$$N_2 = N \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (2.40)$$

$$N_1 = N \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (2.41)$$

En ocasiones, en la literatura se considera que las tasas de absorción y emisión estimulada son idénticas  $W_{12} = W_{21}$ , por lo tanto, la inversión de población relativa a la población total queda de la siguiente forma:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{R_{13} - \frac{1}{\tau}}{R_{13} + 2W_{21} + \frac{1}{\tau}} \quad (2.42)$$

y el umbral de la tasa de bombeo está definido a partir de la condición  $N_1 = N_2$ , resultando:

$$R_{13} = \frac{1}{\tau} \quad (2.43)$$

Usualmente, se definen las tasas de bombeo, emisión estimulada y absorción del nivel láser como el producto de la sección transversal  $\sigma$  (unidades de  $m^2$ ) con el flujo de fotones  $\phi$  (unidades de  $fotones/m^2 \cdot s$ ) de cada transición específica, de esta forma:

$$R_{13} = \sigma_{13}\phi_p = \sigma_{13} \frac{I_p}{h\nu_p} \quad (2.44)$$

$$W_{12} = \sigma_{12}\phi_{abs} = \sigma_{12} \frac{I_{abs}}{h\nu_{abs}} \quad (2.45)$$

$$W_{21} = \sigma_{21}\phi_{estim} = \sigma_{21} \frac{I_{estim}}{h\nu_{estim}} \quad (2.46)$$

Algunas observaciones finales respecto al sistema láser de tres niveles son:

- A pesar de considerar las tasas de absorción y emisión estimulada como idénticas ( $W_{12} = W_{21}$ ), en los sistemas láser reales la emisión estimulada domina sobre la reabsorción en los niveles del láser ( $W_{12} \ll W_{21}$ ), obteniendo una ganancia neta positiva y modificando, por supuesto, las ecuaciones (2.42) y (2.43).



- Inspeccionando la Figura 2.6, es fácilmente apreciable que  $E_3 - E_1 > E_2 - E_1$ , esto significa que la energía necesaria para bombear el sistema de tres niveles debe de ser con una longitud de onda más corta comparada con la longitud de onda de la emisión del láser.
- Ya que  $N_3 \approx 0$ , entonces  $N \approx N_1 + N_2$ , por lo tanto, más de la mitad de la población total es necesaria en el nivel láser para lograr una ganancia neta positiva por inversión de población y lograrlo generalmente requiere de un bombeo intenso.

### 2.3.2. Sistema de cuatro niveles de energía

Al igual que el sistema anterior, el sistema láser de cuatro niveles de energía como el de la Figura 2.7 tiene un estado energético superior con un corto tiempo de vida, donde las transiciones espontáneas nuevamente pueden ser radiantes y no radiantes. En los niveles metaestables de emisión láser, denotados nuevamente como 2 y 1, el tiempo de vida del nivel superior del láser es relativamente largo, por lo que nuevamente es fácil acumular una gran densidad de población. En cambio, el nivel inferior del láser tiene un tiempo de vida corto, con transiciones generalmente no radiantes (fonones) que llevan rápidamente la población de átomos que recientemente perdieron su energía a un estado base. Por lo tanto, es sencillo mantener un estado de inversión de población y una ganancia neta positiva con una potencia de bombeo de umbral menor comparada con el sistema láser de tres niveles. Un ejemplo de láser con sistema de cuatro niveles es el de Nd:YAG.

### 2.3.3. Sistema de cuasitres niveles de energía

El sistema láser de cuasitres niveles es una versión intermedia entre ambos sistemas anteriormente descritos. En este sistema, como se puede apreciar en la Figura 2.8, el nivel inferior del láser se encuentra muy cercano al estado base o también puede ser un subnivel del nivel base en una colección de niveles Stark. Mientras la

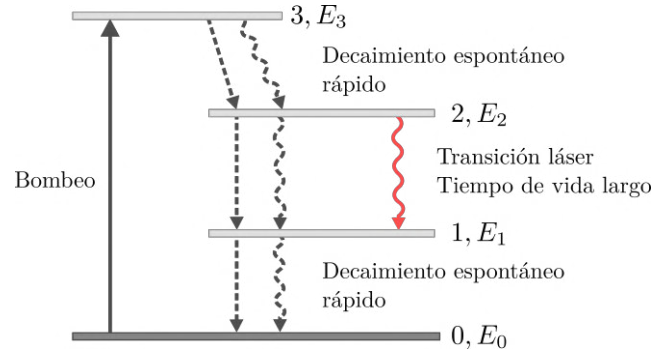


Figura 2.7: Diagrama del sistema láser de cuatro niveles.

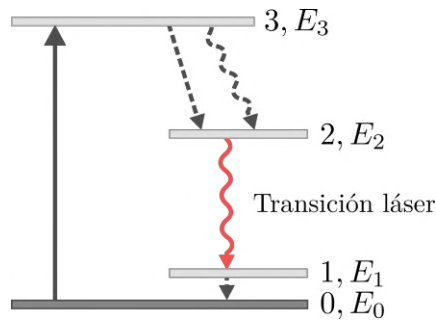


Figura 2.8: Diagrama del sistema láser de cuatritres niveles.

transición entre dicho subnivel y el estado base es rápida, el subnivel tiene cierta población en equilibrio térmico ya que comparte un pequeño porcentaje de población con el nivel base. De esta forma, conseguir inversión de población entre los niveles láser y ganancia neta positiva requiere de un bombeo intenso por el incremento del umbral de la potencia de bombeo, al igual que el sistema de tres niveles. Asimismo, reabsorción entre los niveles láser puede causar una reducción en la eficiencia de conversión entre el bombeo y la emisión láser. Muchos de los láseres de estado sólido poseen esta clase de sistema, incluyendo el medio activo de interés en este trabajo: la fibra dopada con iones de erbio.

## 2.4. Cavidad óptica

Mientras las secciones anteriores han descrito los conceptos fundamentales detrás de la amplificación óptica que puede proveer un medio activo gracias a un bombeo constante que logra inversión de población en el medio, el último elemento que falta de explicar es la cavidad óptica o resonador óptico. Dicha estructura brinda de retroalimentación regenerativa coherente al medio activo y completa el carácter oscilatorio del láser. La inclusión de la cavidad óptica en la discusión permitirá demostrar las dos condiciones para obtener oscilación láser: la condición de ganancia y la condición de coherencia.

### 2.4.1. Cavidad óptica pasiva

En su forma más simple, un resonador óptico pasivo, es decir, sin el medio de ganancia, está compuesto por dos espejos planos paralelos entre sí y colocados de frente a través del mismo eje, tal como lo muestra la Figura 2.9. Este diseño también se conoce como interferómetro o etalón Fabry-Perot gracias a su invención en 1899 por Charles Fabry y Alfred Perot, más de medio siglo antes de la primera operación exitosa de un láser que utilizó este mismo diseño, el láser de rubí. Dicho dispositivo tiene franjas de reflexión y transmisión muy angostas en frecuencias discretas, por lo que ha sido utilizado por su capacidad de filtrado, por ejemplo, en analizadores de espectros.

Si se incide un haz de luz hacia el interferómetro Fabry-Perot, es necesario que la distancia recorrida por el haz en un viaje de ida y vuelta o viaje redondo (*round trip*) dentro del dispositivo sea igual a un múltiplo entero positivo de la longitud de onda de la luz para que no se destruya a sí misma. Por lo tanto, esta condición de interferencia puede escribirse como:

$$2p = q\lambda \quad (2.47)$$

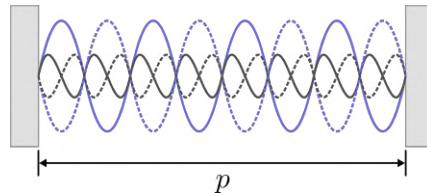


Figura 2.9: Cavidad óptica pasiva de onda estacionaria con espejos planos.

donde  $p$  es la distancia entre los espejos o longitud de la cavidad,  $q$  es cualquier entero positivo y  $\lambda$  es la longitud de onda del haz incidente. Así, el interferómetro forma ondas estacionarias dentro de los espejos con una relación de longitud de onda fija, como se dibuja en la Figura 2.9.

#### 2.4.2. Condiciones de oscilación

Al ser capaz de comportarse como filtro óptico para valores discretos de frecuencia, no es de sorprender que este dispositivo haya sido seleccionado para brindar retroalimentación por medio de ondas estacionarias coherentes que, con el diseño adecuado, se encuentren dentro de las frecuencias de transición de los átomos del medio activo. De esta forma, un resonador óptico activo completo como el de la Figura 2.10a muestra todos los elementos de un láser: bombeo, medio activo y cavidad óptica. Es importante mencionar que generalmente se escoge al menos un espejo parcialmente transmisible por el cual la emisión láser es acoplada. A esta configuración de láser, por su estructura, se le conoce como configuración lineal. Asimismo, la Figura 2.10b muestra el diseño de un láser de fibra óptica en su configuración lineal con los mismos tres elementos básicos de un láser, siendo el medio activo generalmente una fibra dopada con alguna tierra rara. En realidad, el uso de espejos de bulto en láseres de fibra óptica es poco común, por lo que otras mejores alternativas han sido exploradas y serán explicadas más adelante en este capítulo. Por otra parte, la Figura 2.11a muestra otro diseño de cavidad muy popular que por su estructura recibe el nombre de cavidad o configuración en anillo. Igualmente, la Figura 2.11b muestra la configuración en anillo para un láser de fibra óptica, donde generalmente

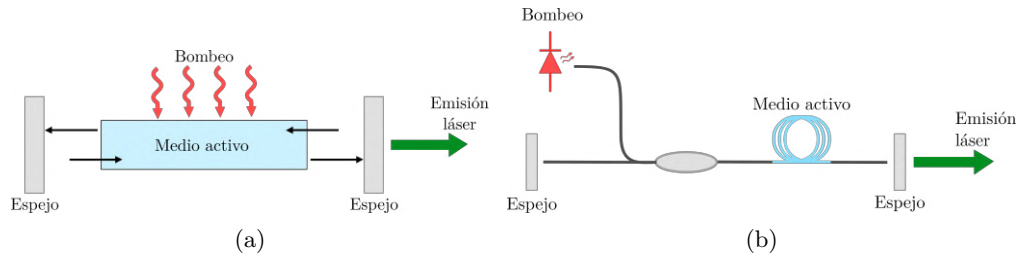


Figura 2.10: Configuración lineal de láseres: (a) de bulto y (b) de fibra óptica.

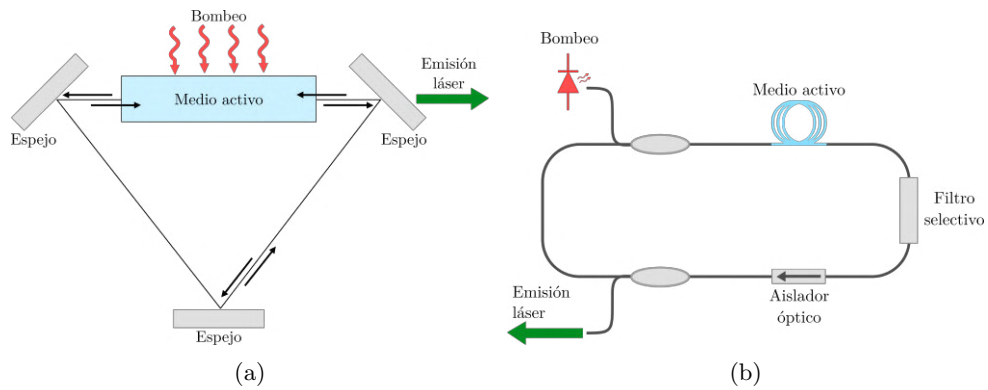


Figura 2.11: Configuración en anillo de láseres: (a) de bulto y (b) de fibra óptica.

se coloca un filtro selectivo de longitud de onda dentro de la cavidad para sintonizar una o varias longitudes de onda láser y un aislador óptico para mantener la dirección de propagación de la luz en un solo sentido.

Siguiendo el esquema del láser lineal de la Figura 2.10a, para un haz que inicia en el espejo de lado izquierdo con reflectancia  $R_1 \leq 1$  y termina en el espejo derecho con reflectancia  $R_2 < 1$  dentro de una cavidad de longitud  $p$  y un medio activo con longitud  $L$ , la irradiancia después de un viaje sencillo considerando únicamente los efectos de amplificación del medio activo está dada por la ecuación (2.31), esto es

$$I(z = p) = I(z = 0)e^{\alpha L} \tag{2.48}$$

Si ahora se toman en cuenta únicamente las pérdidas en la cavidad por fenómenos como la absorción y la dispersión por impurezas en el material, alguna partícula de

polvo entre el medio y uno de los espejos, entre otros factores, la irradiancia después de un viaje sencillo está dada por

$$I(z = p) = I(0)e^{-\gamma_c L_1} e^{-\gamma_m L_1} \quad (2.49)$$

donde  $L_1 = p - L$  es la longitud total de las secciones entre el medio activo y los espejos,  $\gamma_c$  es el coeficiente de pérdidas en estas secciones y  $\gamma_m$  es el coeficiente de pérdidas en el medio activo. Después de un viaje redondo, la irradiancia justo después del espejo de la izquierda es

$$I(z = 2p) = I(0)R_1R_2e^{2[(\alpha-\gamma_m)L-\gamma_cL_1]} \cdot e^{-j2(k_mL+k_cL_1)} \quad (2.50)$$

En la ecuación (2.50) se han incluido el factor de pérdidas ocasionadas por la reflectancia de los espejos. Igualmente, el último factor del lado derecho de la igualdad corresponde al cambio de fase sufrido por la onda en la cavidad, siendo  $k_m = (2\pi n_m)/\lambda_0$  el número de onda en el medio activo con índice de refracción  $n_m$  y  $k_c = (2\pi n_c)/\lambda_0$  el número de onda fuera del medio activo con índice de refracción  $n_c$ .

Para que la oscilación láser inicie, es necesario que la ganancia neta de un viaje redondo sea igual a uno, o, en otras palabras, que la amplificación y las pérdidas en la cavidad sean iguales. De modo que la ganancia de umbral  $G_t$  puede expresarse como

$$G_t = \frac{I(2p)}{I(0)} = R_1R_2e^{2[(\alpha-\gamma_m)L-\gamma_cL_1]} \cdot e^{-j2(k_mL+k_cL_1)} = 1 \quad (2.51)$$

Por lo tanto, ambos factores de la ecuación (2.51) deben de ser igual a 1. Primero, para la condición de ganancia se tiene que

$$R_1R_2e^{2[(\alpha-\gamma_m)L-\gamma_cL_1]} = 1 \quad (2.52)$$

y el coeficiente de amplificación de umbral está dado por

$$\alpha = \gamma_m + \frac{1}{2L} \ln \left[ \frac{1}{R_1R_2} \right] + \gamma_c \left( \frac{p}{L} - 1 \right) \quad (2.53)$$

Si  $p = L$ , que es común para algunos láseres, el coeficiente de amplificación de umbral se reescribe simplemente como

$$\alpha = \gamma_m + \frac{1}{2L} \ln \left[ \frac{1}{R_1R_2} \right] \quad (2.54)$$

Por otra parte, la condición de coherencia establece que el cambio de fase por el viaje redondo debe de ser igual a 1, o, elegantemente, un múltiplo entero positivo de  $2\pi$

$$e^{-j2(k_m L + k_c L)} = e^{-jq2\pi} \quad (2.55)$$

Resolviendo (2.55) para  $\lambda$  contenida en  $k_m$  y  $k_c$ , se tiene que la longitud de onda de resonancia está dada por la siguiente fórmula

$$\lambda_q = \frac{2}{q}[n_m L + n_c(p - L)] \quad (2.56)$$

Utilizando la relación  $c = \nu\lambda$ , las frecuencias de resonancia se calculan de la siguiente forma

$$\nu_q = \frac{qc}{2[n_m L + n_c(p - L)]} \quad (2.57)$$

Nuevamente, si  $p = L$ , la longitud de onda y frecuencia de resonancia se calcula simplemente como

$$\lambda_q = \frac{2n_m L}{q} \quad (2.58)$$

$$\nu_q = \frac{qc}{2n_m L} \quad (2.59)$$

De esta forma, el procedimiento matemático realizado que concluye en la ecuación (2.58) con la condición de oscilación es la misma condición de interferencia de la ecuación (2.47). Además, a cada valor de  $q$  corresponde una frecuencia discreta permitida por la cavidad y cada una de estas frecuencias lleva el nombre de **modos longitudinales** o modos axiales. Así, la separación entre modos longitudinales se calcula a partir de la siguiente relación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_m L} \quad (2.60)$$

De modo que, únicamente producirán una emisión láser aquellas frecuencias de resonancia que se encuentren dentro de la distribución de las frecuencias de transición del nivel atómico del láser descrita por la función de la forma de línea  $g(\nu)$  [véase la ecuación (2.19)] y cuando el valor de ganancia o coeficiente de amplificación donde se encuentra el modo longitudinal sea igual o superior al umbral dado por el nivel de pérdidas. Esto se puede apreciar fácilmente de manera gráfica en la Figura 2.12 donde el modo  $q$  coincide con el valor máximo  $g(\nu_0)$  que además supera el nivel de

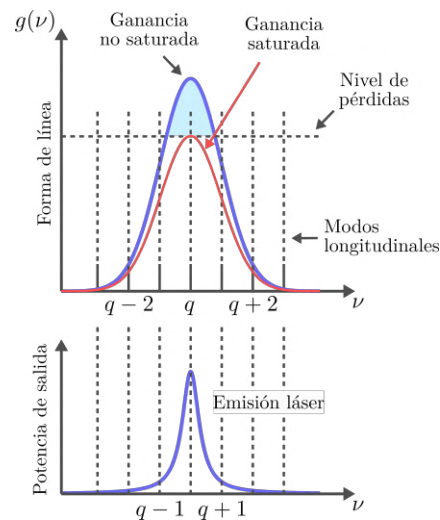


Figura 2.12: Emisión láser de un solo modo longitudinal dentro del espectro de ganancia.

pérdidas de cierta cavidad hipotética. En el caso contrario, los modos  $q + 1$  y  $q - 1$  también se encuentran dentro de la función  $g(\nu)$ , sin embargo, el valor de ganancia para cada uno no es suficiente para cumplir la condición de umbral (2.51). Por lo tanto, la gráfica inferior muestra solamente la emisión láser del modo  $q$  centrado a una frecuencia  $\nu_0$ .

Otra clase de modos son los **modos transversales**. Estos modos describen el perfil o distribución transversal de la amplitud del haz que se propaga dentro de la cavidad y para cada modo longitudinal, existe un número de soluciones que describen la distribución de energía en un plano perpendicular al eje de la cavidad y se reproducen asimismo cada viaje redondo. Por la similitud a los modos transversales en una guía de onda, como una fibra óptica, estos modos también son llamados Transversales Electromagnéticos de orden  $m$  y  $n$  ( $TEM_{mn}$ ). Se ha demostrado que para una cavidad formada por espejos esféricos y con simetría rectangular, la distribución de estos modos está dada aproximadamente por un perfil Gaussiano para el modo fundamental ( $m = 0, n = 0$ ) y perfil Hermite-Gaussiano para modos de alto orden. En cambio, para una cavidad de espejos esféricos y simetría circular o cilíndrica, la distribución de energía de los modos transversales está descrita por



funciones Laguerre-Gaussianas [71]; [72]. Para esta clase de cavidades, distintas al análisis que se tiene hasta ahora, las frecuencias de resonancia están dadas por la siguiente ecuación [72]:

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{2L} \left[ q + \frac{1}{\pi}(m + n + 1) \cos^{-1} \left( \sqrt{\left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \left(1 - \frac{L}{r_2}\right)} \right) \right] \quad (2.61)$$

donde  $r_1$  y  $r_2$  son los radios de curvatura de los espejos. Como se observa fácilmente en la ecuación anterior, los modos longitudinales no solo dependen de la extensión de la cavidad, ahora también dependen del orden del modo transversal y la geometría de los espejos del resonador.

### 2.4.3. Oscilación en estado estable

La oscilación láser se construye a partir de algún nivel de ruido inicial originado por fotones emitidos por emisión espontánea, los cuales aleatoriamente se crean con una dirección paralela al eje de la cavidad. Mientras el bombeo proporciona energía para inducir un estado de inversión de población en el medio activo, la disponibilidad de átomos excitados para transiciones por emisión estimulada incrementa. Así, los fotones por emisión espontánea que logran dar unos cuantos viajes de ida y vuelta dentro de la cavidad estimulan la generación de nuevos fotones paralelos al eje de la cavidad. De esta forma, la solución a la ecuación (2.27) indica que la irradiancia en el medio activo también crece de manera exponencial con respecto al tiempo, tal como lo muestra la gráfica de la Figura 2.13a donde, al estar en escala logarítmica, una recta representa un crecimiento exponencial. Después de un tiempo  $t_c$ , conocido como el tiempo de construcción de la oscilación, la irradiancia se estabiliza y alcanza un estado estable, como lo muestra la segunda porción de la gráfica en la Figura 2.13a a partir de  $t > t_c$ .

Es interesante observar lo que ocurre con la ganancia en este mismo proceso. Conforme el bombeo y la retroalimentación cumplen sus funciones en el láser, la ganancia crece rápidamente, alcanza la condición (2.51) y la sobrepasa, es decir, para un determinado tiempo inicial  $G > 1$ . Esto se mantiene hasta que la oscilación

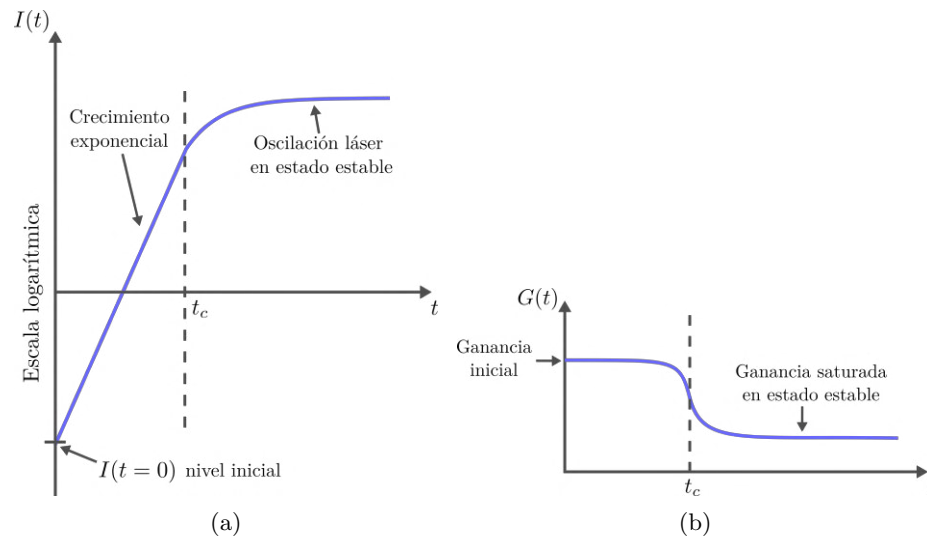


Figura 2.13: Representación gráfica de la construcción de la oscilación láser hasta el estado estable para (a) la irradiancia dentro de la cavidad y (b) la ganancia del medio activo. Reproducción de la Figura 13.2 de la referencia [69].

láser nuevamente alcanza un estado estable en un tiempo  $t = t_c$  y la ganancia decae a  $G = 1$ , es decir, la amplificación y las pérdidas en la cavidad son iguales y la condición (2.51) se mantiene. Cuando esta situación ocurre se dice que la ganancia se satura. Esto puede apreciarse de manera gráfica en la Figura 2.13b donde se muestra la ganancia en el sistema con respecto al tiempo. Conforme la irradiancia crece exponencialmente, la ganancia se mantiene constante en un valor inicial superior a las pérdidas de la cavidad. Al completar el tiempo de construcción de oscilación láser, la ganancia se satura a un estado estable cuyo valor es igual a las pérdidas de la cavidad. Asimismo, los efectos de saturación también están involucrados en la función de la forma de línea  $g(\nu)$ . Esto se muestra en la gráfica superior de la Figura 2.12 con la línea azul representando la distribución espectral de ganancia durante la construcción de la oscilación y una línea roja que muestra el espectro de ganancia saturado en la intersección del modo longitudinal amplificado y el valor de ganancia que iguala las pérdidas.

## 2.5. Ensanchamiento de línea

En la sección 2.2.6 se mencionó sobre el ensanchamiento espectral que sufre el nivel de transición láser, el cual pasa de ser un valor de frecuencia discreto a una distribución de frecuencias descritas por la función de forma de línea  $g(\nu)$ . Este ensanchamiento por lo tanto modifica la sección transversal de absorción [ecuación (2.35)] y, por ende, el coeficiente de amplificación y ganancia del medio activo. Así, existen diversos mecanismos físicos que provocan este ensanchamiento de línea los cuales se dividen en dos grupos, estos son: homogéneos y no homogéneos. A continuación, se describe el origen de estos mecanismos, así como sus consecuencias en la ganancia brindada por el medio activo de un láser.

### 2.5.1. Ensanchamiento de línea homogéneo

En el caso del ensanchamiento homogéneo, el incremento del ancho espectral de la función de línea actúa de igual forma para cada átomo individual, teniendo como resultado un ensanchamiento espectral idéntico para un conjunto de átomos.

El primer mecanismo se conoce como ensanchamiento por colisión y es aquel que ocurre por la colisión entre átomos en un gas, ya sea del mismo tipo de átomo, diferente, electrones libres, iones o hasta las paredes de la cavidad cerrada. El ensanchamiento debido a este fenómeno es proporcional a la densidad y la presión del gas en la cavidad. El segundo mecanismo ocurre en medios sólidos y se conoce como ensanchamiento por fonones. Este ocurre debido a las vibraciones moleculares de alta frecuencia en la red (fonones) que provocan una modulación en la frecuencia de resonancia de la transición atómica. A diferencia del ensanchamiento por colisión, esta segunda clase depende directamente en la temperatura del medio debido a la excitación térmica de las vibraciones de la red. Por último, un tercer mecanismo conocido como ensanchamiento por dipolos se debe a la sobreposición de los campos eléctricos y magnéticos de los dipolos que interactúan entre átomos vecinos. La perturbación causa un desplazamiento de frecuencias que dependiente del tiempo en las

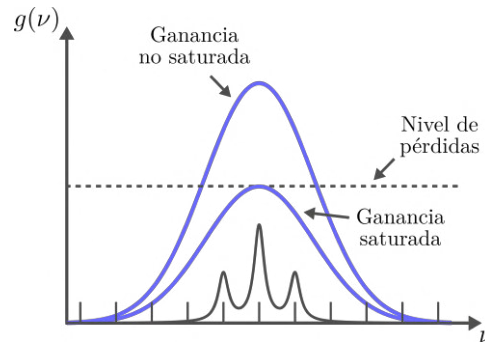


Figura 2.14: Ensanchamiento de línea homogéneo para un láser multimodal.

frecuencias de resonancia del dipolo, es decir, de los átomos. Esta tercera clase de ensanchamiento es relevante para medios con alta densidad atómica como materiales de estado sólido con átomos de tierras raras altamente intrínsecos.

En un láser con un medio activo que tiene un ensanchamiento de línea homogéneo, la función de línea o espectro de la ganancia actúa de manera similar a como se mostró en la Figura 2.12. El medio puede ser bombeado con la suficiente intensidad de manera que la ganancia supere las pérdidas, pero una vez que un modo longitudinal se establece a partir de las condiciones explicadas en la sección anterior, la ganancia se satura y decrece donde coinciden el nivel de pérdidas y el modo longitudinal, por lo tanto, el láser con ensanchamiento de línea homogéneo tiende a oscilar en un solo modo longitudinal. Este mismo procedimiento se replica en la Figura 2.14, sin embargo, ahora otros dos modos a los costados del modo fundamental cumplen la condición (2.51) y también son capaces de sostener una oscilación mediante mecanismos que serán explicados más adelante. Dicho comportamiento multimodal ocurre con normalidad en láser reales.

### 2.5.2. Ensanchamiento de línea no homogéneo

En el ensanchamiento no homogéneo, cada átomo individual en una colección sufre un desplazamiento aleatorio en la frecuencia de resonancia central, sin presentar

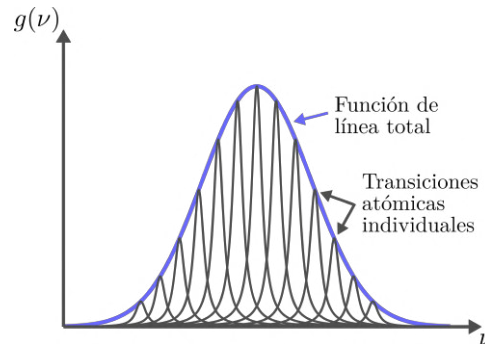


Figura 2.15: Función de forma de línea para un medio con ensanchamiento no homogéneo.

cambios en su forma de línea. De esta forma, la colección de átomos presenta una función de línea general ensanchada de manera no homogénea cuya respuesta total se muestra en la línea azul de la Figura 2.15, compuesta además por las diferentes contribuciones individuales, señaladas como las líneas oscuras en la misma gráfica.

Son dos los mecanismos principales que provocan un ensanchamiento no homogéneo. El primero, típico en gases, se debe al efecto Doppler entre la onda electromagnética y los átomos o moléculas de gas desplazándose en el medio. Así, desde el marco de referencia de los átomos en movimiento, estos observan una frecuencia aparente distinta a la frecuencia real de la onda. Por lo tanto, la frecuencia modificada por efecto Doppler tiene que coincidir con la frecuencia de resonancia del átomo. Desde el otro punto de vista, la frecuencia de transición atómica se desplaza desde el marco de referencia estacionario de un átomo sin movimiento.

El segundo mecanismo, típico en sólidos y específicamente en cristales compuestos de iones, tiene su génesis en los defectos e impurezas del material cuyos átomos producen campos eléctricos locales que desplazan de manera aleatoria la frecuencia de resonancia de los átomos vecinos mediante el efecto Stark. La magnitud de esta clase de ensanchamiento se ve influenciada directamente por la fabricación y perfección del material.

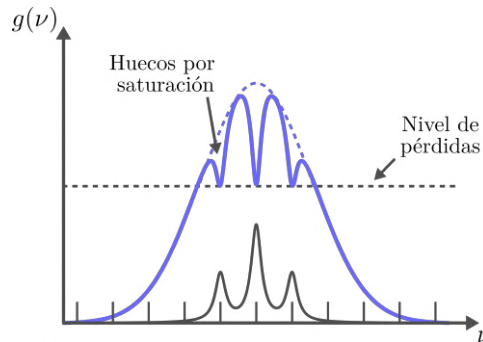


Figura 2.16: Generación de huecos en el espectro de ganancia con ensanchamiento no homogéneo.

En un láser con un medio activo que tiene un ensanchamiento de línea no homogéneo, la ganancia puede crecer más allá del nivel de pérdidas mediante un bombeo suficientemente intenso, mientras tanto, cada modo longitudinal que cumpla o supere la condición (2.51) podrá oscilar en la cavidad debido a que el modo permitido interactúa con cada subgrupo de átomos que conforman una de las líneas oscuras de la Figura 2.15. Así, el modo longitudinal exitoso provoca o “quema” un hueco durante la saturación del espectro de ganancia no homogéneo mientras la función de línea se mantiene en valores altos fuera de las frecuencias de resonancia de la cavidad. A este fenómeno se le conoce como *spectral hole burning* y se replica de manera gráfica en la Figura 2.16. De esta forma, el ensanchamiento no homogéneo facilita la operación multimodal de un láser.

### 2.5.3. Generación de huecos en el espacio

A pesar de que el ensanchamiento de línea homogéneo idealmente tiende al comportamiento monomodal de un láser, en algunos láseres reales es posible ver una salida láser multimodal debido a un fenómeno conocido como *spatial hole burning*. Retomando la forma y operación de una cavidad lineal de onda estacionaria, la Figura 2.17a muestra dos modos longitudinales de una cavidad donde, para facilidad en la explicación, la onda representada por la línea oscura tiene la mitad de la frecuen-

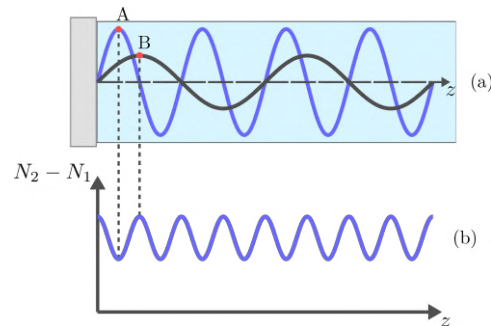


Figura 2.17: Representación gráfica de la generación de huecos en el espacio para la operación multimodal de un láser con ensanchamiento homogéneo: (a) modos longitudinales en el medio activo de una cavidad, (b) distribución espacial de la inversión de población.

cia de la onda con línea azul, siendo esta última el modo fundamental. La saturación que sufre la ganancia cuando se logra la oscilación láser también se puede traducir en un agotamiento de la población, donde la cantidad de transiciones estimuladas hacia abajo disponibles es menor cuando la energía de la onda estacionaria alcanza un máximo, tal como lo muestra el punto A en el antinodo de la senoidal en azul y el mínimo de inversión de población debido a dicha oscilación en la curva de la Figura 2.17b. Asimismo, conforme la energía del modo fundamental decrece y llega a un valor de cero, la inversión de población en esa región en el espacio no se encuentra agotada, por lo tanto, el segundo modo longitudinal en el medio activo puede aprovechar la ganancia creciente y las zonas en las que el modo fundamental no ha agotado la población, como aquella señalada con el punto B. Así, alcanzando la condición de umbral en dichas regiones, el segundo modo puede presentar oscilación láser.

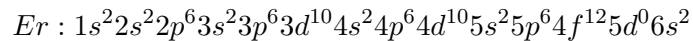
Como puede observarse en la Figura 2.17b, la inversión de población tiene una distribución espacial dentro del medio activo, donde cada mínimo (como la recta del punto A) representan los huecos generados o “quemados” en la ganancia del sistema.

## 2.6. Fibra dopada con iones de erbio

### 2.6.1. Estructura atómica de las tierras raras

Los elementos conocidos como “tierras raras” están conformados por el escandio, itrio y dos grupos: los lantánidos con números atómicos de  $Z = 58$  hasta  $Z = 71$  y los actínidos, que van desde  $Z = 90$  hasta  $Z = 103$ . En específico, el grupo de los lantánidos tienen propiedades ópticas interesantes debido a su estructura atómica particular. Tanto esta estructura como las propiedades ópticas han sido estudiadas y aplicadas en dispositivos ópticos a lo largo de las últimas décadas.

La configuración electrónica de los lantánidos neutros está compuesta por la configuración del xenón, una capa  $6s^2$  llena y la capa  $4f$  que se va llenando conforme se avanza en la tabla periódica, salvo las excepciones del cerio, gadolinio y lutecio que tienen un electrón en la capa  $5d$ . Por ejemplo, la configuración electrónica del erbio neutro ( $Z = 68$ ) es:



Por otra parte, el estado trivalente ( $3+$ ) de este grupo es el más común y estable en la naturaleza. En este caso, los iones trivalentes de los lantánidos pierden ambos electrones de la capa  $6s$  y uno de la  $4f$ , resultando en una configuración  $[Xe]4f^{N-1}5s^2 5p^6 6s^0$ . En el caso del erbio  $Er^{3+}$ ,  $N = 12$ . Así, los iones de elementos como el praseodimio, neodimio, holmio, erbio, tulio e iterbio han sido ampliamente utilizados gracias a su capacidad de amplificación y oscilación láser en longitudes de onda del visible y cercano infrarrojo.

Las tierras raras en realidad no son del todo raras, ya que se encuentran abundantemente como óxidos. En cambio, son especiales debido a que el radio de la capa  $4f$  es menor que las capas  $5s$  y  $5p$ , por lo tanto, la capa  $4f$  se encuentra protegida a campos externos. Esto trae consecuencias interesantes ya que en los iones trivalentes de tierras raras es en la capa  $4f$  donde ocurren todas las transiciones con frecuencias ópticas, por lo tanto, las transiciones  $4f \rightarrow 4f$  tienen secciones transversales angos-



tas al ser una capa comprimida. Asimismo, la espectroscopia de estas transiciones demuestra una baja sensibilidad a los átomos del elemento anfitrión cuando dichos iones han sido agregadas a un cristal o vidrio.

### 2.6.2. Espectroscopia del ion $\text{Er}^{3+}$

Entre los iones utilizados en dispositivos ópticos, es el erbio el que ha recibido una gran cantidad de atención en la comunidad científica de las comunicaciones por fibra óptica ya que el  $\text{Er}^{3+}$  posee una transición radiante en la región de  $1.5 \mu\text{m}$ , correspondiente a la ventana de menores pérdidas en la fibra óptica monomodo convencional. La frecuencia de esta transición se debe a los estados energéticos de la capa  $4f$ , la cual se divide de acuerdo con el momento angular total del orbital  $L$ , el momento total del spin  $S$  y el momento angular total  $J$ . Así, cada estado energético está definido por la nomenclatura  $^{2S+1}L_J$ . La Figura 2.18 muestra los principales niveles energéticos del  $\text{Er}^{3+}$  en la capa  $4f$  con su respectivo nombre, siendo  $^4I_{15/2}$  el estado de menor energía o estado base. Además, la gráfica incluye la longitud de onda de las transiciones de absorción (flechas hacia arriba) y emisión (flechas hacia abajo) radiantes y no radiantes de algunos estados energéticos relevantes. En específico, la transición  $^4I_{15/2} \leftrightarrow ^4I_{13/2}$  brinda la emisión radiante de la ventana de  $1.5 \mu\text{m}$  que se utiliza en los amplificadores ópticos y en la oscilación láser. Como se puede observar en la gráfica, es posible llegar al estado  $^4I_{13/2}$  de varias formas, pero son dos los métodos más utilizados: bombeando directamente con una longitud de onda de  $1480 \text{ nm}$ ; o a través de un bombeo con longitud de onda de  $980 \text{ nm}$  que eleva al  $\text{Er}^{3+}$  correspondiente a un estado energético superior  $^4I_{11/2}$ , donde decae rápidamente mediante una transición no radiante (fonones ópticos de  $2.75 \mu\text{m}$ ) al estado  $^4I_{13/2}$ . Este último proceso describe la operación del sistema láser de tres niveles de energía. Adicionalmente, se puede observar que la separación entre los estados  $^4I_{15/2}$  y  $^4I_{13/2}$  es amplia, esto tiene como consecuencia un tiempo de vida largo el cual es importante para obtener inversión de población y emisión estimulada. El tiempo de vida de la transición  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  para un anfitrión de sílice es de  $\sim 10 \text{ ms}$ . Sin embargo, la separación entre niveles  $^4I_{13/2}$  y  $^4I_{11/2}$  es corta, lo cual significa que la transición  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  debe tener un tiempo de vida corto, en este

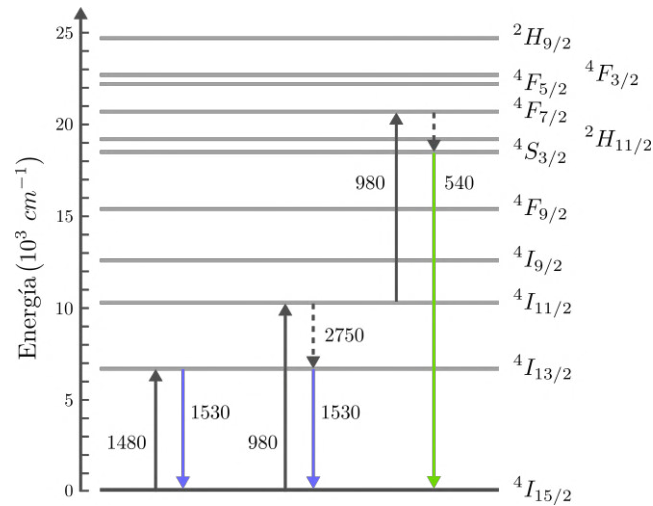


Figura 2.18: Gráfica de algunos de los niveles energéticos de la capa  $4f$  del ion de erbio  $\text{Er}^{3+}$ . En las flechas se muestran las transiciones de absorción y emisión más importantes, mientras que las líneas discontinuas representan transiciones no radiantes. Los números indican la longitud de onda en nanómetros de cada transición.

caso de  $\sim 7\mu\text{s}$  [70; 73], de esta forma, cumpliendo las condiciones para un sistema láser de tres niveles de energía establecido en la sección 2.3.1.

Los niveles energéticos de la Figura 2.18 a su vez están divididos y distribuidos en múltiples subniveles debido al efecto Stark, el cual genera ensanchamiento no homogéneo. Como se habló en la sección 2.5.2, la orientación aleatoria típica de los átomos de la red del vidrio anfitrión provoca campos eléctricos con diferentes direcciones que producen división de niveles por efecto Stark, la cual también es aleatoria y distinta en cada sitio del vidrio. Esto trae como consecuencia ensanchamiento no homogéneo a las transiciones previamente descritas. Como ejemplo, la Figura 2.19 muestra la división de los estados  $4I_{15/2}$  y  $4I_{13/2}$  en los múltiples niveles Stark de cada conjunto con las respectivas longitudes de onda de las transiciones más importantes, tanto para la absorción como la emisión en ambos niveles.

Experimentos realizados para analizar la dependencia de la temperatura del espectro de absorción y emisión han demostrado que el dopaje con iones de erbio en

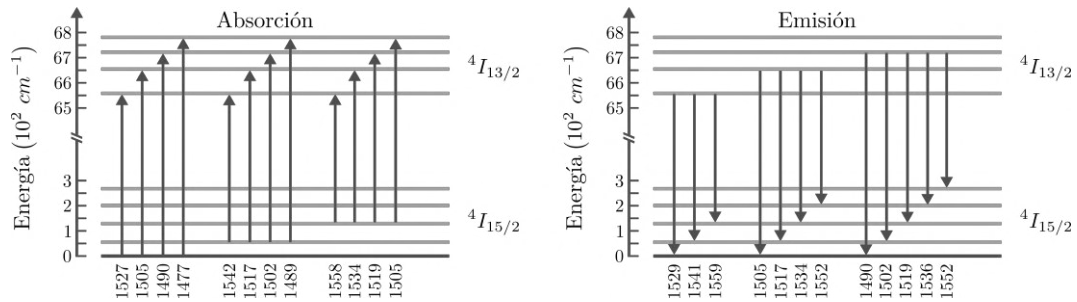


Figura 2.19: División por efecto Stark de los niveles  ${}^4I_{15/2}$  y  ${}^4I_{13/2}$  para una fibra de aluminio y sílice dopada con  $\text{Er}^{3+}$ . Las flechas indican las múltiples transiciones para los mecanismos de absorción y emisión, demostrando la diferencia entre espectros. Los números en cada transición se encuentran en unidades de nanómetros. Reproducción de la Figura 4.16 de la referencia [70].

fibras de Al-Ge-sílice presenta 4 y 5 niveles Stark para los estados  ${}^4I_{13/2}$  y  ${}^4I_{15/2}$ , respectivamente. En cambio, la regla de Kramer y los experimentos realizados para un cristal de  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ , con una composición similar al vidrio de fosfato, muestran 7 y 8 niveles Stark para los estados  ${}^4I_{13/2}$  y  ${}^4I_{15/2}$ , respectivamente [70; 73].

### 2.6.3. Espectro de absorción, emisión y ensanchamiento de línea

Como se mencionó anteriormente, la protección que le brindan las capas  $5s$  y  $5p$  a la capa  $4f$  provoca una baja sensibilidad a cambios en la espectroscopia de los estados y las transiciones de dicha capa. Sin embargo, existen variaciones en los espectros de absorción y emisión que dependen de las diferentes moléculas resultantes de la fabricación de la fibra dopada con erbio. Así, las secciones transversales de absorción y emisión son distintas sencillamente porque la composición de la red atómica del vidrio anfitrión es distinta. De esta forma, la Figura 2.20 muestra los distintos espectros de la sección transversal de absorción y emisión para fibras de sílice cuya composición tiene dióxido de germanio ( $\text{GeO}_2$ ), óxido de aluminio ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) o ambos. Las gráficas se obtuvieron mediante mediciones de la relación de ganancia y pérdidas, así como mediciones de la potencia de saturación [74].

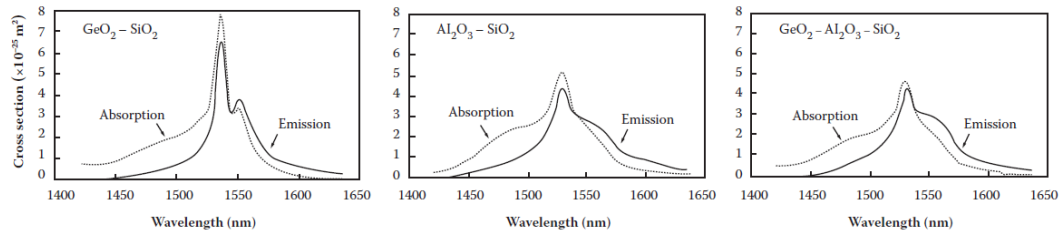


Figura 2.20: Sección transversal de la absorción y emisión de los iones de erbio en fibras de sílice con distintas moléculas en su composición. Imagen tomada de [75].

Las diferencias en los espectros de absorción y emisión se deben primeramente a que, como lo muestra la Figura 2.19, la cantidad de niveles Stark en cada estado energético es distinta. Igualmente, entre ambos niveles existe una diferencia de población por termalización que provocará diferencias en los espectros de las secciones transversales.

Por otra parte, los beneficios del uso de amplificadores de fibra dopada con iones de erbio en sistemas de multiplexado por división de longitud de onda se observan en el amplio espectro de las gráficas de la Figura 2.20. La forma de dichas curvas también depende de la cantidad de ensanchamiento homogéneo y no homogéneo del medio. El ensanchamiento homogéneo proviene de los fonones en el material, esto significa que existe una dependencia con la temperatura en la que se encuentra el medio. Con una alta energía de fonones y la temperatura ambiente a la que generalmente se encuentra, las fibras dopadas con erbio presentan un ensanchamiento homogéneo dominante. En cambio, el ensanchamiento no homogéneo proviene de la división de niveles por efecto Stark de la cual se habló anteriormente. Debido a la pequeña brecha de energía entre niveles Stark, un ensanchamiento homogéneo de cada subnivel que es mayor a esta brecha, la rápida termalización de la población en estos subniveles y el tiempo de vida largo entre los estados energéticos del láser, las variaciones de cada sitio en los niveles Stark y el ensanchamiento no homogéneo tienden a ser suavizados y la transición  ${}^4I_{15/2} \leftrightarrow {}^4I_{13/2}$  se comporta esencialmente como ensanchamiento de línea no homogéneo, especialmente para fibras de sílice y aluminio.

En fibras de sílice y aluminio, el ancho del ensanchamiento de línea homogéneo y no homogéneo medido ha sido de  $\Delta\lambda_{hom} = 11.5 \text{ nm}$  y  $\Delta\lambda_{nohom} = 11.5 \text{ nm}$  [70], respectivamente, demostrando ensanchamientos equivalentes, pero que a temperatura ambiente sigue dominando el homogéneo. No obstante, para fibras de sílice y germano, el ancho de línea medido para ambos mecanismos es de  $\Delta\lambda_{hom} = 4 \text{ nm}$  y  $\Delta\lambda_{nohom} = 8 \text{ nm}$  [70], respectivamente, presentando así un dominio del ensanchamiento no homogéneo a temperatura ambiente para esta clase de fibra dopada y facilitando fenómenos como la generación de huecos en el espectro de ganancia.

#### 2.6.4. Generación de huecos por polarización

La ligera anisotropía de la fibra óptica dopada con iones de erbio provoca una débil dependencia de la ganancia con la polarización de la señal que será amplificada. A causa de las variaciones aleatorias locales en los ejes de simetría de los iones de erbio, se asignará una sección transversal de acuerdo con la simetría local. Una señal óptica con cierta polarización entonces saturará la ganancia del subconjunto de iones cuyo eje principal sea paralelo a la polarización de la señal, generando huecos en la ganancia que dependen de la polarización. Por lo tanto, una segunda señal de prueba con polarización ortogonal comparada con la primera actuará con el subconjunto de iones no saturados y verá una ganancia que es mayor a la ganancia saturada por la primera señal. En inglés, a este fenómeno se le conoce como *polarization hole burning* (PHB) [70; 73].

## 2.7. Interferencia

Un láser de fibra óptica compuesto por un medio activo con un amplio espectro de ganancia ensanchado de manera homogénea como el de la fibra dopada con erbio y una larga cavidad resonante ( $p \approx 10 \text{ m}$ ) pueden generar una gran cantidad de modos longitudinales y oscilar de manera incontrolada si, por ejemplo, los espejos

de la cavidad lineal (como la Figura 2.10b) tienen una alta reflectividad, lo cual generalmente se cumple. Esto ocurre debido a las bajas pérdidas y alta ganancia que puede tener una cavidad láser completamente de fibra óptica. En situaciones como esta, es necesario introducir un mecanismo de pérdidas dentro de la cavidad para balancear el sistema y reducir los modos que logran oscilación láser a uno o varios. Preferentemente, dicho mecanismo se escoge de manera que tenga una dependencia con la longitud de onda, es decir, se selecciona cierto rango de longitudes de onda que carezcan de pérdidas, mientras otros rangos tengan un alto porcentaje de atenuación. Esta tarea puede ser completada fácilmente con un interferómetro.

Un interferómetro es un dispositivo que divide, por frente de onda o amplitud, una onda electromagnética coherente en dos, donde las nuevas dos ondas recorren caminos ópticos distintos hasta recombinarse en un punto en el cual, a causa del principio de superposición, interfieren una con la otra. Aunque el fenómeno está perfectamente descrito por la suma vectorial de los campos eléctricos de ambas ondas, es preferible hablar de irradiancia cuando se estudia la interferencia ya que es la cantidad que los sensores miden. De esta forma, la salida de un interferómetro es un patrón de interferencia compuesto por máximos y mínimos de irradiancia los cuales, como se analizará a continuación, dependen de la diferencia de caminos ópticos y la relación de fase entre ambas ondas. Adicionalmente, como ocurre en el principio de superposición, la interferencia no está limitada a dos ondas ya que puede ocurrir con múltiples de ellas.

### 2.7.1. Condiciones para generar interferencia

Para dar un tratamiento matemático al fenómeno de la interferencia, se consideran dos fuentes puntuales que emiten ondas monocromáticas de la misma frecuencia las cuales se propagan en un medio homogéneo. Asimismo, la separación entre las fuentes es mayor que la longitud de la onda de la radiación que emiten. Cuando las ondas de ambas fuentes inciden en un mismo punto de observación lejano, el campo

eléctrico resultante será la suma vectorial de los campos individuales, esto es

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (2.62)$$

donde los campos eléctricos individuales están linealmente polarizados y dados por:

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = E_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1) \quad (2.63)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = E_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2) \quad (2.64)$$

siendo  $\vec{k}$  el vector de onda el cual lleva la dirección de propagación de la onda,  $\omega = 2\pi\nu$  es la frecuencia angular y  $\varphi$  es la fase inicial de cada onda. Como se mencionó anteriormente, es conveniente tratar con irradiancias cuando se habla de interferencia. Así, la relación entre la irradiancia y el campo eléctrico es simplemente:

$$I = \varepsilon v \langle \vec{E}^2 \rangle_T \quad (2.65)$$

donde  $\varepsilon$  es la permitividad eléctrica en el medio,  $v$  la velocidad de propagación de la onda en el medio y el paréntesis  $\langle f(t) \rangle_T$  indica el promedio temporal de la función  $f(t)$ . Para facilidad del análisis matemático, simplemente se desprecian las constantes y se utiliza

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle_T \quad (2.66)$$

Entonces, aplicando la ecuación (2.66) a (2.62) se tiene

$$I = \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle_T$$

$$I = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \rangle_T$$

$$I = \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T + \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T \quad (2.67)$$

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (2.68)$$

Por lo tanto, la interferencia entre dos ondas está dada por la suma de las irradiancias individuales y el término de interferencia  $I_{12}$ . Realizando el producto punto y el promedio temporal del último término de la ecuación (2.67), el término de interferencia es

$$I_{12} = E_{01} \cdot E_{02} \cos \delta \quad (2.69)$$

el cual depende de la diferencia de fase  $\delta$  de las ondas, dado por

$$\delta = \vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_1 - \varphi_2 \quad (2.70)$$

Considerando ahora que ambas ondas tienen su estado de polarización paralelo, el producto punto de la ecuación (2.69) pierde su carácter vectorial y el coeficiente de la ecuación resulta en el simple producto escalar

$$I_{12} = E_{01}E_{02} \cos \delta \quad (2.71)$$

Además, aplicando la fórmula de la irradiancia (2.66) a (2.63) y (2.64) se obtienen la irradiancia de cada onda como

$$I_1 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T = \frac{E_{01}^2}{2} \quad (2.72)$$

$$I_2 = \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T = \frac{E_{02}^2}{2} \quad (2.73)$$

Usando (2.72) y (2.73) en (2.71) el término de interferencia es

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.74)$$

y la irradiancia total queda como

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.75)$$

A partir de la ecuación (2.75) es posible ver fácilmente que la irradiancia máxima ocurrirá cuando  $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ . A este caso se le conoce como interferencia constructiva total. De lo contrario, cuando la diferencia de fase toma los valores  $\delta = \pm\pi, \pm 3\pi, \dots$ , las ondas sufren de interferencia destructiva total. Asimismo, cuando las irradiancias individuales son iguales  $I_1 = I_2 = I_0$ , la irradiancia total es

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (2.76)$$

Para fuentes puntuales que emiten ondas esféricas, es posible remover el carácter vectorial de la ecuación (2.70) y se obtiene una diferencia de fase de la siguiente forma

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n(r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.77)$$



donde se hizo uso de la relación  $k = 2\pi/\lambda = 2\pi n/\lambda_0$ . De la ecuación (2.77) se puede apreciar que la interferencia ocurre debido a una diferencia de caminos ópticos  $r_1 - r_2$  o por la diferencia de fase inicial entre las ondas  $\varphi_1 - \varphi_2$ . Aquellas ondas para las cuales  $\varphi_1 - \varphi_2$  es un valor constante, se dice que las ondas (y las fuentes) son coherentes, ya que guardan una relación fija de fase en cualquier instante de tiempo y espacio.

La coherencia representa la condición fundamental para que exista interferencia entre dos o más haces y puede ser estudiada bajo dos categorías: coherencia temporal y espacial. La coherencia temporal es la relación de fase que guarda una onda a través del tiempo si se observa en un punto fijo en el espacio. Resulta sencillo para la explicación presentar el concepto de tiempo de coherencia, el cual indica por cuánto tiempo la onda se comportará como un senoidal predecible hasta que ocurra un cambio de fase aleatorio. A este tiempo de coherencia le corresponde una longitud de coherencia recorrida por la onda durante ese valor de tiempo. Además, la coherencia temporal está íntimamente relacionada con el ancho de banda espectral de la onda. Específicamente, el tiempo de coherencia está dado por el inverso del ancho de banda. Por lo tanto, fuentes de luz cuasimonocromáticas indican una excelente coherencia temporal, esta es la razón por la que el láser ha sido ampliamente utilizado en experimentos de interferencia.

En cambio, la coherencia espacial está relacionada con la extensión espacial de la onda y estudia la relación de fase que guarda la amplitud del frente de onda en puntos separados lateralmente. Variaciones de amplitud aleatorias en el frente de onda indican que la fuente tiene una baja coherencia espacial.

Adicionalmente, dos fuentes con distinta frecuencia provocarían una diferencia de fase que varía en el tiempo, provocando que el promedio del término de interferencia  $I_{12}$  sea 0 durante un periodo de tiempo largo y no sería posible observar un patrón de interferencia. De este argumento proviene una segunda condición para generar interferencia: que la radiación electromagnética provenga de la misma fuente. Esta condición, aunque facilita la observación del fenómeno, no es del todo necesaria ya

que se ha demostrado que dos láseres independientes pueden interferir gracias a su alta coherencia temporal y espacial [76].

### 2.7.2. Interferómetro Mach-Zehnder

Los interferómetros se dividen en dos clases de acuerdo con su principio de operación: por división de frente de onda y por amplitud. Un ejemplo de división de frente de onda es el clásico experimento de Young. Por su parte, los interferómetros por división de amplitud son los populares interferómetros de Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac, entre otros. En cuanto a construcción de interferómetros completamente de fibra son el Mach-Zehnder, Sagnac y Fabry-Perot los más populares.

El interferómetro Mach-Zehnder de bulto consiste en una fuente de luz, un divisor de haz que, como su nombre lo dice, divide la amplitud del haz en dos caminos distintos. Los nuevos haces divididos recorren el mismo camino óptico rectangular siendo reflejados por dos espejos hasta recombinarse en un segundo divisor de haz, donde la transmisión en cualquiera de los dos sentidos mostrará el patrón de interferencia generado. La Figura 2.21 muestra el diagrama esquemático del interferómetro Mach-Zehnder de bulto. El patrón de interferencia puede ser modificado mediante dos variaciones: 1) rotando ligeramente uno de los espejos crea una diferencia de caminos ópticos; 2) si se coloca algún material en uno de los brazos, el haz se propagará con una velocidad de fase inferior a causa del índice de refracción del material que es mayor al del aire, por lo tanto, esto generará un cambio de fase en la onda al recombinarse con el haz de referencia. Este último procedimiento demuestra la capacidad del interferómetro como sensor.

La versión completamente de fibra el interferómetro Mach-Zehnder tiene una estructura muy parecida a su contraparte de bulto y opera bajo los mismos principios ya descritos. La Figura 2.22a muestra el diagrama esquemático del interferómetro Mach-Zehnder de fibra. El dispositivo está compuesto por un acoplador 50/50 que divide la amplitud de la luz en la fibra óptica en porciones iguales. De esta forma, la luz se propaga por ambas fibras hasta llegar a un segundo acoplador 50/50 que

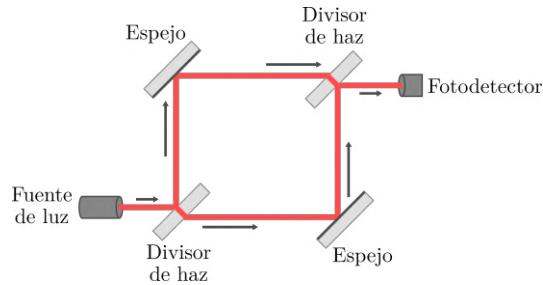


Figura 2.21: Interferómetro Mach-Zehnder de bulto.

recombina ambos haces. Nuevamente, haciendo que las longitudes de los brazos del interferómetro sean distintas o introduciendo algún material en alguno de los brazos, se provoca una diferencia de fase entre el brazo de referencia y el brazo sensor y el patrón de interferencia podrá ser modificado.

Otra forma de construir un interferómetro Mach-Zehnder mediante una sola fibra se muestra en el diagrama de la Figura 2.22b. En este caso, se busca empalmar una sección de fibra óptica que contenga un diámetro de campo modal menor al diámetro modal de la fibra que se esté utilizando en el sistema, de manera que la fibra con mayor diámetro modal pueda excitar modos transversales de alto orden (también llamados modos del revestimiento) en la nueva sección de fibra. Al excitarse, los modos de alto orden viajan con una constante de propagación que corresponde a un índice de refracción efectivo distinto al índice de refracción efectivo del modo fundamental que se propaga completamente por el núcleo. Al llegar al segundo empalme, los modos excitados se recombinan con el fundamental e interfieren, modificando la intensidad de salida. Si se considera que interfieren únicamente el modo fundamental y un solo modo de alto orden, la ecuación (2.75) es válida para calcular la intensidad resultante, esto es:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi \quad (2.78)$$

En este caso, la diferencia de fase  $\phi$  ocurre a partir de las diferentes constantes de propagación de cada modo que ven un índice de refracción efectivo distinto, por lo tanto, los modos se propagan a diferente velocidad de fase. Así, la diferencia de fase

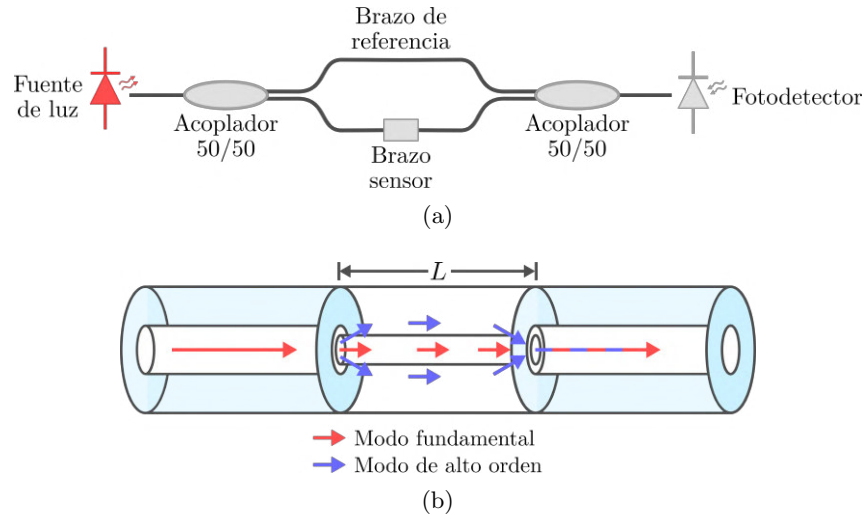


Figura 2.22: Diagramas del interferómetro Mach-Zehnder completamente de fibra (a) con acopladores y dos fibras y (b) en línea utilizando una sola fibra.

está dada por [2; 62]:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( n_{eff}^{nucleo} - n_{eff}^{rev,m} \right) L = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n_{eff} L \quad (2.79)$$

siendo  $n_{eff}^{nucleo}$  el índice de refracción efectivo del núcleo,  $n_{eff}^{rev,m}$  el índice de refracción efectivo del modo de orden  $m$  y  $L$  la longitud del interferómetro, la cual suele variar entre unos cuantos milímetros o centímetros. Adicionalmente, en la ecuación (2.79) se considera que la diferencia de fase inicial  $\varphi_1 - \varphi_2$  entre ambos modos es cero.

## 2.8. Rejillas de Bragg de fibra óptica

Al igual que el interferómetro puede ser utilizado como dispositivo para inducir pérdidas en el espectro de ganancia de la fibra dopada con erbio, otro elemento disponible para balancear el sistema láser son las rejillas de Bragg de fibra óptica. A diferencia del interferómetro que usualmente requiere de un mecanismo adicional para sintonizar una línea láser, las rejillas de Bragg de fibra óptica proveen la

sintonización de una línea láser con un ancho de banda angosto la cual tiene una excelente estabilidad.

Las rejillas de Bragg de fibra óptica (*fiber Bragg grating, FBG*) son dispositivos los cuales tienen una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra. La variación se obtiene gracias a la fotosensibilidad del núcleo de sílice dopado con germanio, especialmente a radiación ultravioleta intensa. Así, el cambio en el índice de refracción provoca una reflexión de Fresnel de la luz en cada interfaz. Sólo aquellos haces reflejados que estén en fase interfieren constructivamente, por lo tanto, un haz de cierta longitud de onda que cumpla la condición de Bragg será observado en la reflexión del dispositivo. La condición de Bragg establece que la suma del vector de onda de la radiación incidente y el vector de onda de la rejilla sean igual al vector de onda de la radiación reflejada, esto es [77]:

$$\vec{k}_i + \vec{K} = \vec{k}_r \quad (2.80)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_B} n_{eff} + \left(-\frac{2\pi}{\Lambda}\right) = -\frac{2\pi}{\lambda_B} n_{eff} \quad (2.81)$$

$$2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} n_{eff}\right) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.82)$$

donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo del modo fundamental y  $\Lambda$  es el período de la modulación. La ecuación (2.82) se reduce simplemente a la condición de Bragg de primer orden para obtener la longitud de onda de Bragg reflejada:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.83)$$

En la Figura 2.23 se muestra el diagrama de la operación de una rejilla de Bragg de fibra óptica. A partir de un haz de amplio espectro incidente, se refleja una porción angosta de dicho espectro, mientras el resto se transmite sin ser afectada, por lo tanto, se concluye que estos dispositivos funcionan como filtro rechaza banda y a la vez como espejo a cierta longitud de onda, de esta forma, dos rejillas de Bragg a la misma longitud de onda pueden componer la cavidad resonante de un oscilador láser.

Longitudes típicas de las rejillas de Bragg abarcan unos cuantos milímetros a centímetros, mientras el período  $\Lambda$  suele ser de 100 nm a 1  $\mu m$ , alcanzando reflectancias de casi 100%. Además, existen más clases de rejillas que sólo las de

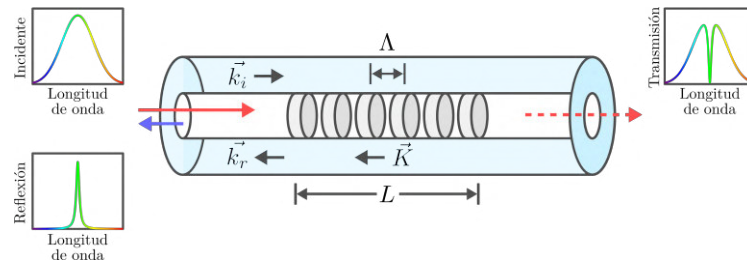


Figura 2.23: Diagrama de la modulación periódica del índice de refracción del núcleo y operación de una rejilla de Bragg de fibra óptica.

modulación uniforme, entre ellas se encuentran las de modulación suavizada (*apodized*), las no periódicas (*chirped*), las de período largo (LPFG), las de modulación inclinada (*tilted*), entre otras.

## 2.9. Ondas electromagnéticas en un medio conductor

El uso de espejos de bulto para construir una cavidad lineal en un láser de fibra óptica, como lo muestra la Figura 2.10b, en papel parece una idea sencilla, sin embargo, la implementación trae retos como la dificultad en la alineación para acoplar la mayor intensidad de luz posible en cada espejo, lo que trae consigo una elevada atenuación óptica, reduciendo la intensidad de salida del láser o inclusive la posibilidad de obtener oscilación láser si el medio de ganancia no puede superar estas pérdidas. Por esta razón, el uso de espejos de bulto no ha sido una técnica popular en la literatura, contrario al uso de rejillas de Bragg [56; 78] y lazos de fibra óptica [4; 54; 55] las cuales representan mejores soluciones al ser espejos completamente de fibra que aportan un valor reducido de pérdidas al láser. Una técnica que no ha sido explorada es el recubrimiento de puntas de fibra óptica con materiales altamente reflejantes como espejos de una cavidad. Específicamente, es posible evaporar metales de manera que se depositen en la fibra óptica, donde los metales mantienen sus interesantes propiedades ópticas. A continuación, se repasa ligeramente la teoría detrás de la reflexión de ondas electromagnéticas en materiales conductores,

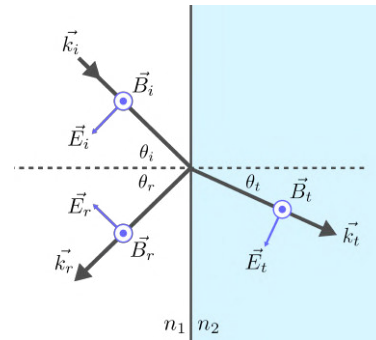


Figura 2.24: Reflexión y transmisión de una onda cuyo campo eléctrico es paralelo al plano de incidencia.

la cual se desvía poco de la interacción de la luz en una interfaz entre dos materiales dieléctricos.

### 2.9.1. Ecuaciones de Fresnel

Una onda electromagnética monocromática con dirección  $\vec{k}_i$  que se propaga en un medio dieléctrico isotrópico, lineal y homogéneo con índice de refracción  $n_1$  sufre de reflexión y refracción al llegar a una interfaz con otro medio dieléctrico isotrópico, lineal y homogéneo con índice de refracción  $n_2$ , tal como lo muestra la Figura 2.24. Las propiedades cinemáticas de la interacción de la luz con la interfaz son la ley de reflexión y la ley de Snell, con las cuales se puede obtener el ángulo de reflexión y refracción, respectivamente. Adicionalmente, las propiedades dinámicas indican la intensidad, cambio de fase y polarización de la luz al interactuar con el cambio de medios. Un tratamiento exhaustivo de ambas propiedades puede ser consultado en [79], mientras tanto, este apartado está limitado a presentar los resultados más importantes.

Para una onda electromagnética cuyo campo eléctrico es paralelo al plano de incidencia (ver Figura 2.24), el coeficiente de reflexión está definido como la relación entre la amplitud del campo eléctrico reflejado y la amplitud del campo eléctrico

incidente, esto es

$$r \equiv \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right) = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (2.84)$$

donde  $\theta_i$  y  $\theta_t$  son los ángulos de incidencia y transmisión con respecto a la normal de la interfaz. Asimismo, el coeficiente de transmisión se define como la relación entre la amplitud del campo eléctrico transmitido y el campo eléctrico incidente, es decir

$$t \equiv \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right) = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (2.85)$$

Por otra parte, la reflectancia y transmitancia están definidas como la relación entre potencia reflejada e incidente y la potencia transmitida e incidente, respectivamente.

De esta forma

$$R \equiv \frac{I_r}{I_t} \quad (2.86)$$

$$T \equiv \frac{I_t \cos \theta_t}{I_i \cos \theta_i} \quad (2.87)$$

donde la potencia o irradiancia  $I$  está definida como sigue

$$I = \frac{v\varepsilon}{2} E_0^2 \quad (2.88)$$

Así, sustituyendo la ecuación (2.88) en (2.86) y (2.87), se obtiene

$$R = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)^2 = r^2 \quad (2.89)$$

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)^2 = \left( \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} \right) t^2 \quad (2.90)$$

El caso más simple, cuando el ángulo de incidencia  $\theta_i = 0$ , muestra que la reflectancia y la transmitancia es igual para los escenarios donde el campo eléctrico es perpendicular y paralelo al plano de incidencia, de tal forma que las ecuaciones (2.89) y (2.90) se pueden escribir sencillamente como

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.91)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (2.92)$$

Por ejemplo, para una interfaz aire-vidrio, dónde los índices de refracción del aire y vidrio son  $n_{aire} = 1$  y  $n_{vidrio} \approx 1.5$ , respectivamente, el porcentaje de potencia reflejada a partir de la ecuación (2.91) es de 4%, aproximación que se utiliza frecuentemente.



### 2.9.2. Reflexión de la luz en un conductor

En un medio conductor, a diferencia del dieléctrico considerado en el análisis anterior, existe un número elevado de cargas libres que se encuentran en la banda de conducción, esto es, que no están “atados” a un átomo o molécula en específico. Por lo tanto, al incidir una onda electromagnética sobre el conductor, los electrones libres interactúan con los campos oscilando de manera similar debido a la onda armónica. Al hacerlo, colisionan con la red atómica de conductor transformando energía electromagnética en calor, esto indica que existe una absorción de energía por parte del conductor la cual está relacionada con su conductividad [79].

A partir de las ecuaciones de Maxwell para la propagación de ondas electromagnéticas en un medio conductor, la permitividad eléctrica adquiere un carácter complejo, por lo tanto, el índice de refracción del conductor también es complejo y puede escribirse como

$$\tilde{n} = n + i\kappa \quad (2.93)$$

siendo  $n$  el índice de refracción real y  $\kappa$  se nombra coeficiente de extinción. (En la literatura suele utilizarse  $k$  como el coeficiente de extinción. Para evitar confusiones en este texto, se usará la letra griega *kappa* como el coeficiente de extinción). Es posible demostrar que el índice de refracción complejo está dado por [80]

$$\tilde{n}^2 = \mu\varepsilon + i\frac{2\sigma\mu}{\nu} \quad (2.94)$$

donde  $\mu$ ,  $\varepsilon$  y  $\sigma$  son la permeabilidad magnética, permitividad y conductividad eléctricas del material, respectivamente. Así, un campo eléctrico monocromático de la forma

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \quad (2.95)$$

se propaga en la dirección  $z$  positiva del material conductor. Utilizando la relación del vector de onda angular, frecuencia angular y sustituyendo la ecuación (2.93) en

(2.95), se obtiene

$$\vec{E} = E_0 e^{-i2\pi(\tilde{n}z/\lambda_0 - \nu t)} \quad (2.96)$$

$$\vec{E} = E_0 e^{-2\pi(nz/\lambda_0 - i\kappa z/\lambda_0 - \nu t)} \quad (2.97)$$

$$\vec{E} = E_0 e^{-2\pi\kappa z/\lambda_0} e^{-i2\pi(nz/\lambda_0 - \nu t)} \quad (2.98)$$

La ecuación (2.98) muestra que, al propagarse, la amplitud del campo eléctrico se va atenuando exponencialmente. En cuanto a la irradiancia de la onda, simplemente se eleva al cuadrado la ecuación (2.98) para llegar a la siguiente expresión

$$I = I_0 e^{-4\pi\kappa z/\lambda_0} \quad (2.99)$$

Entonces, la irradiancia o potencia de la onda decrece por un factor conocido como el coeficiente de absorción o atenuación, el cual se escribe como

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa \quad (2.100)$$

el cual tiene unidades del inverso de la longitud de onda. Además, conociendo  $\alpha$  es posible calcular el coeficiente de extinción. Por otra parte, cuando la onda ha recorrido la distancia  $z = 1/\alpha$ , la irradiancia se ha reducido un factor de  $e^{-1}$ , a este valor se le conoce como profundidad de penetración o profundidad de piel (*skin depth*), el cual se escribe simplemente como

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda_0}{4\pi\kappa} \quad (2.101)$$

A pesar de que existe una fuerte absorción de los metales a ondas electromagnéticas en el rango de frecuencias ópticas, son pocos los electrones que interactúan con ella y es poca la energía que se disipa. De lo contrario, parte de esta radiación absorbida es reflejada selectivamente [79]. Sustituyendo la ecuación (2.93) en  $n_2$  de la ecuación (2.91) es posible la reflectancia de algunos materiales conductores conociendo su índice de refracción complejo, por ende, la sustitución resulta en la siguiente fórmula:

$$R = \frac{(n - n_1)^2 + \kappa^2}{(n + n_1)^2 + \kappa^2} \quad (2.102)$$

La Figura 2.25 muestra la reflectancia para algunos metales como el aluminio, cobre, oro y plata a partir de valores experimentales del índice de refracción y coeficiente

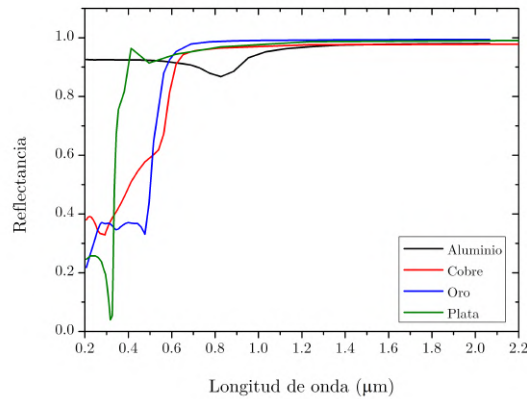


Figura 2.25: Curvas de reflectancia para diferentes metales en la región de longitudes de onda visibles y cercano infrarrojo.

de extinción obtenidos de la referencia [81]. Las curvas de reflectancia suponen un ángulo de incidencia normal ( $\theta_i = 0$ ) en una interfaz aire-metal con  $n_1 = 1$ , donde el uso de la ecuación (2.102) es posible.

Algunos modelos teóricos de la interacción de ondas electromagnéticas en materiales conductores son la ecuación de Hagen-Rubens, el modelo de Drude y el modelo de Lorentz [80; 82]. Particularmente, el modelo de Drude y Lorentz entregan curvas de reflectancia similares a las obtenidas experimentalmente (ver Figura 17.16 de referencia [80]).

Para finalizar, con la ecuación (2.102), los valores experimentales para el aluminio de [81] y la ecuación de Sellmeier truncada a tres términos con los parámetros de sílice fundida [83], es posible calcular la reflectancia con ángulo de incidencia normal en una interfaz fibra óptica-aluminio. El resultado de dicho cálculo se muestra en la Figura 2.26, donde la línea negra muestra la reflectancia en la interfaz aire-aluminio de la Figura 2.25 y la línea azul la reflectancia de la interfaz fibra-aluminio. Nótese que la reflectancia se reduce ligeramente con un valor de interés de  $R = 0.96827$  para  $\lambda = 1548.8 \text{ nm}$ .

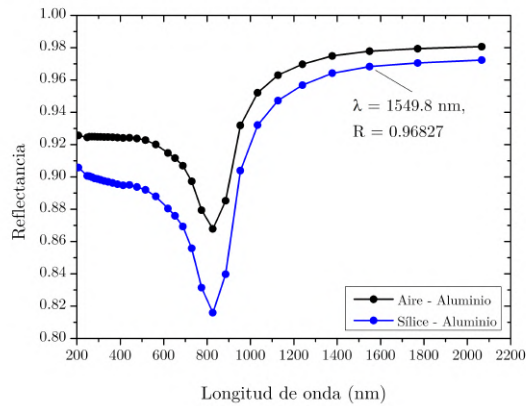


Figura 2.26: Curvas de reflectancia para las interfaces aire-aluminio y fibra-aluminio.

## 2.10. Conclusión

De los temas abarcados en este capítulo se puede apreciar las múltiples áreas del conocimiento que comprende el estudio de láseres: desde electromagnetismo clásico, mecánica cuántica, óptica geométrica, ciencia de los materiales, espectroscopia, teoría atómica clásica, teoría cuántica de campos, entre otros; demostrando lo completo y complejo que puede llegar a ser este dispositivo de uso común, el cual sin duda alguna, es un hito de la ciencia moderna, no sólo por los usos que adquiere, también por el movimiento económico que ha generado y los retos a los que se enfrentan los físicos e ingenieros que desean ir más allá de las fronteras de la investigación del láser para seguir mejorando un invento de 62 años, con el fin de alcanzar diferentes aplicaciones en las que sea una mejor solución para problemas actuales de la ingeniería.

---

## CAPÍTULO 3

---

# Desarrollo

### Contenido

---

<b>3.1. Descripción del primer esquema experimental</b> . . . . .	<b>62</b>
3.1.1. Caracterización del diodo láser de bombeo . . . . .	65
3.1.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio . . . . .	67
3.1.3. Fabricación y caracterización del interferómetro Mach-Zehnder de fibra . . . . .	68
<b>3.2. Descripción del segundo esquema experimental</b> . . . . .	<b>71</b>
3.2.1. Caracterización del diodo láser de bombeo . . . . .	72
3.2.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio . . . . .	74
3.2.3. Fabricación de la punta de fibra recubierta con aluminio . . . . .	76
<b>3.3. Conclusión</b> . . . . .	<b>80</b>

---

### 3.1. Descripción del primer esquema experimental

Contrario al procedimiento seguido en el capítulo anterior, en este capítulo se muestra primero el panorama general de los láseres construidos y los componentes que lo conforman, para seguir a continuación con el estudio particular del funcionamiento y fabricación de algunas de las piezas contenidas en los láseres lineales: fuente de bombeo, medio activo, espejos y filtros selectivos de longitud de onda. Como se podrá observar, los esquemas presentados no utilizan dispositivos complejos, son compactos y sencillos de implementar.

El diagrama del primer láser lineal construido se muestra en la Figura 3.1. En él, se utilizó un diodo láser QPhotonics QFBGLD-980-350 para bombear el medio activo [84], cuya fuente de corriente proviene del controlador de diodos láser Thorlabs LDC240C [85]. Dicho diodo láser cuenta con fibra acoplada, la cual fue empalmada mediante arco eléctrico al puerto de 980 nm de un multiplexor por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexer, WDM*). Continuando su propagación a través del puerto de señal del WDM, el haz de bombeo llega al medio activo, el cual se trata de 2.55 m de fibra dopada con erbio que brinda amplificación en la región de  $\sim 1520$  a  $\sim 1570$  nm, la banda C de las telecomunicaciones ópticas. En seguida, se empalmó un tramo de fibra estándar SMF-28 colocada en un controlador de polarización (*polarization controller, PC*) fabricado en la División con impresora 3D y siguiendo las dimensiones proporcionadas por el PC de Thorlabs FPC560 [86]. De esta forma, el PC está planeado para operar con dos placas de cuarto de longitud de onda (placas de los extremos) y una placa de media longitud de onda (placa central), determinadas por el diámetro del carrete, el diámetro del revestimiento de la fibra, el número de vueltas que le da la fibra a cada carrete y la longitud de onda de operación. La primera placa convierte el estado de polarización de entrada arbitrario en un estado de polarización lineal, luego, la segunda placa rota dicho estado de polarización lineal para ser convertido en otro estado arbitrario por la tercera placa. Este dispositivo permitirá sintonizar una o varias líneas láser a través de la rotación de polarización dependiente de la longitud de onda y la generación de huecos por polarización. A continuación, la fibra del PC es empalmada a una sección corta de fibra cuya punta se ha cortado de manera ortogonal y ha sido recubierta con aluminio mediante el proceso de deposición física de vapores, esto con la finalidad de mejorar la reflexión de la punta de la fibra con una interfaz sílice-aluminio, comparada con la interfaz sílice-aire, ambas descritas en el capítulo anterior. El proceso de fabricación de la punta recubierta con aluminio se describe más adelante en este capítulo. Al reflejarse, el espectro de emisión de la fibra dopada con erbio es separado por el WDM mediante el puerto de 1550 nm hacia el puerto 2 de un circulador. En el circulador, la propagación es de la siguiente forma: puerto 1 a 2 y puerto 2 a 3; pero no hay conexión entre el puerto 3 y 1. Gracias a esta acción, el circulador puede ser utilizado como espejo de lazo de fibra en cavidades lineales. Por lo tanto, el haz de la emisión del erbio continua por el

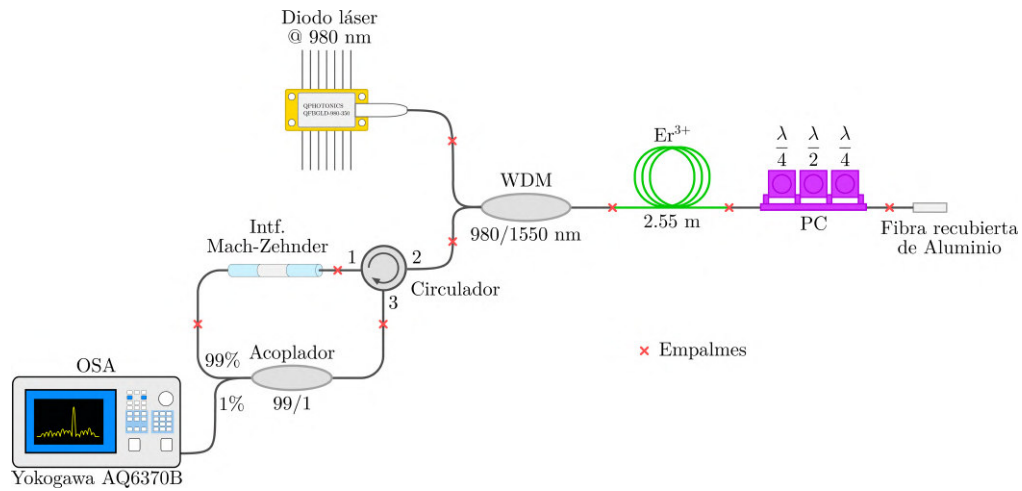


Figura 3.1: Diagrama esquemático del primer láser lineal construido utilizando un interferómetro Mach-Zehnder como filtro.

puerto 3 el cual es empalmado al puerto de entrada de un acoplador 99/1, donde el 1% de la potencia se utiliza para realizar las mediciones correspondientes del láser mediante un analizador de espectros ópticos (*optical spectrum analyzer, OSA*) Yokogawa AQ6370B [87]. El 99% de la potencia permanece dentro de la cavidad lineal, siendo conectado este puerto del acoplador al interferómetro Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder Interferometer, MZI*), el cual consiste en una sección de 7 cm de fibra de cristal fotónico (*Photonic Crystal Fiber, PCF*) NL-PM-750 [88] empalmada entre dos tramos de fibra estándar monomodo (*Single-Mode Fiber, SMF*) formando una estructura SMF-PCF-SMF que funciona como filtro selectivo de longitud de onda para sintonizar una o varias líneas láser. Igualmente, los detalles de la fabricación y desempeño del MZI se describen más adelante, mientras el principio de operación del MZI fue discutido en el capítulo anterior. Por último, la cavidad lineal se cierra con el empalme entre el MZI y el puerto 1 del circulator, el cual regresa la señal láser a través del puerto 2 para ser retroalimentada y amplificada nuevamente por el medio activo, logrando así oscilación láser en el sistema.

Tabla 3.1: Especificaciones del diodo láser de bombeo [84].

Potencia de salida	350 <i>mW</i>
Longitud de onda de operación	En el rango entre 970 y 985 <i>nm</i>
Ancho espectral	0.5 <i>nm</i>
Corriente de polarización en directa	Máx. 750 <i>mA</i>
Corriente de umbral	50 <i>mA</i>

### 3.1.1. Caracterización del diodo láser de bombeo

Para realizar una evaluación adecuada del comportamiento del láser en general, es apropiado realizar igualmente un análisis de las características de los componentes individuales del láser. Así, el estudio inicia con la revisión del funcionamiento del diodo láser utilizado como bombeo.

Primeramente, la Tabla 3.1 muestra el resumen de las especificaciones más relevantes del diodo láser proporcionada por el fabricante. Para corroborar las características, se comenzó con la medición de la respuesta de la fuente de bombeo con el aumento de la corriente de bombeo, utilizando el controlador de corriente, el diodo láser y un medidor de potencia óptica para fibra Thorlabs PM20CH [89]. De este modo, la Figura 3.2 muestra los resultados del incremento de la corriente de alimentación y la potencia óptica entregada por el diodo láser en escala lineal y logarítmica, miliWatts (*mW*) y *dBm*, respectivamente. En la gráfica lineal se puede apreciar una corriente de umbral medida de 30 *mA*, mientras que la potencia máxima medida con una corriente de 400 *mA* fue de 80.65 *mW* y 19 *dBm*, por debajo de la potencia máxima indicada por el fabricante.

Asimismo, el procedimiento fue repetido para observar el comportamiento del espectro del diodo láser, medido a través del OSA. Por consiguiente, la Figura 3.3 muestra el espectro de salida de la fuente de bombeo para una corriente de bombeo  $I_p = 250 \text{ mA}$ , en la cual la curva muestra una longitud de onda central de  $\lambda_p = 974.5 \text{ nm}$  del láser y un ancho de banda espectral a 3 *dB* de  $\Delta\lambda_{3-dB} = 0.22 \text{ nm}$ .



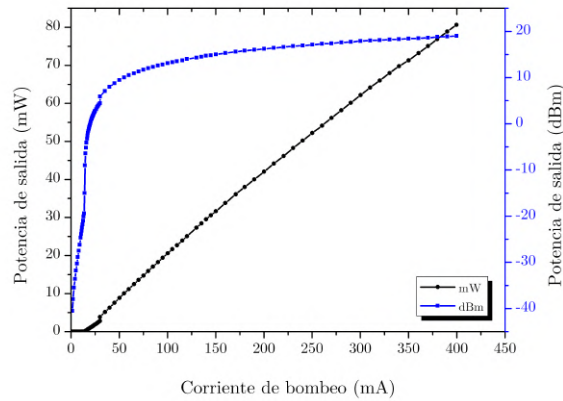


Figura 3.2: Respuesta del diodo láser al incremento de corriente de alimentación.

Se presenta el espectro de salida del diodo láser a esa corriente en específico porque fue la corriente de bombeo que se utilizó en el estudio del primer láser lineal, por lo tanto, la potencia óptica de bombeo de acuerdo con la Figura 3.2 es  $P_p = 52.21 \text{ mW}$ .

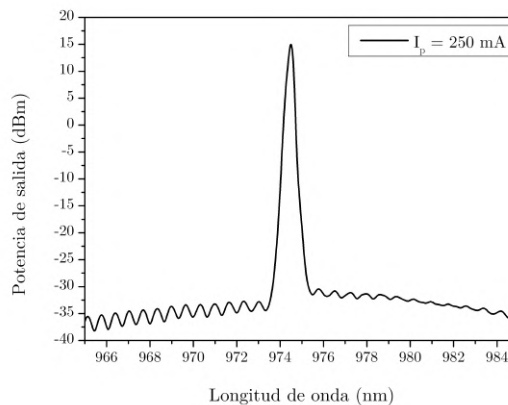


Figura 3.3: Espectro de salida del diodo láser de bombeo para una corriente de alimentación de  $I_p = 250 \text{ mA}$ .

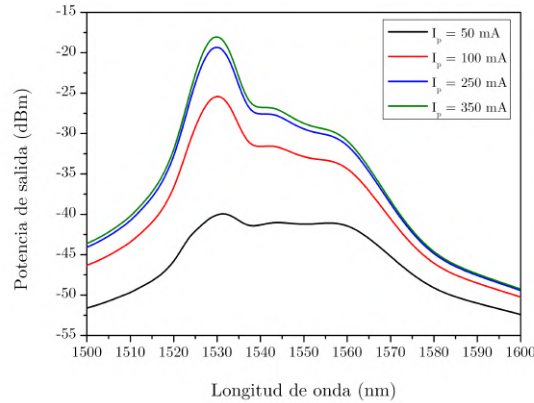


Figura 3.4: Espectro de emisión de la fibra dopada con erbio con diferentes corrientes de bombeo utilizadas.

### 3.1.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio

Del mismo modo, es importante conocer las características del espectro de emisión y ganancia que brindará el medio activo, que para este primer caso son 2.55 m de fibra dopada con erbio con una concentración de dopante de 300 ppm y una absorción de ganancia no saturada de  $11.5 \text{ dBm}^{-1}$ . Así, el experimento para la caracterización del medio de ganancia consistió en un amplificador de fibra dopada con erbio tradicional: diodo láser de bombeo a 974.5 nm, WDM y sección de fibra amplificadora. El espectro de emisión de la fibra dopada con erbio utilizada se presenta en la Figura 3.4, donde se muestra además el crecimiento de potencia de salida a partir del incremento en la corriente de bombeo para el diodo láser, en este caso:  $I_p = 50, 100, 250$  y  $350 \text{ mA}$ . Asimismo, las curvas muestran una región de mayor fluorescencia, y equivalentemente de ganancia, para las longitudes de onda de 1523 a 1538 nm (ancho de 15 nm), mientras se aprecia una ganancia menor, pero relativamente plana con 4 dB de diferencia, para la región de 1538 a 1558 nm (ancho de 20 nm). En total, 35 nm de alta ganancia para poder obtener oscilación láser en los casos de  $I_p = 250$  y  $350 \text{ mA}$ .

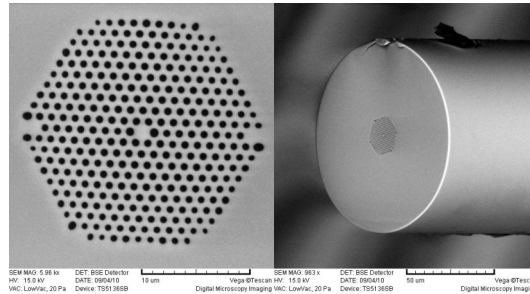


Figura 3.5: Sección transversal de la PCF utilizada.

### 3.1.3. Fabricación y caracterización del interferómetro Mach-Zehnder de fibra

Como se mencionó en el capítulo anterior, con un amplio espectro de alta ganancia como el que provee la fibra dopada con erbio (ver Figura 3.4), es importante introducir pérdidas dependientes de la longitud de onda dentro de la cavidad para generar un balance y seleccionar algunos rangos de frecuencias en las que el sistema láser podrá oscilar. Un mecanismo de pérdidas común es el uso de interferómetros, donde un interferómetro Mach-Zehnder completamente de fibra fue fabricado para este propósito.

En general, la PCF es una fibra óptica conformada por un arreglo de cristal fotónico de dos dimensiones, esto significa que posee un arreglo periódico de huecos de aire que rodean el núcleo de la fibra, en ocasiones sólido, en ocasiones también hueco. Asimismo, la PCF tiene propiedades especiales como varios puntos de longitud de onda con dispersión de cero, capacidad monomodal extendida, alto coeficiente no lineal, entre otros atributos. Algunos parámetros geométricos de la PCF utilizada en este trabajo son: núcleo con diámetro de  $1.5 \mu m$ , diámetro de los huecos de  $\sim 1 \mu m$  y separación entre huecos de  $\sim 1.2 \mu m$ . La Figura 3.5 muestra dos fotografías de la sección transversal de la PCF utilizada tomadas con microscopio electrónico.

Además, el diagrama del MZI construido se muestra en la Figura 3.6, el cual consiste en una sección de  $7 \text{ cm}$  de PCF en medio de dos SMF, completando una

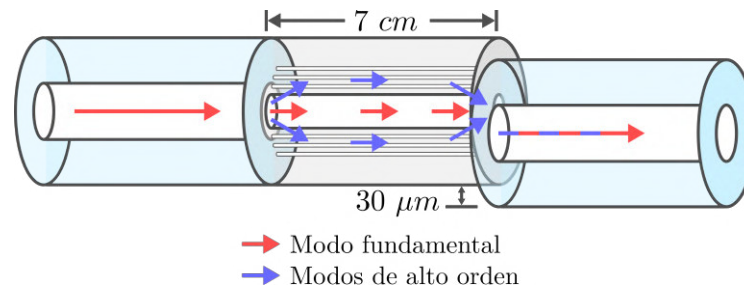


Figura 3.6: Diagrama del MZI de núcleo desplazado fabricado con PCF.

estructura SMF-PCF-SMF. El proceso de fabricación ha sido explicado a detalle en las referencias [64; 65; 90]. En esta ocasión, la empalmadora de arco eléctrico Fitel S175 fue utilizada en modo manual con los siguientes parámetros: potencia de arco de 91  $mW$ , tiempo de prefusión de 240  $ms$  y duración de arco eléctrico de 850  $ms$ . De manera que los núcleos de las fibras SMF y PCF fueron alineados en el primer empalme y, al realizar la descarga, los huecos de la PCF en la unión colapsan. En seguida, en el segundo empalme entre PCF y SMF se realizó un desplazamiento hacia abajo (en el eje  $y$ ) de 30  $\mu m$  del núcleo de la SMF, esto con el fin de incrementar la energía de los modos de alto orden reacoplados al núcleo de la SMF junto con el modo fundamental [91]. Igualmente, los huecos de la PCF en esta segunda unión colapsan, formando regiones de acoplamiento para el MZI en ambos puntos de colapso [63].

El principio de operación se explica brevemente. La diferencia en diámetro modal entre las fibras SMF y PCF, así como el colapso de huecos, generan una excitación de modos de alto orden en la corta sección de PCF, estos modos se propagan a velocidades distintas comparadas con el modo fundamental, por lo tanto, llegan al segundo empalme de núcleos desplazados con diferentes fases y en promedio interferirán con el modo fundamental para formar un patrón de interferencia. Al introducir el MZI fabricado en el arreglo experimental, se obtuvo el patrón de interferencia de la Figura 3.7, el cual se logró con la cavidad láser cerrada, rotando las placas del PC y con una corriente de bombeo al diodo láser de 55  $mA$ , de manera que no se observará ninguna línea láser. Como ha sido explicado, el patrón de interferencia surge de la interacción entre el modo fundamental y una gran cantidad de modos de alto orden, cada uno con un cierto peso específico. No obstante, considerar el MZI de

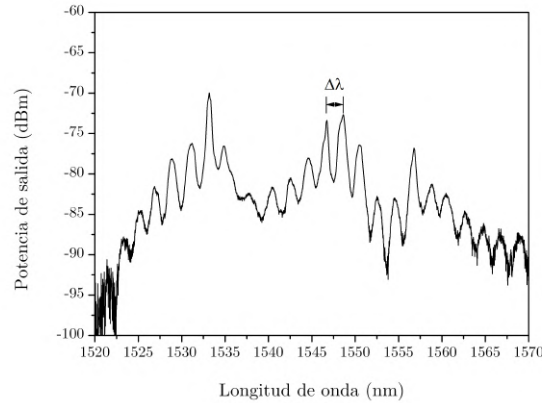


Figura 3.7: Patrón de interferencia resultado del MZI con el espectro de emisión de la fibra dopada con erbio como fuente de luz.

núcleo desplazado como un interferómetro de dos modos suele ser una aproximación válida siempre y cuando se conozca el modo de alto orden con la mayor energía de excitación [91]. Por lo tanto, la diferencia de longitud de onda entre máximos o rango espectral libre (*free spectral range, FSR*)  $\Delta\lambda$  puede ser calculado con la siguiente sencilla relación [63]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\left(n_{eff}^{nucleo} - n_{eff}^{rev,m}\right) L} \quad (3.1)$$

Nuevamente, con  $n_{eff}^{nucleo}$  el índice de refracción efectivo del núcleo,  $n_{eff}^{rev,m}$  el índice de refracción efectivo del modo de orden  $m$  y  $L$  la longitud de la PCF, en este caso. De manera que, observando la Figura 3.7, el FSR del interferómetro es  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ .

Es importante mencionar que el interferómetro fue fijado de manera recta entre una montura estática y una montura de traslación de un eje con la finalidad de asegurar que el mismo patrón de interferencia fuera obtenido durante las mediciones realizadas al láser, debido a que la torsión, curvatura, tensión y temperatura pueden afectar el patrón de interferencia y longitud de emisión del láser [2; 4; 62; 65; 90]. Una fotografía de dicha configuración se muestra en la Figura 3.8.

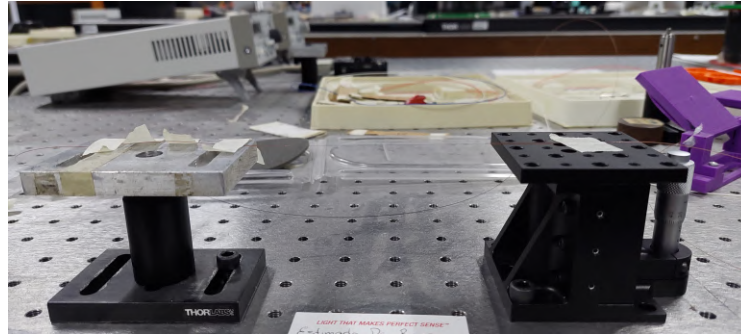


Figura 3.8: Posición del MZI para evitar cambios en su respuesta.

### 3.2. Descripción del segundo esquema experimental

La segunda configuración láser planteada es más simple en cuanto a la reducción en el número de componentes utilizados y la facilidad en la sintonización de la línea láser se refiere. Mientras en el caso anterior se utilizó un interferómetro como filtro selectivo de longitudes de onda, en este segundo esquema se utiliza una rejilla de Bragg de fibra óptica, lo que permite construir un láser con una mayor potencia de salida, mejorar la estabilidad, compactibilidad y robustez a cambio de una baja versatilidad en la sintonización de varias líneas láser.

El diagrama esquemático del segundo láser construido se presenta en la Figura 3.9. La configuración lineal nuevamente inicia con un diodo láser de bombeo Thorlabs BL976-PAG500 [92] controlado por la misma fuente de corriente utilizada en el primer arreglo experimental. A diferencia del primer láser, el diodo láser fue conectado mecánicamente al puerto de 980 nm de un WDM mediante un adaptador de conectores FC/APC, ya que es el único conector de salida con el que se adquiere la fuente óptica de bombeo. La longitud de onda de bombeo se propaga por la terminal de señal del WDM la cual se empalmó directamente a 2.6 m de fibra dopada con erbio Lucent Technologies, distinta a la anterior pero que nuevamente actúa como el medio de ganancia. En seguida, la salida de la fibra dopada con erbio fue empalmada a una corta sección de fibra estándar cuya punta fue recubierta con aluminio para incrementar la reflexión de Fresnel y formar el primer espejo de la

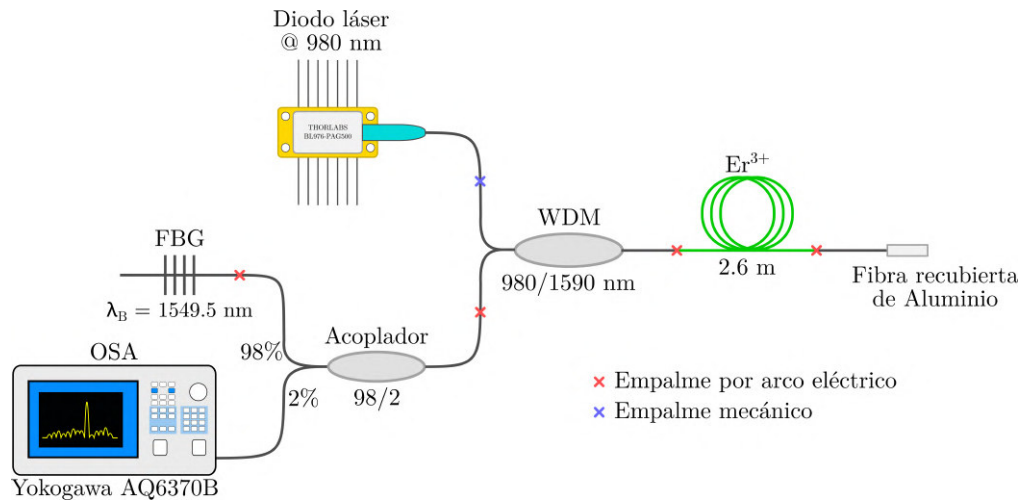


Figura 3.9: Diagrama esquemático del segundo láser lineal construido utilizando una rejilla de Bragg de fibra óptica como filtro.

cavidad lineal. El espectro de emisión del erbio es entonces reflejado y separado por el WDM por la terminal de  $1590 \text{ nm}$  hacia un acoplador 98/2, donde el 2% de la potencia óptica se utiliza para hacer las respectivas mediciones mediante el OSA. A su vez, el 98% de la luz se mantiene en la cavidad lineal con el puerto del acoplador conectado a una rejilla de Bragg de fibra oeMarket [93], cuya longitud de onda de Bragg es  $\lambda_B = 1549.5 \text{ nm}$ , ancho espectral de reflexión de  $0.203 \text{ nm}$ , relación de supresión del lóbulo lateral de  $16.32 \text{ dB}$  y reflectividad del 96.84%. De esta forma, la FBG funciona como filtro selectivo de longitud de onda, sintonizador de línea láser y segundo espejo de la cavidad lineal.

### 3.2.1. Caracterización del diodo láser de bombeo

Siguiendo el procedimiento de estudio del primer láser, las características de la fuente óptica de bombeo también fueron medidas. Primeramente, la Tabla 3.2 resume algunas de las especificaciones del diodo láser brindadas por el fabricante. De igual forma, la respuesta del diodo láser a la corriente de bombeo fue analizada con el mismo medidor de potencia óptica. Los resultados de dicha medición se muestran en

Tabla 3.2: Especificaciones del diodo láser de bombeo [92].

Potencia de salida	Máx. 600 $mW$
Longitud de onda de operación	976 $nm$
Ancho espectral	1 $nm$
Corriente de polarización en directa	Máx. 1050 $mA$
Corriente de umbral	64 $mA$

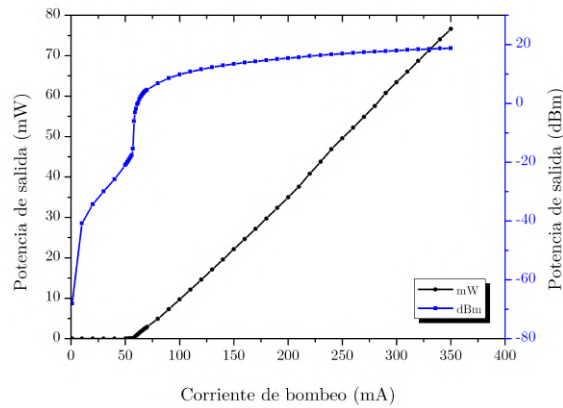


Figura 3.10: Respuesta del segundo diodo láser al incremento de corriente de alimentación.

la Figura [3.10], donde la corriente de umbral para el láser fue de 57  $mA$  y la corriente máxima aplicada fue de 350  $mA$  con una potencia óptica de salida de 76.62  $mW$  y 18.8  $dBm$ . Como lo señala la Tabla [3.2] la potencia y corriente máxima podrían ser mayores, sin embargo, sobrepasan los límites de potencia máxima del medidor de potencia óptica.

Asimismo, se realizaron las mediciones del espectro del diodo láser para estudiar su longitud de onda de operación y ancho espectral. Dicha medición se ejecutó a una corriente de bombeo de  $I_p = 300 \text{ mA}$ , después de la conexión mecánica indicada en la Figura [3.9] y a través del puerto de señal del WDM conectado al OSA. Así, el espectro de la fuente de bombeo óptica se muestra en la Figura [3.11], donde la



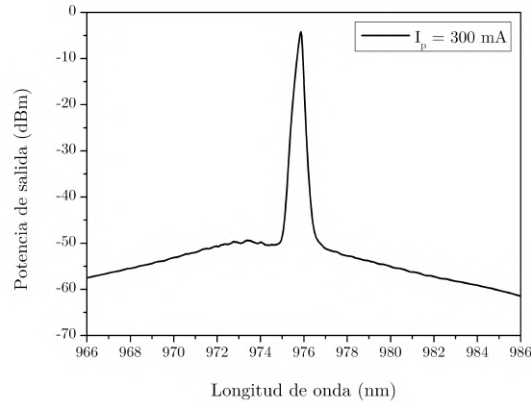


Figura 3.11: Espectro de salida del diodo láser de bombeo para una corriente de alimentación de  $I_p = 300 \text{ mA}$  en la terminal de señal del WDM.

longitud de onda con máxima potencia es de  $\lambda_p = 975.864 \text{ nm}$  y el láser tiene un ancho espectral a  $3 \text{ dB}$  de  $\Delta\lambda_{3\text{-dB}} = 0.176 \text{ nm}$ . Es importante mencionar que la potencia óptica medida a la salida del WDM con la corriente de  $I_p = 300 \text{ mA}$  fue de  $P_p = 10.52 \text{ mW}$ , es decir, un factor de pérdidas de 6 con respecto a los datos presentados en la Figura [3.10](#) antes del empalme mecánico.

### 3.2.2. Caracterización de la fibra dopada con erbio

Siguiendo un procedimiento similar a la caracterización de la fibra dopada con erbio del primer laser, se empalmaron  $2.6 \text{ m}$  de otro tipo de fibra dopada a la terminal de señal del WDM. No se ha podido encontrar información acerca del modelo de la fibra para conocer las especificaciones del fabricante como su concentración y porcentaje de absorción, simplemente por su forma vista desde las cámaras de la empalmadora de fusión (ver Figura [3.12](#) se sabe que tiene un diámetro de revestimiento menor al de la fibra estándar, aproximadamente de  $80 \mu\text{m}$ , por lo tanto, se puede esperar un número relativamente elevado de pérdidas al empalmar fibras de diferentes diámetros.

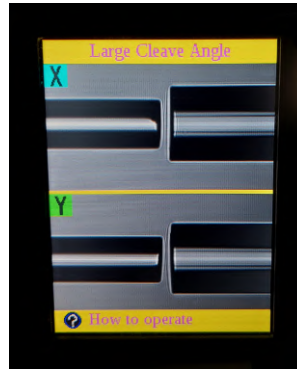


Figura 3.12: Diferencia de diámetros de la fibra dopada con erbio utilizada y fibra estándar.

La respuesta del espectro de emisión de la fibra dopada con erbio a distintas potencias de bombeo fue realizada mediante el incremento de corriente del diodo láser en pasos de  $20\text{ mA}$ . La Figura 3.13 muestra el resumen de algunas de estas mediciones para corrientes de bombeo de  $I_p = 80, 140, 200, 300, 500$  y  $650\text{ mA}$ , con una tendencia clara hacia el crecimiento del espectro de emisión y por lo tanto la ganancia disponible del medio activo. Igualmente, la emisión a  $I_p = 650\text{ mA}$ , utilizada en las mediciones finales del láser, muestra una región de mayor fluorescencia entre  $1526$  y  $1539\text{ nm}$ , esto es, un ancho de alta ganancia de  $13\text{ nm}$  con potencia pico en  $1532\text{ nm}$ , así como una variación de  $4\text{ dB}$  para la ventana de  $1539$  a  $1560\text{ nm}$ . Por otra parte, fue necesario sumergir la terminal de  $1590\text{ nm}$  del WDM en glicerina para reducir la reflexión de Fresnel en este punto y evitar una oscilación láser descontrolada, esto debido a la cavidad formada entre los cortes rectos del extremo de la fibra dopada con erbio en el cual se media y la terminal del WDM, en las cuales la reflexión de la interfaz fibra-aire era suficiente para que el amplificador mostrara oscilación láser, demostrando la alta ganancia que posee.

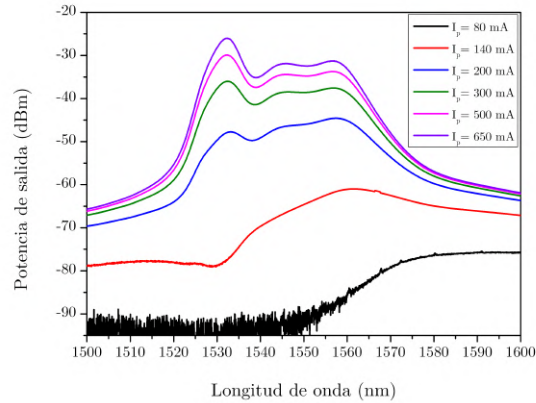


Figura 3.13: Espectro de emisión de la segunda fibra dopada con erbio utilizada para múltiples niveles de corriente de bombeo en el diodo láser.

### 3.2.3. Fabricación de la punta de fibra recubierta con aluminio

Finalmente, es adecuado detallar el proceso de fabricación del recubrimiento de la fibra con metales mediante la técnica de deposición física de vapor (*physical vapor deposition, PVD*). En la PVD, una fuente calentada térmicamente evapora el material que se desea depositar a un sustrato, el cual se coloca a cierta distancia de la fuente. Además, el procedimiento se realiza en una cámara a muy baja presión, casi en vacío, en el rango de  $10^{-5}$  a  $10^{-9}$  Torr, para evitar que el vapor del material interactúe con las moléculas de gas presentes en la cámara. La fuente suele ser el filamento de algún metal capaz de tolerar una alta corriente eléctrica, el cual se calienta y evapora el material, de modo que este sube hacia el sustrato colocado en un soporte con una trayectoria de línea de visión, se deposita y regresa a su estado sólido sobre el sustrato. En algunos casos se emplea un obturador cerca de la fuente para controlar el tiempo de exposición del sustrato a los vapores. La Figura 3.14 muestra un diagrama simple que resume la técnica de PVD explicada.

El sistema de evaporación térmica con el que se realizó la PVD para recubrir las fibras con aluminio, de marca Intercovamex, se muestra en la fotografía de la Figu-

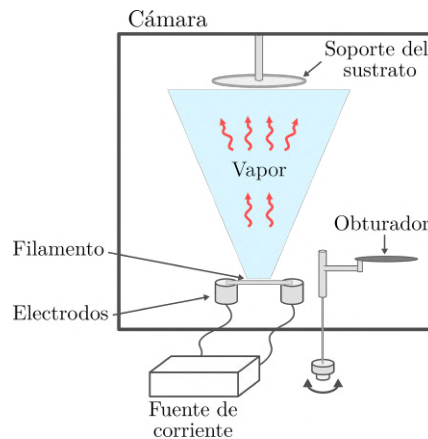


Figura 3.14: Diagrama básico de la PVD.

ra [3.15](#). A la derecha de la imagen se encuentra la cámara de vacío donde se lleva a cabo la PVD, en seguida, a la izquierda y debajo de la cámara se encuentran la bomba turbomolecular y el compresor rotativo, dispositivos cuya función es generar el vacío en la cámara y que en total logran una presión de  $10^{-6}$  Torr, aproximadamente. Por último, a la izquierda se encuentra el sistema de control de la bomba, el compresor y la fuente de corriente conectada en los electrodos, la cual puede aplicar una corriente máxima de 400 A.

El procedimiento para depositar el aluminio en fibras se ha descrito anteriormente en las referencias [2](#); [62](#). En el presente caso, el sistema se programó para llevar a la cámara a una presión de  $\approx 5 \times 10^{-5}$  Torr, lo cual le tomó un par de horas. Al llegar a ese alto vacío, se activó la fuente de corriente a un valor de 110 A por un minuto y medio, suficiente tiempo para evaporar el aluminio y que este se depositara en las puntas de aluminio. La Figura [3.16](#) muestra las fotografías del interior de la cámara, donde la Figura [3.16a](#) muestra la posición del obturador, los electrodos, el filamento o placa de tungsteno utilizada y la pequeña porción de aluminio al centro de la placa. Asimismo, la Figura [3.16b](#) presenta una vista del soporte que sostiene algunas fibras para otro trabajo y las puntas de fibra propuestas, donde la sección transversal de cada una de las puntas se colocó paralela a la placa de tungsteno para poder recubrir posiblemente toda el área transversal de la fibra, las cuales



Figura 3.15: Sistema de evaporación térmica.

previamente fueron cortadas perpendicularmente y limpiadas con alcohol. Además, la separación entre la placa y el soporte es de 50 *cm*. Al concluir el minuto y medio se desactivó la fuente de corriente y se esperó algunos minutos para que la presión incrementara de vuelta a valores normales y se pudiera abrir la cámara con las fibras correctamente recubiertas con aluminio sólido.

Con un resultado satisfactorio en la deposición de aluminio en las fibras, la Figura 3.17 muestra las fotografías mediante microscopio digital USB de dos de las cinco puntas fabricadas. La Figura 3.17a muestra la sección transversal de la punta que se utilizó en el arreglo experimental de la Figura 3.9, mientras la Figura 3.17b muestra una comparativa de las secciones transversales de otra fibra recubierta con aluminio y una fibra estándar monomodo. En ella, se puede apreciar el núcleo en la fibra estándar, en tanto que el aluminio evidentemente cubre el núcleo de la punta fabricada, inclusive existen unas pequeñas secciones de revestimiento no recubiertas por el aluminio en ambas fibras presentadas en las fotografías.

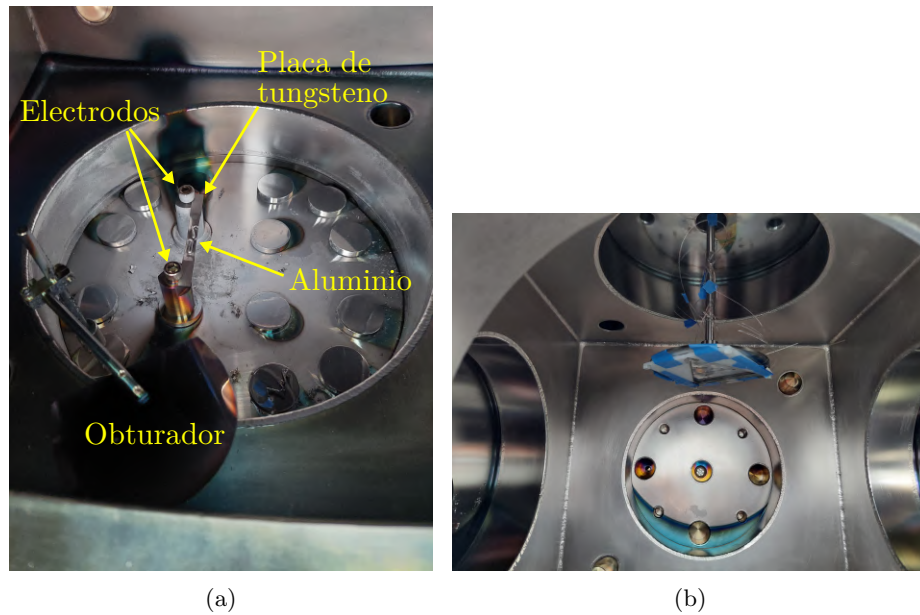


Figura 3.16: Fotografías del interior de la cámara de vacío: (a) parte inferior donde se encuentran electrodos, placa, obturador y aluminio, (b) parte superior donde se coloca el soporte y las fibras.

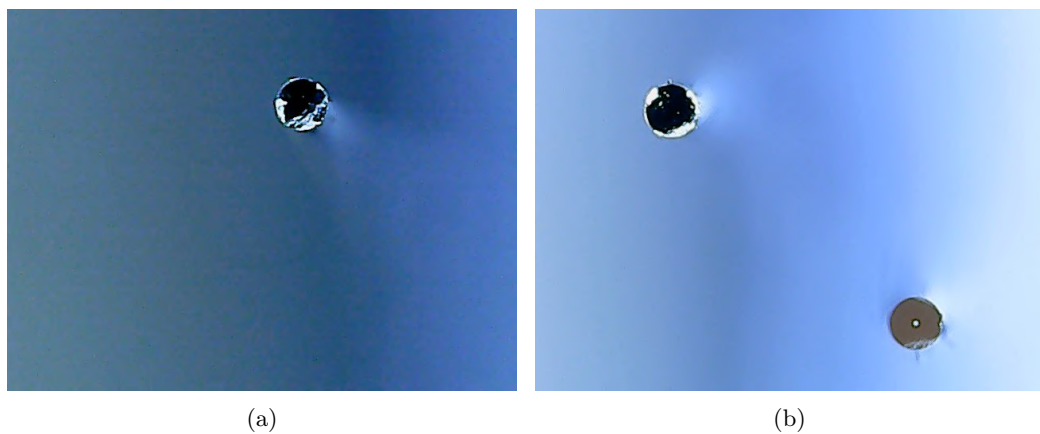


Figura 3.17: Fotografías de la sección transversal de las puntas recubiertas con aluminio fabricadas: (a) punta utilizada en el segundo láser, (b) comparación de otra punta con aluminio y fibra estándar.

### 3.3. Conclusión

Llevar a cabo un análisis y evaluación de algunas configuraciones lineales de láseres requiere de conocer correctamente las características de los elementos que la conforman. Por tal motivo, es importante revisar en cada diseño y construcción de un láser el funcionamiento de sus partes, por ejemplo: 1) la potencia óptica entregada de manera experimental por la fuente de bombeo y su longitud de onda de operación; 2) el espectro de ganancia que brinda el medio activo; 3) la reflectividad de los espejos utilizados, así como una posible dependencia con la longitud de onda; 4) en caso de tenerlo, las cualidades del filtro selectivo de longitud de onda; y por último 5) el posible mecanismo de sintonización para una o múltiples líneas láser. En la actualidad, la fabricación de los componentes de fibra óptica utilizados en láseres como los que se observaron en los esquemas de este capítulo está tan optimizada que conseguir oscilación láser para un medio activo como el erbio puede resultar directo y simple. No obstante, en este capítulo y en general en el trabajo de tesis se realizaron mediciones básicas para comprender la operación de láseres en configuraciones lineales y poder evaluarlos. Conocer detalles más avanzados como el cálculo y modelo correcto de la ganancia del medio activo y los modos involucrados en el MZI para predecir las líneas láser, requiere de técnicas teóricas y prácticas más avanzadas que están fuera del alcance de este trabajo.

---

## CAPÍTULO 4

---

# Resultados

### Contenido

---

<b>4.1. Resultados del láser lineal con punta de fibra recubierta de aluminio y MZI</b> . . . . .	<b>81</b>
<b>4.2. Resultados del láser lineal con fibra recubierta de aluminio y FBG</b> . . . . .	<b>97</b>
<b>4.3. Discusión</b> . . . . .	<b>101</b>

---

### 4.1. Resultados del láser lineal con punta de fibra recubierta de aluminio y MZI

Siguiendo el orden del capítulo anterior, los primeros resultados que se mostrarán corresponden al láser de la Figura 3.1: cavidad lineal cuyos espejos fueron una punta de fibra recubierta con aluminio y un lazo óptico de fibra que incluía un MZI. La corriente de bombeo aplicada al diodo láser durante la obtención de todos los siguientes resultados fue de  $250\text{ mA}$ , mientras el OSA se configuró con una resolución de  $0.1\text{ nm}$  y una sensibilidad *High2*, con la cual una ganancia automática es utilizada por el instrumento para la medición de potencia, entregando además una exactitud de  $\pm 0.4\text{ dB}$  en el rango de longitudes de onda estudiadas de acuerdo con la información entregada por el fabricante.

Con el diseño y elementos utilizados, era posible sintonizar y conmutar entre una y múltiples longitudes de onda como líneas láser al rotar las placas del controlador



de polarización. Esto es resultado del cambio en el estado de polarización que es dependiente de la longitud de onda, inducido a su vez por el diámetro de los carretes y la rotación de las tres placas del PC. El uso de fibra estándar monomodo y su extensa longitud de repetición traen consigo un incontrolable estado de polarización de la luz en la cavidad láser. Al agregar un PC, es posible modificar el estado de polarización aleatorio de entrada a un estado de polarización bien definido gracias a la birrefringencia inducida por el estrés de las vueltas y el torcimiento de la fibra, donde la función de cada placa se mencionó en la sección 3.1. Por lo tanto, la luz a la salida del PC posee un estado de polarización definido que ingresa al medio de ganancia en cada viaje redondo y beneficia una generación de huecos por polarización (PHB) constante, mecanismo controlable a partir de la rotación de las tres placas del PC. Dicho mecanismo reduce la competición de modos longitudinales en un medio de ganancia con ensanchamiento de línea homogéneo como lo es la fibra dopada con erbio a temperatura ambiente. De modo que la reducción de la competición modal, la mejora de la PHB y las pérdidas en la cavidad inducidas por el patrón de interferencia del MZI generan un balance entre ganancia y pérdidas que permite la emisión láser de una o más longitudes de onda estables. Así, la Figura 4.1 muestra las longitudes de onda de oscilación láser obtenidas con el láser lineal propuesto. Un total de siete diferentes líneas de emisión fueron sintonizadas, mientras cinco líneas estables simultáneas podían observarse al ajustar las placas del PC. El estado de polarización diversificado proveniente de la salida del PC hacia el medio activo genera huecos de ganancia que sólo ciertas longitudes de onda aprovechan. Aquellas cuya polarización es paralela con el eje principal de cierto subconjunto de iones de erbio en un estado energético superior saturan la ganancia, mientras aquellas con una polarización ortogonal observan una ganancia no saturada y también pueden ser amplificadas para obtener emisión láser [70; 73]. Esta generación de huecos en la ganancia es controlada mediante la rotación de una, dos o las tres placas, lo cual altera de manera diferente el estado de polarización de cada longitud de onda. De esta misma forma, con los distintos estados de polarización accesibles mediante el PC, fue posible sintonizar y conmutar las emisiones provistas por el arreglo láser. Las longitudes de onda central señaladas en la Figura 4.1 se resumen en la Tabla 4.1.

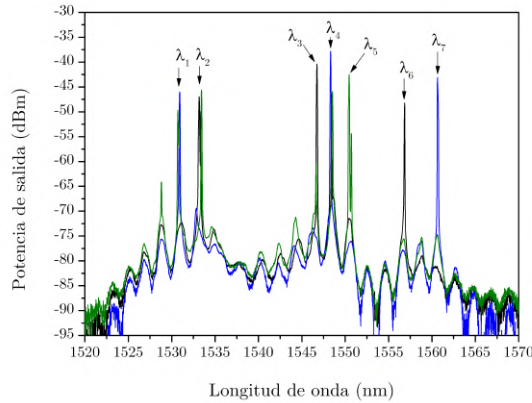


Figura 4.1: Múltiples emisiones láser obtenidas del láser lineal sintonizable y conmutable con MZI.

Tabla 4.1: Longitudes de onda central correspondientes a la Figura 4.1.

$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)	$\lambda_3$ (nm)	$\lambda_4$ (nm)	$\lambda_5$ (nm)	$\lambda_6$ (nm)	$\lambda_7$ (nm)
1530.92	1533.34	1546.76	1548.32	1550.46	1556.84	1560.66

A partir de los resultados mostrados se pueden definir tres regiones de operación entre las cuales las líneas láser podrían ser conmutadas: la región de menor longitudes de onda que incluye  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ , la región central con  $\lambda_3$ ,  $\lambda_4$  y  $\lambda_5$  y la región de mayores longitudes de onda donde  $\lambda_6$  y  $\lambda_7$  pertenecen.

Primeramente, ajustando las placas del PC fue posible fortalecer de gran forma la PHB de manera que se pudiera apreciar un solo modo longitudinal en la cavidad. La emisión láser estudiada fue aquella con longitud de onda central en  $1548.28 \text{ nm}$  y se presenta en la Figura 4.2a, donde también se muestra una razón de supresión del modo lateral (*side-mode suppression ratio*, *SMSR*) de  $38.99 \text{ dB}$ , la cual es una medida de relación señal a ruido óptica con entre el máximo de la emisión láser y el siguiente modo de dicha oscilación. Asimismo, la Figura 4.2b muestra la medición de la línea láser con una resolución de  $0.02 \text{ nm}$  en el OSA para poder medir el ancho

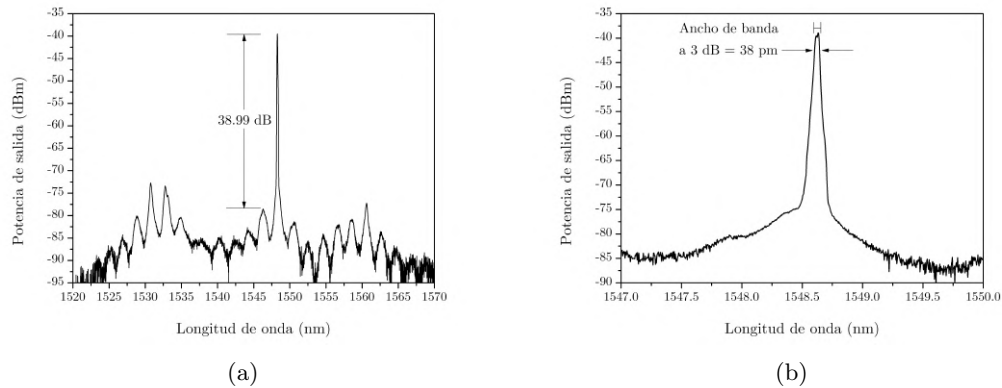


Figura 4.2: Emisión de una longitud de onda del láser propuesto y obtención del (a) SMSR y (b) ancho de banda espectral.

de banda espectral a 3  $dB$ , el cual arrojó como resultado un ancho de  $\Delta\lambda_{3-dB} = 0.038 \text{ nm} = 38 \text{ pm}$ , demostrando la alta capacidad monocromática que tiene este tipo de configuración láser de onda continua.

Además, para analizar la estabilidad en potencia máxima y longitud de onda de la emisión láser monomodal, el láser operó durante una hora continua y se obtuvieron muestras cada dos minutos. Los resultados de este procedimiento se muestran en la gráfica tridimensional de Figura 4.3a, donde se obtuvo una oscilación constante en la región central de emisión y pequeñas variaciones en la región de menor longitudes de onda, no obstante, estas no afectaron a la emisión principal. Adicionalmente, la Figura 4.3b resume las fluctuaciones de la potencia máxima y longitud de onda central de láser logrado. En el cuadro de la gráfica se indica que la variación de potencia máxima de este láser fue de  $\Delta P = 2.5 \text{ dB}$ , mientras el desplazamiento de longitud de onda fue de  $\Delta\lambda = 0.1 \text{ nm}$  durante la hora de estudio, demostrando una buena estabilidad espectral, pero no del todo buena en cuanto a la potencia entregada por el láser.

En láseres de una longitud de onda, otro parámetro interesante de estudiar es la eficiencia de conversión. Este indicador relaciona la potencia óptica de bombeo (en

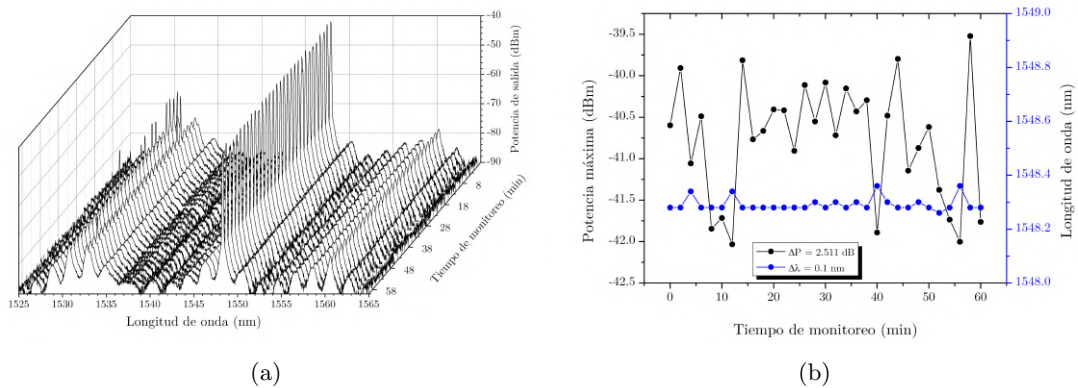


Figura 4.3: Estudio de estabilidad en potencia y longitud de onda para la emisión de una línea láser.

este caso proveniente del diodo láser) con la potencia óptica de salida. Para esto, se aplicaron nuevamente incrementos controlados en la corriente de bombeo para el diodo láser y se midió la potencia de salida del láser de fibra con el mismo medidor de potencia óptica PM20CH sintonizado a una longitud de onda de operación de  $1548 \text{ nm}$ . El resultado de este procedimiento se presenta en la Figura 4.4, en la cual se aprecia un umbral de  $8.84 \text{ mW}$  que marca el inicio de la emisión láser, así como una baja eficiencia de  $0.002 \%$ , resultado de la gran cantidad de pérdidas en los empalmes de toda la configuración láser, pero en gran medida por el MZI ocasionando una baja potencia de salida. Esta eficiencia se calcula a partir de la pendiente de la recta obtenida a través de una aproximación lineal de los datos medidos.

De igual forma, con el ajuste adecuado del PC fue posible sintonizar la emisión láser de una única longitud de onda en  $1546.74 \text{ nm}$ , uno de los modos laterales de la emisión láser presentada. La comparación de ambas líneas se muestra en la Figura 4.5 con potencias de salida máximas y SMSR similares.

Igualmente, con más ajustes en las placas del PC fue posible obtener dos longitudes de onda de emisión estables. Este caso se muestra en la Figura 4.6, donde

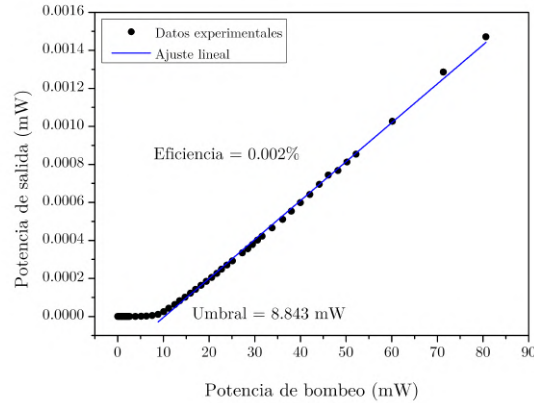


Figura 4.4: Eficiencia de conversión de potencia para una longitud de onda de emisión del primer láser lineal estudiado.

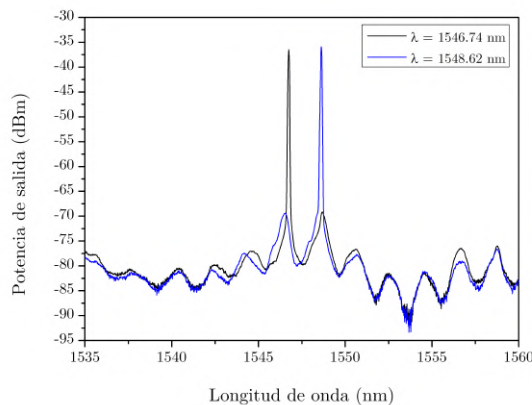


Figura 4.5: Sintonización de otra longitud de onda de emisión única en la región central.

las dos líneas láser de la Figura 4.5 pudieron sintonizarse de manera simultánea. De esta forma se obtuvieron emisiones con longitud de onda central de 1546.62 y 1548.66 nm, operando con un reducido ancho espectral y un SMSR de 37.81 y 38.85 dB, respectivamente. El procedimiento de análisis de estabilidad en potencia y longitud de onda se repitió durante una hora con muestras en un intervalo de

dos minutos. Así, la Figura 4.7 detalla el panorama general de dicha estabilidad, mientras la Figura 4.8 muestra el resumen de las potencias máximas y longitud de onda central para cada emisión láser. A diferencia del caso anterior, la variación de potencia y longitud de onda fueron mucho menores, demostrando una excelente estabilidad para la operación de emisión dual del láser. Dichos resultados se presentan en la Tabla 4.2.

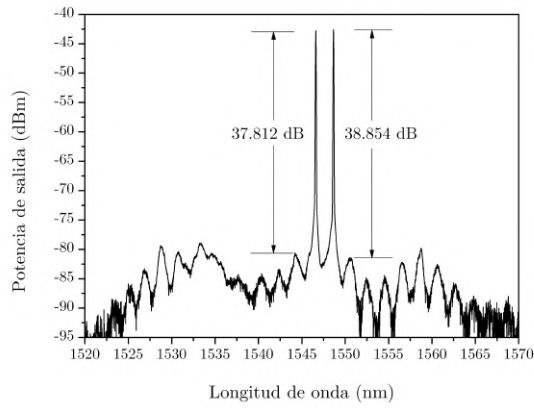


Figura 4.6: Emisión dual del láser sintonizable.

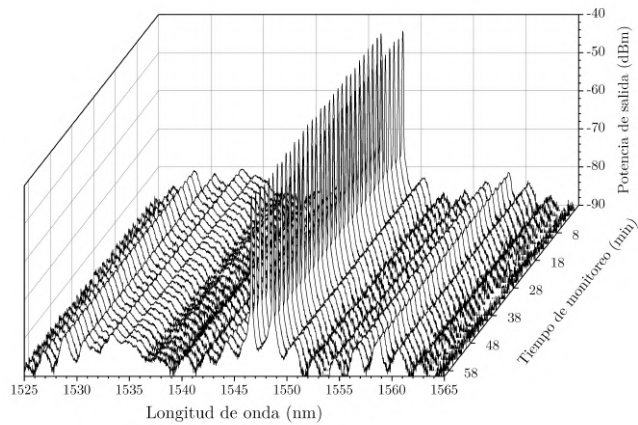


Figura 4.7: Medición de la estabilidad con dos líneas láser.

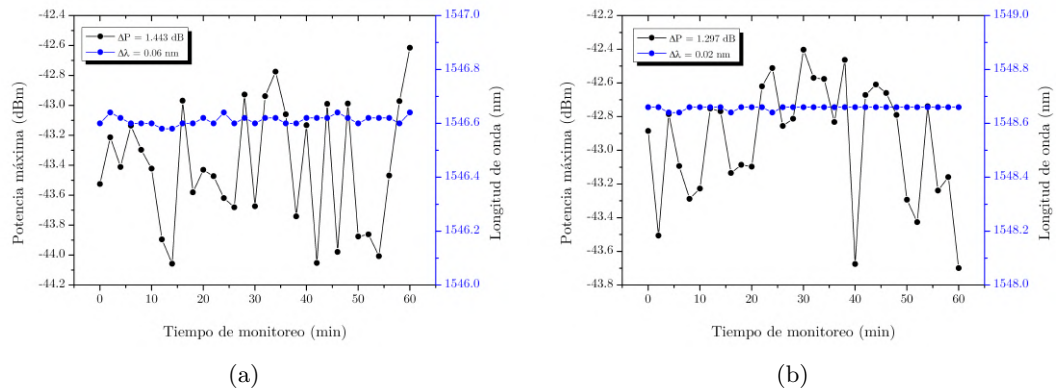


Figura 4.8: Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión.

Tabla 4.2: Resultados del estudio de estabilidad para dos líneas láser.

$\lambda$ (nm)	$\Delta P$ (dB)	$\Delta \lambda$ (nm)
1546.62	1.443	0.06
1548.66	1.297	0.02

El comportamiento de emisión dual del láser puede conmutar con el ajuste adecuado del PC, logrando otra emisión dual con longitudes de onda solitarias en la región de menores longitudes de onda y la región central, tal como lo muestra la Figura 4.9. Las longitudes de onda de operación fueron 1532.96 y 1548.14 nm, respectivamente.

Nuevamente, al rotar las placas de polarización del PC fue posible sintonizar tres longitudes de onda de emisión láser estables simultáneas. El espectro de dicho resultado se muestra en la Figura 4.10, donde se obtienen tres emisiones solitarias en las tres regiones previamente mencionadas con longitud de onda de operación de 1530.9, 1548.32 y 1560.66 nm, respectivamente. Además, a cada línea láser le corresponde un SMSR suficientemente alto de 23.45, 35.59 y 32.78 dB. Al estudiar

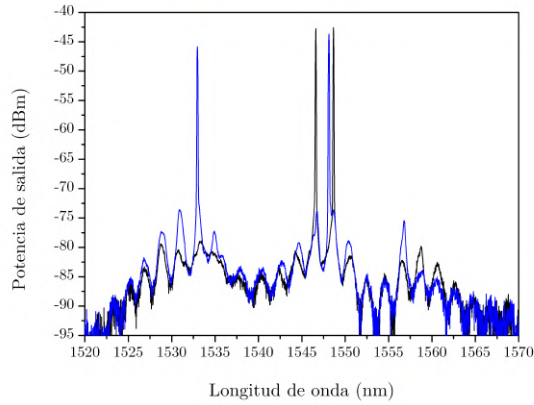


Figura 4.9: Conmutación de la emisión dual del láser.

la emisión láser triple durante una hora con muestras tomadas cada dos minutos, se obtuvo una excelente estabilidad en particular para la emisión central dominante. Los resultados de dicho estudio se muestran en la Figura 4.11 con el resumen de la potencia máxima y desplazamiento de longitud de onda en las gráficas de la Figura 4.12. Asimismo, la Tabla 4.3 muestra los valores de variación de potencia máxima y longitud de onda, donde se resalta de nuevo la operación de la longitud de onda central con una mínima variación de  $0.02 \text{ nm}$ .

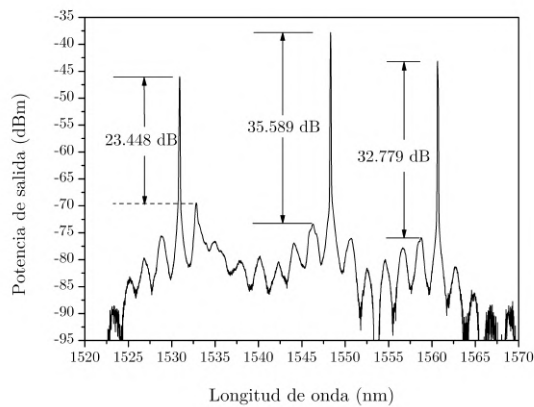


Figura 4.10: Espectro del láser con tres longitudes de onda de emisión.



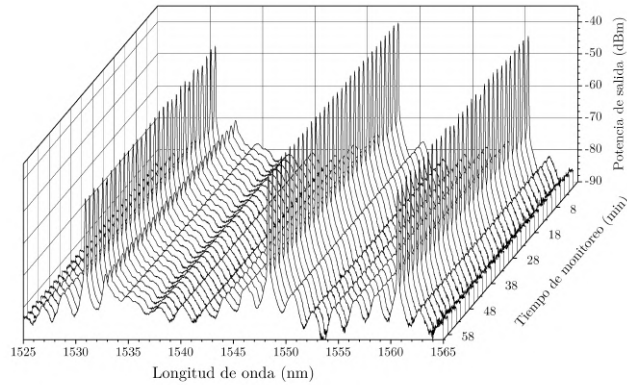


Figura 4.11: Estudio de estabilidad para el láser de triple línea.

Tabla 4.3: Resultados del estudio de estabilidad para tres líneas láser.

$\lambda$ (nm)	$\Delta P$ (dB)	$\Delta \lambda$ (nm)
1530.9	2.204	0.06
1548.32	1.313	0.02
1560.66	2.41	0.06

Con el ajuste apropiado del PC es posible conmutar dos de las líneas láser de la Figura 4.10 a los modos laterales de 1533.12 y 1546.44 nm, respectivamente, mientras la tercera longitud de onda se mantiene, tal como lo muestra la Figura 4.13.

El siguiente caso de estudio fue aquel donde el láser tuvo un comportamiento con cuatro longitudes de onda de emisión simultáneas. Dicho resultado se muestra en la Figura 4.14, con longitudes de onda de operación de 1530.9, 1532.98, 1548.54 y 1550.46 nm, al igual que excelentes SMSR de 31.57, 32.31, 25.39 y 32.19 dB, respectivamente. Como era de esperarse, se repitió el análisis de estabilidad durante una hora con muestras cada dos minutos para observar cambios en la potencia máxima y longitud de onda de cada línea láser. El progreso de esta emisión láser se presenta en la Figura 4.15, donde es apreciable una excelente estabilidad de las líneas

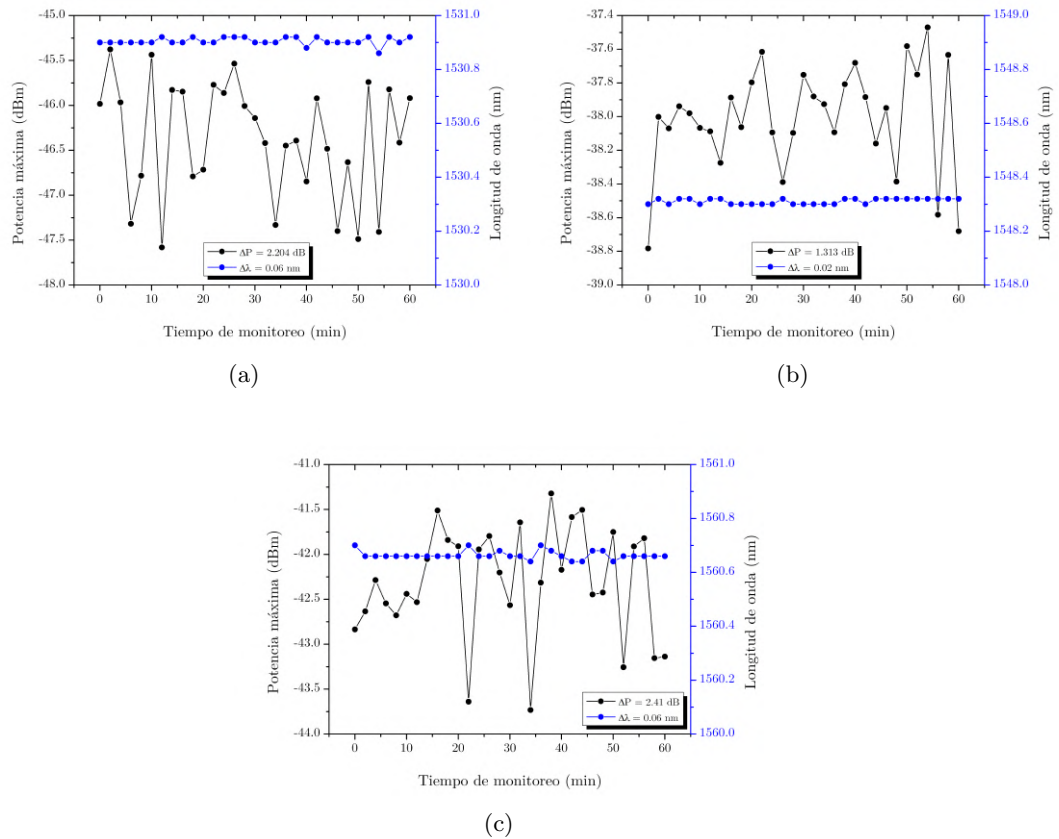


Figura 4.12: Resumen del estudio de estabilidad para cada línea de la operación triple.

en la región de menores longitudes de onda, mientras la potencia de las longitudes de onda en la región central presenta mayor fluctuación. Debido al incremento de líneas láser emitidas por el sistema, la competición modal incrementa y el medio de ganancia tiene que proveer de energía a todas ellas. Por lo tanto, inestabilidades aparecen y en particular en esta configuración lineal son una o dos líneas láser las cuales son dominantes, es decir, su estabilidad es excelente, mientras el resto de las líneas varían gravemente en potencia y longitud de onda. Así, la Figura [4.16](#) muestra el resumen de la variación de potencia máxima para cada línea láser en el

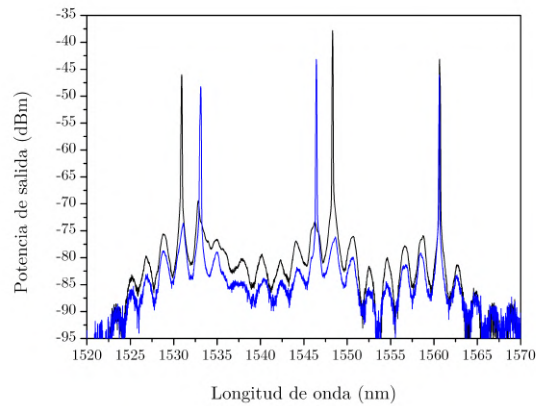


Figura 4.13: Conmutación de dos líneas láser en la operación triple del láser lineal propuesto.

inciso (a) y el desplazamiento de longitud de onda de emisión en el inciso (b). En específico, se puede apreciar el intercambio de potencia traducido en ganancia del medio activo entre las longitudes de onda de  $1548.54$  y  $1550.46$  nm (puntos azules y verdes, respectivamente), donde el incremento de potencia de una representa el decremento de la otra. Los valores de fluctuación de potencia y longitud de onda se presentan en la Tabla [4.4](#).

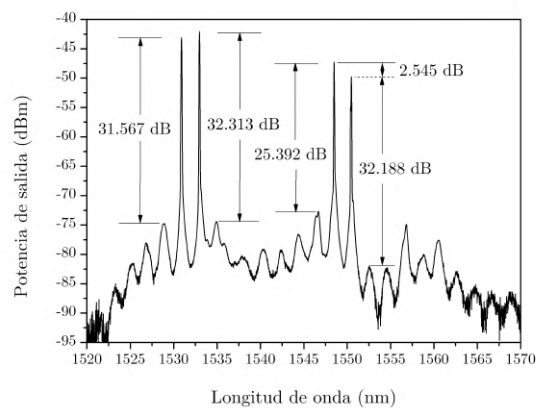


Figura 4.14: Emisión de cuatro líneas láser con el esquema experimental propuesto.

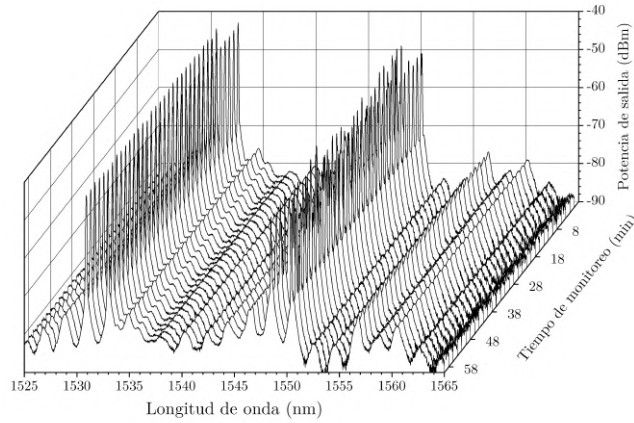


Figura 4.15: Estudio de estabilidad para la emisión cuádruple.

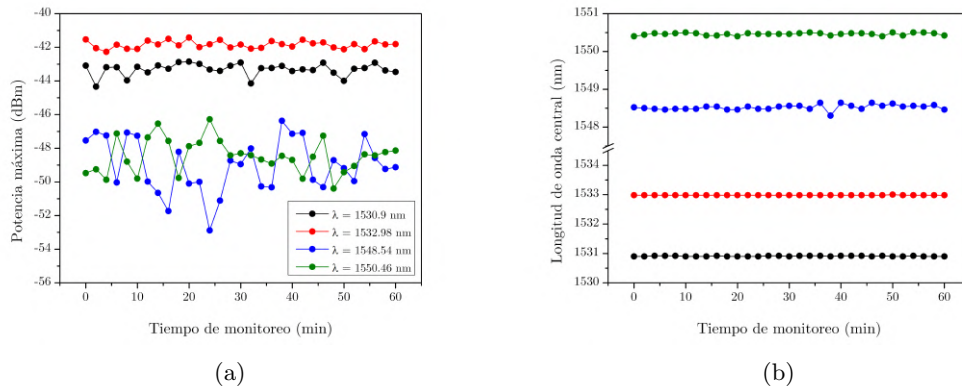


Figura 4.16: Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión.

Por supuesto, rotando más las placas del PC permiten conmutar las líneas de emisión cuádruple a un caso donde ambas líneas de la región central son las dominantes y muestran una mayor potencia de salida y SMSR comparadas con su contraparte. Asimismo, otra forma de emisión de cuatro líneas se obtuvo con nuevas emisiones en 1546.76 y 1556.84 *nm*, mientras las longitudes de onda de 1533.16 y 1548.44 *nm* se mantuvieron, tal como se observa en la Figura [4.17](#).

Tabla 4.4: Resultados del estudio de estabilidad para cuatro líneas láser.

$\lambda$ (nm)	$\Delta P$ (dB)	$\Delta\lambda$ (nm)
1530.9	1.484	0.02
1532.98	0.842	0.02
1548.54	6.515	0.34
1550.46	4.117	0.1

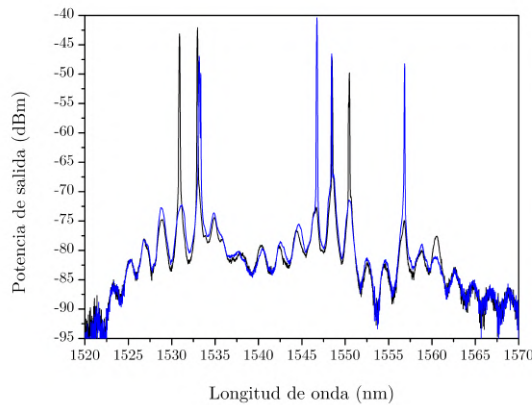


Figura 4.17: Comparación de emisión cuádruple de longitudes de onda por conmutación.

Un último ajuste en las placas del PC resulta en un máximo de cinco longitudes de onda de emisión simultáneas. La Figura 4.18 muestra el espectro de dicha salida láser multimodal, con longitudes de onda de operación de 1530.94, 1533.16, 1546.6, 1548.7 y 1560.62 nm, para un SMSR correspondiente de 25.36 dB para las primeras dos líneas, 28.86, 36.16 y 28.29 dB, respectivamente. Igualmente, el estudio de estabilidad durante una hora con período de muestreo de dos minutos de la Figura 4.19 muestra una longitud de onda de 1548.7 nm dominante junto con una estable segunda línea de 1533.16 nm, contrario al resto de líneas donde la competición modal y fluctuación en potencia es importante. Estas variaciones se pueden apreciar de manera gráfica en la Figura 4.20 con cuatro líneas fluctuando en el mismo rango de potencia máxima, mientras la potencia máxima del modo dominante es superior y

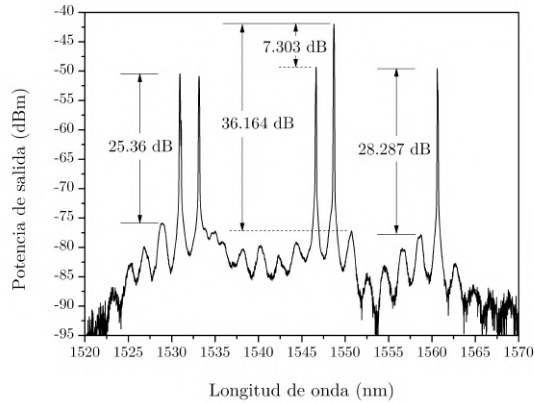


Figura 4.18: Emisión de cuatro líneas láser con el esquema experimental propuesto.

más estable que las anteriores. No obstante, los datos de la Tabla 4.5 muestran una ligera variación de longitud de onda de operación para cada línea, confirmando que las inestabilidades se deben a la energía disponible del medio de ganancia.

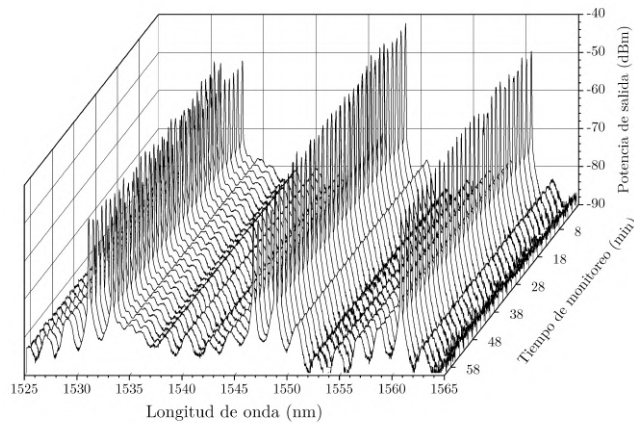


Figura 4.19: Estudio de estabilidad para la emisión cuádruple.

Al tener un mayor número de líneas láser simultáneas, fue complicado lograr la conmutación a longitudes de onda distintas, únicamente se logró el cambio de la línea exterior de 1560.62 *nm* a una nueva línea en la región central de 1550.4 *nm*,

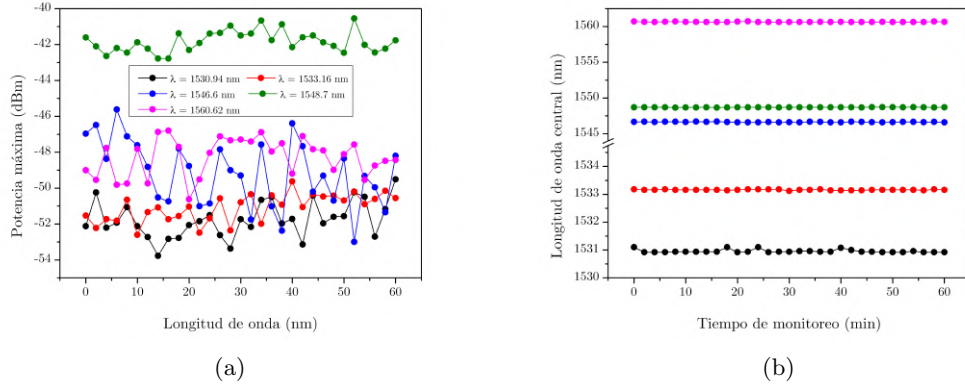


Figura 4.20: Resumen del estudio de estabilidad para ambas longitudes de onda de emisión.

Tabla 4.5: Resultados del estudio de estabilidad para cinco líneas láser.

$\lambda$ (nm)	$\Delta P$ (dB)	$\Delta \lambda$ (nm)
1530.94	4.26	0.18
1533.16	2.969	0.06
1546.6	7.373	0.12
1548.7	2.233	0.06
1560.62	3.825	0.1

mientras el resto de las longitudes de onda se mantuvieron, tal como lo muestra la Figura 4.21. El mayor número de líneas láser proviene nuevamente del balance entre la competencia modal, la PHB y el patrón de interferencia como filtro. En esta ocasión, la rotación de las placas proveyó de un estado de polarización con una PHB débil, por lo que la competencia modal incrementó para el medio de ganancia homogéneo y permitió una mayor cantidad de líneas de emisión, donde una mayor cantidad de modos ahora pelean por la energía del medio activo para sobrevivir, mientras la inversión de población en el erbio es limitada [94], lo cual puede apreciarse en las inestabilidades de la Figura 4.20.

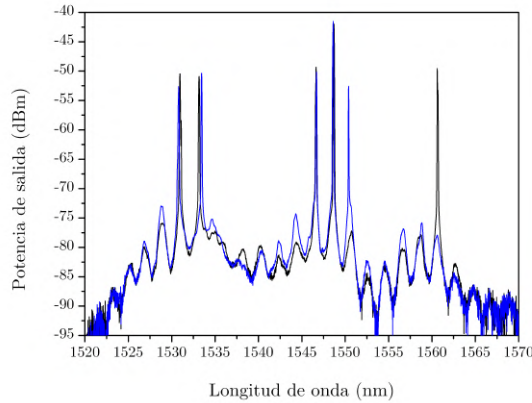


Figura 4.21: Conmutación de una línea para la emisión láser de cinco longitudes de onda.

## 4.2. Resultados del láser lineal con fibra recubierta de aluminio y FBG

El segundo láser lineal diseñado se construyó a partir de otra fibra recubierta con aluminio como espejo y una FBG como filtro y espejo, por lo tanto, la sintonización de líneas láser proviene únicamente de la longitud de onda de Bragg de la FBG la cual, por supuesto, es una sola. De modo que la corriente de bombeo aplicada para el diodo láser en esta segunda configuración experimental fue de  $650\text{ mA}$ , mientras los parámetros del OSA permanecieron con resolución de  $0.1\text{ nm}$  y sensibilidad *High2*.

Así, la Figura 4.22 muestra la emisión láser de único modo longitudinal con la configuración lineal propuesta en la Figura 3.9. Muchas diferencias pueden observarse entre esta emisión y aquella de la Figura 4.2, por ejemplo, la relación señal a ruido (*signal-to-noise ratio*, *SNR*) en el caso del láser con FBG (Figura 4.22a) es de  $58\text{ dB}$ , mucho mayor a los  $39\text{ dB}$  del láser con MZI. Por definición, no existe un modo lateral en esta nueva configuración, por lo tanto, no se acostumbra a hablar de un SMSR, de lo contrario, el SNR es la relación entre la potencia máxima y el pedestal del láser. Además, gracias al reducido ancho espectral de la longitud



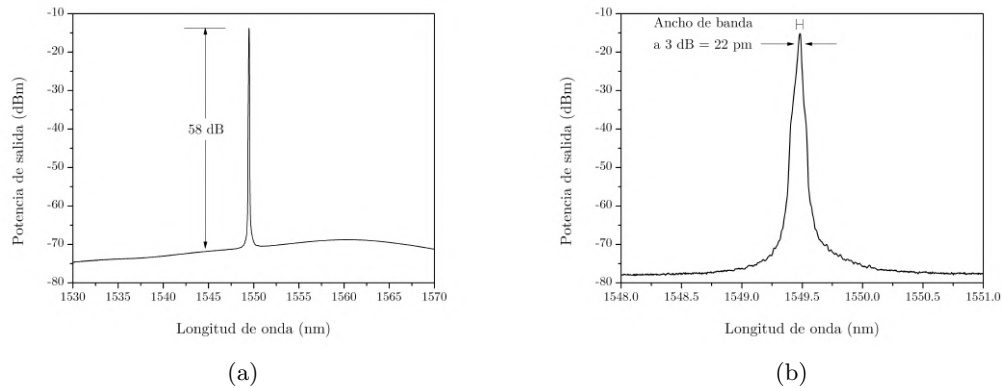


Figura 4.22: Espectro de emisión del láser monomodal utilizando FBG como filtro y cálculo del (a) SNR y (b) ancho de banda espectral.

de onda de Bragg de la rejilla, se obtuvo un ancho de banda espectral a 3 dB de  $\Delta\lambda_{3-dB} = 0.022 \text{ nm} = 22 \text{ pm}$ , nuevamente con una resolución del OSA de  $0.02 \text{ nm}$ , tal como lo señala la Figura 4.22b. Asimismo, se realizó un estudio de estabilidad de la línea láser obtenida midiendo el espectro del láser durante una hora con muestras tomadas cada dos minutos a una temperatura de laboratorio de  $22.7 \text{ }^\circ\text{C}$ . Los resultados del estudio se muestran en la Figura 4.23a, donde se aprecia una excelente estabilidad tanto en potencia como en longitud de onda. Dicha variación en potencia se resume en la Figura 4.23b, con un valor  $\Delta P = 0.054 \text{ dB}$ , mientras la longitud de onda de operación se mantuvo constante en  $1549.48 \text{ nm}$  gracias al nulo cambio de temperatura y tensión los cuales afectan la longitud de onda de reflexión de la rejilla.

Para realizar una evaluación justa de ambas configuraciones es necesario obtener la eficiencia de conversión de potencia en este segundo sistema láser. De esta forma, el mismo procedimiento de incrementos de corriente en el diodo láser de bombeo y medición de la potencia de salida del láser de fibra en el puerto de 2% fue ejecutado. Ya que el láser presenta una mayor potencia máxima de salida y la cantidad de empalmes es menor, se puede esperar una mejor eficiencia de conversión. La Figura 4.24 muestra dicho estudio con un umbral de oscilación láser superior de

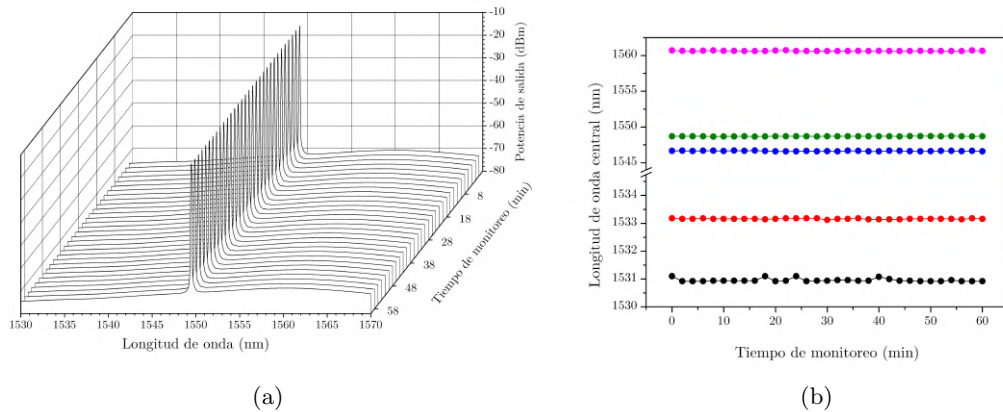


Figura 4.23: (a) Estudio de estabilidad de una hora de la emisión láser y (b) fluctuación de potencia máxima.

12.13  $mW$  y una eficiencia de conversión de potencia también superior del 0.08 %, obtenida nuevamente tras una aproximación lineal de los datos medidos.

Un estudio adicional se realizó para esta segunda configuración láser como lo es la relevancia del uso de la fibra recubierta con aluminio. Como se mencionó en el segundo capítulo, la interfaz vidrio-aire entrega una reflectividad aproximada del 4 % la cual es baja, pero puede funcionar como espejo en una cavidad. Así, la Figura 4.25 muestra la comparativa del láser con la interfaz fibra-aluminio utilizada como espejo base en la línea negra y la interfaz fibra-aire utilizada como espejo en la línea azul discontinua. A partir de las curvas se aprecia que la interfaz fibra-aire es suficiente para obtener emisión láser con el esquema propuesto gracias a la alta ganancia que provee el medio activo, alcanzando una potencia máxima de  $-20.737 \text{ dBm}$  y una excelente relación señal a ruido de  $\sim 46 \text{ dB}$ . Sin embargo, con esta medición también son evidentes los beneficios de recubrir con un material reflejante la punta de la fibra, ya que la potencia máxima y el SNR crecen con el uso de un mejor espejo que refleja mayor intensidad de luz, aprovechando de mejor forma la ganancia del medio activo. Asimismo, un incremento en la potencia de salida indicaría un incremento en la pendiente de la recta de la eficiencia comparada con un láser con espejo de

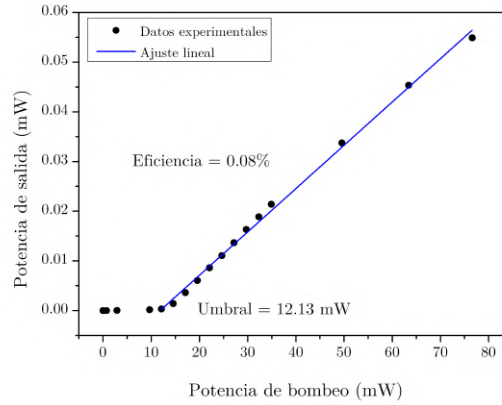


Figura 4.24: Eficiencia de conversión de potencia del láser lineal con FBG de una sola longitud de onda.

interfaz fibra-aluminio que entrega menor potencia de salida en cualquier potencia de bombeo de entrada.

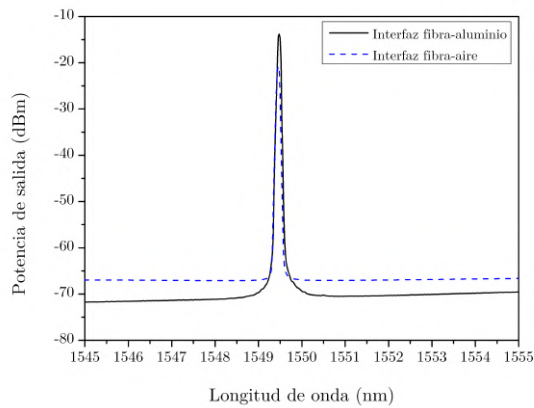


Figura 4.25: Comparación del espectro y potencia máxima a partir del uso de las interfaces fibra-aluminio y fibra-aire como espejos en la emisión láser.

### 4.3. Discusión

Para poner en contexto del estado del arte el primer láser MZI presentado en este trabajo, las Tablas 4.6 y 4.7 muestran otros láseres sintonizables y conmutables de una o múltiples líneas que también utilizan alguna estructura de MZI. Como puede observarse en los valores de la tabla, el láser propuesto es competitivo en cuanto al número de longitudes de onda disponibles y en la facilidad de conmutación mediante el ajuste del PC, sin embargo, sufre en los departamentos de potencia máxima, SMSR y estabilidad debido a la gran cantidad de pérdidas que agrega el MZI implementado, así como los numerosos empalmes en todo el láser que en total reducen la eficiencia de conversión comparada, por ejemplo, con los trabajos de [2], [95] y [96] que presentan eficiencias de 0.29 %, 7.8 % y 0.25 %, respectivamente.

Por otra parte, el segundo láser lineal con FBG como filtro demostró ser una propuesta con excelente estabilidad, alta potencia de salida y relación señal a ruido, al igual que ser compacto y altamente reproducible en comparación con el primer láser lineal, con una eficiencia de conversión superior por un orden de magnitud y que puede mejorar si se cambia el empalme mecánico por un empalme de arco eléctrico. No obstante, este segundo láser carece de la versatilidad en conmutación y número de líneas láser disponibles. Adicionalmente, pruebas se realizaron con múltiples FBGs con diferente longitud de onda de Bragg, pero cercanas entre ellas, y no fue posible observar un láser de dos o más longitudes de onda de emisión lo cual probablemente se deba a la saturación de ganancia con ensanchamiento de línea homogéneo del medio activo que entrega toda la energía a una de estas líneas, impidiendo la obtención de ganancia para otra línea de emisión tan cercana. Algún sistema de control o balance de ganancia para observar múltiples líneas láser en este esquema sería interesante de probar como trabajo a futuro.

Asimismo, a pesar de estar fuera del alcance de este trabajo de tesis, se tiene conocimiento de las propiedades sensibles del MZI y FBG para magnitudes físicas como la temperatura, tensión y curvatura. De esta forma, los láseres presentados son perfectamente capaces de cumplir una función de sensor, teniendo siempre en

---

cuenta los límites de cada uno como la fragilidad del MZI y que la modulación del índice de refracción de la FBG pueda borrarse a una muy alta temperatura.

Por último, la fibra recubierta con aluminio demostró ser una excelente solución a un espejo completamente de fibra en cavidades láser lineales mediante las curvas de la Figura [4.25](#). Por supuesto, este dispositivo también tiene sus cuidados, ya que el recubrimiento de aluminio convierte a la punta de la fibra en un elemento rígido, perdiendo su flexibilidad típica. Además, un trabajo a futuro interesante serían las consecuencias en la longitud de onda de la emisión láser con el incremento de la temperatura en la fibra recubierta con aluminio, tratando de probar la robustez del elemento óptico en el sistema.

Tabla 4.6: Comparativa primer láser lineal presentado en este trabajo con otros láseres en el estado del arte. Fibra multimodo (*multimode fiber, MMF*), fibra capilar de núcleo hueco (*capillary hollow-core fiber, CHCF*), fibra de siete núcleos (*seven-core fiber, SCF*), fibra de cristal fotónico no lineal (*non-linear photonic cristal fiber, NLPCF*) y fibra de dispersión no cero desplazada (*non-zero dispersion shifted fiber, NZDSF*).

Ref.	Tipo de filtro	Estructura	Número máximo de líneas láser simultáneas	SMSR o SNR (dB)
[2]	MZI de núcleo desplazado recubierto de aluminio	SMF-SMF-SMF	3	55
[3]	MZI en línea	SMF-MMF-CHCF-MMF-SMF	1	53
[4]	MZI en línea	SMF-PCF-SMF	5	30
[57]	MZI línea	SMF-MMF-SCF-MMF-SMF	3	25.4
[95]	MZI en línea	SMF-NLPCF-SMF	3	50
[96]	MZI de núcleo desplazado	SMF-NZDSF-SMF	3	55
[97]	MZI en línea	SMF-MMF-SMF	2	45.1
Este trabajo	MZI de núcleo desplazado	SMF-PCF-SMF	5	39

Tabla 4.7: Comparativa primer láser lineal presentado en este trabajo con otros láseres en el estado del arte.

Ref.	Potencia máxima ( <i>dBm</i> )	Fluctuación de potencia ( <i>dB</i> )	Mecanismo de sintonización o conmutación
[2]	$\sim -13.07$	0.2	PC y temperatura
[3]	$\sim -15$	0.1379	PC y temperatura
[4]	$\sim -45.3$	0.84	Curvatura
[57]	$\sim -24.6$	0.82	PC
[95]	$\sim -2.97$	0.225	PC
[96]	$\sim -16$	0.9	PC
[97]	$\sim -16.75$	0.51	PC
Este trabajo	$\sim -39.5$	2.51	PC

---

## CAPÍTULO 5

---

### Conclusiones

En este trabajo se estudiaron las características de dos configuraciones lineales de láseres de fibra óptica, las cuales tuvieron en común el uso de una punta de fibra óptica recubierta con aluminio como primer espejo, mientras difirieron en el segundo espejo y filtro selectivo de longitud de onda, donde el primer láser analizado fue implementado con un lazo de fibra óptica y un interferómetro Mach-Zehnder, el segundo simplemente se completó gracias a una rejilla de Bragg de fibra óptica.

Las puntas de fibra recubiertas con un metal reflejante, especialmente el aluminio, demostraron ser excelentes espejos en una cavidad completamente de fibra, ya que eliminan la dificultad de alineación en caso de usar un espejo de bulto, son compactas, con el equipo adecuado son sencillas de fabricar, tienen una alta reproducibilidad y entregan una excelente reflectividad para un medio con gran ganancia como lo es la fibra dopada con erbio. Al introducirlas en el segundo esquema láser, mostraron una mejoría en la potencia de salida y relación señal a ruido comparadas con las características de salida de un láser que utiliza simplemente la baja reflexión de Fresnel en una interfaz entre núcleo de fibra óptica y aire.

El MZI fabricado e implementado como filtro en la primera configuración láser resultó ser una opción con grandes cualidades como la versatilidad en el número de longitudes de onda de emisión, al igual que la capacidad de conmutación ajustando las placas del controlador de polarización en el esquema, lo cual permitió obtener un total de siete longitudes de onda distintas y la operación de una, dos, tres, cuatro y hasta cinco líneas láser simultáneas en la banda C de las comunicaciones ópticas. Se pueden destacar las características del láser de una sola longitud de onda de emisión en  $1548.28 \text{ nm}$  el cual presentó una razón de supresión del modo lateral de



casi  $39\text{ dB}$  y un ancho de banda espectral angosto de  $0.038\text{ nm}$ . En el estudio de estabilidad de potencia y longitud de onda de todas las emisiones, el láser de emisión única mostró una fluctuación de potencia de  $2.5\text{ dB}$  con una variación de longitud de onda centra del  $0.1\text{ nm}$ . Asimismo, sobresale el SMSR y la estabilidad del láser con doble longitud de onda de emisión en  $1546.62$  y  $1548.66\text{ nm}$ , donde valores como  $37.8$  y  $38.8\text{ dB}$  de SMSR fueron calculados para cada línea, respectivamente, así como variaciones de  $1.4\text{ dB}$  y  $0.06\text{ nm}$  para la primera línea, mientras la segunda línea laser presentó fluctuaciones reducidas de  $1.297\text{ dB}$  y  $0.02\text{ nm}$ . En la operación de emisión triple, cuádruple y quíntuple se presentó siempre un modo longitudinal dominante con un alto SMSR y sobresaliente estabilidad, mientras que el resto de las líneas láser no mostraron dichas cualidades. Por ejemplo, se resalta un SMSR de  $32.3\text{ dB}$ , fluctuación de potencia de  $0.84\text{ dB}$  y desplazamiento espectral de  $0.02\text{ nm}$  para la longitud de onda de  $1532.98\text{ nm}$  en el láser cuádruple. Las inestabilidades en las emisiones láser superiores se deben al incremento en la competición modal de un medio de ganancia homogéneo como es la fibra dopada con erbio.

La aplicación de la FBG en el segundo láser propuesto también mostró resultados positivos con cualidades como alta relación señal a ruido, excelente estabilidad en potencia y ancho de banda angosto, específicamente con valores de  $58\text{ dB}$  y fluctuación mínima de  $0.054\text{ dB}$  y ancho de  $0.022\text{ nm}$ , respectivamente, en la longitud de onda de emisión de  $1549.48\text{ nm}$ . Adicionalmente, el esquema es sencillo de implementar, compacto y con reproducibilidad, no obstante, carece de algunos atributos del primer láser como la operación multimodal y la conmutación entre líneas; en este caso el láser es de emisión única y sólo podrá desplazarse o sintonizar, por ejemplo, con variaciones de temperatura o curvatura. Por otra parte, gracias a los pocos elementos utilizados y por ende pocos empalmes requeridos, la eficiencia de conversión de potencia en el láser es superior por un orden de magnitud comparada con aquella del láser con el MZI. Una eficiencia de  $0.08\%$  se obtuvo para el láser con la FBG, a diferencia de un valor de eficiencia muy bajo de  $0.002\%$  del láser con el MZI por consecuencia de las altas pérdidas introducidas por la estructura del interferómetro.

Para mejorar los láseres presentados serían necesarios ciertos procedimientos de tal forma que su eficiencia y estabilidad sean más competitivas. Por ejemplo, las

pérdidas introducidas con el MZI fabricado con la fibra de cristal fotónico son relevantes ya que múltiples descargas son aplicadas en cada empalme para el correcto colapso de huecos. Una metodología rigurosa podría entregar interferómetros fabricados con fibras especiales con un mínimo número de pérdidas y un patrón de interferencia reproducible. Asimismo, aislar dicho dispositivo de variaciones en el medio ambiente como temperatura, vibraciones, corrientes de aire, humedad, permitiría mejorar la estabilidad de las emisiones láser. Además, incrementar la rigidez de las placas del controlador de polarización también beneficiaría la estabilidad del primer láser.

Otra posibilidad para mejorar los láseres propuestos es conociendo el medio activo. Conforme se tenga información de diversos parámetros como la absorción de acuerdo con la longitud de onda de bombeo, la ganancia saturada y de pequeña señal, se podrá determinar por ejemplo la potencia óptima de bombeo, longitud óptima del medio activo, la potencia máxima a partir del acoplamiento de salida el cual entregaría la mayor eficiencia de conversión, la longitud óptima de la cavidad, entre otros indicadores que permitirían hacer cálculos relevantes de las propiedades del láser previo al diseño del mismo. Esto por supuesto beneficiaría ambos esquemas lineales evaluados en este trabajo de tesis.

---

## Bibliografía

- [1] M. A. Gonzalez-Reyna, E. Alvarado-Mendez, J. M. Estudillo-Ayala, E. Vargas-Rodriguez, M. E. Sosa-Morales, J. M. Sierra-Hernandez, D. Jauregui-Vazquez, and R. Rojas-Laguna, “Laser temperature sensor based on a fiber Bragg grating,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 11, pp. 1141–1144, 2015. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7055271/>
- [2] J. Martin-Vela, J. Sierra-Hernandez, E. Gallegos-Arellano, J. Estudillo-Ayala, M. Bianchetti, D. Jauregui-Vazquez, J. Reyes-Ayona, E. Silva-Alvarado, and R. Rojas-Laguna, “Switchable and tunable multi-wavelength fiber laser based on a core-offset aluminum coated Mach-Zehnder interferometer,” *Optics & Laser Technology*, vol. 125, p. 106039, 2020. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399219309594>
- [3] S. Marrujo-García, L. A. Herrera-Piad, I. Hernández-Romano, D. A. May-Arriola, V. P. Minkovich, and M. Torres-Cisneros, “Narrow spectral linewidth and tunable erbium-doped fiber ring laser using a MZI based on CHCF,” *Optical Fiber Technology*, vol. 67, p. 102739, 2021. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1068520021002893>
- [4] J. Gutierrez-Gutierrez, R. Rojas-Laguna, J. Estudillo-Ayala, J. Sierra-Hernández, D. Jauregui-Vazquez, M. Vargas-Treviño, L. Tepech-Carrillo, and R. Grajales-Coutiño, “Switchable and multi-wavelength linear fiber laser based on Fabry–Perot and Mach–Zehnder interferometers,” *Optics Communications*, vol. 374, pp. 39–44, 2016. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401816303108>
- [5] J. A. Martin-Vela, J. M. Sierra-Hernandez, A. Martinez-Rios, J. M. Estudillo-Ayala, E. Gallegos-Arellano, D. Toral-Acosta, T. E. Porraz-Culebro, and D. Jauregui-Vazquez, “Curvature sensing setup based on a fiber laser and a long-period fiber grating,” *IEEE Photonics Technology*

- Letters*, vol. 31, no. 15, pp. 1265–1268, 2019. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8744605/>
- [6] R. E. Nuñez-Gomez, G. Anzueto-Sánchez, J. L. Camas-Anzueto, A. Martínez-Rios, M. A. Basurto-Pensado, and J. Castellon-Uribe, “Switchable dual-wavelength erbium-doped fiber laser based on the broadband filtering performance of tapered long period fiber gratings,” *Laser Physics*, vol. 31, no. 1, p. 015101, Dec 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1555-6611/abca33>
- [7] M. Jaddoa, M. Razak, M. Salim, A. Sharbirin, N. Nayan, M. Ismail, and H. Ahmad, “Tunable single wavelength erbium-doped fiber ring laser based on in-line Mach-Zehnder strain,” *Optik*, vol. 127, no. 20, pp. 8326–8332, 2016. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402616306684>
- [8] Y. Zhou, S. Lou, Z. Tang, T. Zhao, and W. Zhang, “Tunable and switchable C-band and L-band multi-wavelength erbium-doped fiber laser employing a large-core fiber filter,” *Optics & Laser Technology*, vol. 111, pp. 262–270, 2019. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399218309927>
- [9] L. Zhang, Z. Tian, N.-K. Chen, H. Han, C.-N. Liu, K. T. V. Grattan, B. M. A. Rahman, H. Zhou, S.-K. Liaw, and C. Bai, “Room-temperature power-stabilized narrow-linewidth tunable erbium-doped fiber ring laser based on cascaded Mach-Zehnder interferometers with different free spectral range for strain sensing,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 7, pp. 1966–1974, 2020. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8982001/>
- [10] S. Tanaka, T. Ogawa, W. Thongnum, N. Takahashi, and S. Takahashi, “Thermally stabilized fiber-bragg-grating vibration sensor using erbium-doped fiber laser,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. Part 1, No. 5B, pp. 3060–3062, May 2003. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1143/jjap.42.3060>
- [11] S.-L. Woon, K.-M. Kwan, W.-Y. Chong, H.-S. Lin, and C.-H. Pua, “Cascaded acoustic wave sensors based on erbium-doped fiber laser dynamics for intrusion

- zone identification,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 17, no. 6, pp. 1893–1898, 2017. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7835685/>
- [12] N. Lalam, P. Lu, F. Lu, T. Hong, and M. P. Buric, “Measurement of CO<sub>2</sub> and ultrasonic vibration based on tunable fiber ring laser,” *IEEE Access*, vol. 8, pp. 193 340–193 346, 2020. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9229423/>
- [13] J. Shi, W. Xu, D. Xu, Y. Wang, C. Zhang, C. Yan, D. Yan, Y. He, L. Tang, W. Zhang, and J. Yao, “Humidity sensor based on intracavity sensing of fiber ring laser,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 50, no. 42, p. 425105, Sep 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa8612>
- [14] J. Shi, D. Xu, W. Xu, Y. Wang, C. Yan, C. Zhang, D. Yan, Y. He, L. Tang, W. Zhang, T. Liu, and J. Yao, “Humidity sensor based on Fabry–Perot interferometer and intracavity sensing of fiber laser,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 21, pp. 4789–4795, 2017. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/8030055/>
- [15] M. Madry, L. Alwis, L. Binetti, L. Pajewski, and E. Beres-Pawlik, “Simultaneous measurement of temperature and relative humidity using a dual-wavelength erbium-doped fiber ring laser sensor,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, no. 20, pp. 9215–9220, 2019. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8734101/>
- [16] X. Zhang, Z. Liu, L. Xie, and W. Peng, “Refractive index sensor based on fiber ring laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, no. 4, pp. 524–527, 2016. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7314882/>
- [17] J. Liu, M. Wang, X. Liang, Y. Dong, H. Xiao, and S. Jian, “Erbium-doped fiber ring laser based on few-mode-singlemode-few-mode fiber structure for refractive index measurement,” *Optics & Laser Technology*, vol. 93, pp. 74–78, 2017. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399216309367>
- [18] Y. Lopez-Dieguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, L. A. Herrera-Piad, J. M. Sierra-Hernandez, D. F. Garcia-Mina, E. Gallegos-Arellano, J. C.

- Hernandez-Garcia, and R. Rojas-Laguna, “Erbium ring fiber laser cavity based on tip modal interferometer and its tunable multi-wavelength response for refractive index and temperature,” *Applied Sciences*, vol. 8, no. 8, 2018. [Online]. Available: <https://www.mdpi.com/2076-3417/8/8/1337>
- [19] Y. nan Zhang, L. Zhang, B. Han, H. Peng, T. Zhou, and R. qing Lv, “Erbium-doped fiber ring laser with SMS modal interferometer for hydrogen sensing,” *Optics & Laser Technology*, vol. 102, pp. 262–267, 2018. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399217315426>
- [20] X. Yang, L. Duan, H. Zhang, Y. Lu, G. Wang, and J. Yao, “Highly sensitive dual-wavelength fiber ring laser sensor for the low concentration gas detection,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 296, p. 126637, 2019. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092540051930838X>
- [21] M. Zhang, X. Zhong, W. Zheng, S. Ruan, B. Du, P. Yan, H. Liang, C. Liu, L. Li, and H. Su, “Widely tunable, high optical signal-to-noise ratio erbium-doped photonic crystal fiber laser suitable for acetylene sensing,” *Optics & Laser Technology*, vol. 109, pp. 525–533, 2019. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399218300859>
- [22] J. Chen, X. Zhao, Z. Yao, T. Li, Q. Li, S. Xie, J. Liu, and Z. Zheng, “Dual-comb spectroscopy of methane based on a free-running erbium-doped fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 8, pp. 11 406–11 412, Apr 2019. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-27-8-11406>
- [23] K. Xu, L. Ma, J. Chen, X. Zhao, Q. Wang, R. Kan, Z. Zheng, and W. Ren, “Dual-comb spectroscopy for laminar premixed flames with a free-running fiber laser,” *Combustion Science and Technology*, vol. 0, no. 0, pp. 1–16, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1080/00102202.2021.1879796>
- [24] P.-C. Peng, W.-Y. Lee, S.-S. Wu, and H.-L. Hu, “Multiwavelength fiber laser for the fiber link monitoring system,” *Optics & Laser Technology*, vol. 51, pp. 62–66, 2013. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399213001205>

- [25] Q. Zhao, L. Pei, J. Zheng, M. Tang, Y. Xie, J. Li, and T. Ning, “Switchable multi-wavelength erbium-doped fiber laser with adjustable wavelength interval,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 15, pp. 3784–3790, 2019. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8731648/>
- [26] —, “Switchable, widely tunable and interval-adjustable multi-wavelength erbium-doped fiber laser based on cascaded filters,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 8, pp. 2428–2433, 2020. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8995566/>
- [27] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, Aug. 1960. [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/187493a0>
- [28] E. Snitzer, “Proposed fiber cavities for optical masers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 1, pp. 36–39, 1961. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1735955>
- [29] C. J. Koester and E. Snitzer, “Amplification in a fiber laser,” *Appl. Opt.*, vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, Oct 1964. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-3-10-1182>
- [30] E. Snitzer and R. Woodcock, “Yb<sup>3+</sup>-Er<sup>3+</sup> GLASS LASER,” *Applied Physics Letters*, vol. 6, no. 3, pp. 45–46, 1965. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1754157>
- [31] K. Kao and G. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, pp. 1151–1158(7), July 1966. [Online]. Available: <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/piee.1966.0189>
- [32] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 423–425, 1970. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1653255>
- [33] D. B. Keck and P. C. Schultz, “Method of producing optical waveguide fibers,” United States of America Patent 3711 262, Jan., 1973. [Online]. Available: <https://patents.google.com/patent/US3711262A/en>

- [34] D. Keck, R. Maurer, and P. Schultz, "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 7, pp. 307–309, 1973. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1654649>
- [35] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Electronics Letters*, vol. 15, pp. 106–108(2), February 1979. [Online]. Available: [https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_19790077](https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19790077)
- [36] S. Poole, D. Payne, and M. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 737–738(1), August 1985. [Online]. Available: [https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_19850520](https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19850520)
- [37] S. Poole, D. Payne, R. Mears, M. Fermann, and R. Laming, "Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 7, pp. 870–876, 1986. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1074811/>
- [38] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. McCollum, "Erbium fiber laser amplifier at 1.55 $\mu\text{m}$  with pump at 1.49 $\mu\text{m}$  and Yb sensitized Er oscillator," in *Optical Fiber Communication*. Optica Publishing Group, 1988, p. PD2. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-1988-PD2>
- [39] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, "Efficient Er<sup>3+</sup>-doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48  $\mu\text{m}$  InGaAsP laser diode," *Applied Physics Letters*, vol. 54, no. 4, pp. 295–297, 1989. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.101448>
- [40] L. Reekie, R. Mears, S. Poole, and D. Payne, "Tunable single-mode fiber lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 7, pp. 956–960, 1986. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1074827/>
- [41] I. M. Jauncey, L. Reekie, R. J. Mears, and C. J. Rowe, "Narrow-linewidth fiber laser operating at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 164–165, Mar 1987. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-12-3-164>



- [42] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, 1978. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.89881>
- [43] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 15, pp. 823–825, Aug 1989. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-14-15-823>
- [44] G. A. Ball, W. W. Morey, and J. P. Waters, "Tunable Er<sup>3+</sup> fiber laser utilizing intracore Bragg reflectors," in *Optical Fiber Communication*. Optica Publishing Group, 1991, p. FA4. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-1991-FA4>
- [45] G. Ball, W. Morey, and W. Glenn, "Standing-wave monomode erbium fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 7, pp. 613–615, 1991. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/87930/>
- [46] Y.-J. Rao, "In-fibre Bragg grating sensors," *Measurement Science and Technology*, vol. 8, no. 4, pp. 355–375, Apr 1997. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/4/002>
- [47] W. He, D. Li, L. Zhu, M. Dong, and F. Luo, "Tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser employing PM-FBG and Mach–Zehnder interferometer with optical fiber delay line," *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 3, pp. 1–8, 2017. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7911184/>
- [48] X. Zhao, M. Dong, Y. Zhang, F. Luo, and L. Zhu, "Switchable multi-wavelength and tunable wavelength spacing erbium-doped fiber laser based on a phase-shifted fiber Bragg grating combined with a Mach-Zehnder interferometer," *Optics & Laser Technology*, vol. 112, pp. 500–507, 2019. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399218313495>
- [49] G. Yan, W. Zhang, P. Li, Q. Jiang, M. Wu, Z. Tong, and X. Wang, "Switchable and tunable linear cavity erbium-doped fiber laser based on FBGs embedded

- in Sagnac rings,” *Laser Physics*, vol. 32, no. 1, p. 015101, Nov 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1555-6611/ac3512>
- [50] R. B. Dyott, V. A. Handerek, and J. Bello, “Polarization Holding Directional Couplers Using D Fiber,” in *Fiber Optic Couplers, Connectors, and Splice Technology*, C. A. Villarruel, Ed., vol. 0479, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 1984, pp. 23 – 29. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1117/12.942763>
- [51] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, Jan 1988. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-13-1-56>
- [52] J. Cheng, H. Huang, Y. Zeng, D. Han, W. Chen, X. Tang, and Q. Ning, “Quintuple-wavelength EDF laser based on multimode fibers with different core diameters,” *Laser Physics*, vol. 30, no. 7, p. 075102, June 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1555-6611/ab8dc8>
- [53] Q. Zhao, L. Pei, J. Wang, Y. Xie, Z. Ruan, J. Zheng, J. Li, and T. Ning, “Interval-adjustable multi-wavelength erbium-doped fiber laser with the assistance of NOLM or NALM,” *IEEE Access*, vol. 9, pp. 16 316–16 322, 2021. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9318998/>
- [54] J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, J. W. Haus, M. Perez-Maciél, J. M. Sierra-Hernandez, M. S. Avila-Garcia, R. Rojas-Laguna, Y. Lopez-Dieguez, and J. C. Hernandez-Garcia, “Multi-wavelength fiber laser based on a fiber Fabry–Perot interferometer,” *Appl. Phys. B*, vol. 121, no. 4, pp. 407–412, Dec. 2015. [Online]. Available: <http://link.springer.com/10.1007/s00340-015-6265-z>
- [55] W. He, C. Shanguan, L. Zhu, M. Dong, and F. Luo, “Tunable and stable multi-wavelength erbium-doped fiber laser based on a double Sagnac comb filter with polarization-maintaining fibers,” *Optik*, vol. 137, pp. 254–261, 2017. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402617302656>
- [56] Q. Mao and J. Lit, “Switchable multiwavelength erbium-doped fiber laser with cascaded fiber grating cavities,” *IEEE Photonics Technology*

- Letters*, vol. 14, no. 5, pp. 612–614, 2002. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/998701/>
- [57] W. He, W. Zhang, L. Zhu, X. Lou, and M. Dong, “C-band switchable multi-wavelength erbium-doped fiber laser based on Mach–Zehnder interferometer employing seven-core fiber,” *Optical Fiber Technology*, vol. 46, pp. 30–35, 2018. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1068520018300373>
- [58] K. Niu, Q. Chen, R. Sun, B. Man, and H. Zhang, “Passively Q-switched erbium-doped fiber laser based on SnS<sub>2</sub> saturable absorber,” *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 11, pp. 3934–3943, Nov 2017. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-7-11-3934>
- [59] H. Ahmad, M. Tajdidzadeh, and S. A. Reduan, “Passively Q-switched erbium-doped fiber laser using coated reduced graphene oxide on arc-shaped single mode optical fiber as a saturable absorber,” *Laser Physics*, vol. 28, no. 8, p. 085101, June 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aac1af>
- [60] H. Ahmad, R. Ramli, N. Yusoff, S. Reduan, A. Zamzuri, and K. Thambiratnam, “Performance of Nb<sub>2</sub>C MXene coated on tapered fiber as saturable absorber for the generation of Mode-Locked Erbium-Doped fiber laser,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 114, p. 103647, 2021. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350449521000190>
- [61] Y. Lopez-Dieguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jáuregui Vázquez, L. A. Herrera-Piad, J. A. Martín-Vela, J. M. Sierra-Hernandez, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bianchetti, M. Avazpour, and R. Rojas-Laguna, “Tip optical fiber refractive index sensor based on a thin copper film,” *Supl. Rev. Mex. Fis.*, vol. 2, no. 1 Jan-Mar, pp. 43–48, Mar. 2021. [Online]. Available: <https://rmf.smf.mx/ojs/index.php/rmf-s/article/view/5603>
- [62] E. Pacheco-Chacon, J. Sierra-Hernandez, E. Gallegos-Arellano, M. Avila-Garcia, M. Bianchetti, I. Hernandez-Romano, Y. Lopez-Dieguez, L. Herrera-Piad, and R. Rojas-Laguna, “An aluminum-coated asymmetric core-offset

- Mach-Zehnder interferometer temperature sensor,” *Optical Fiber Technology*, vol. 65, p. 102591, 2021. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1068520021001401>
- [63] W. G. Chen, S. Q. Lou, S. C. Feng, L. W. Wang, H. L. Li, T. Y. Guo, and S. S. Jian, “Switchable multi-wavelength fiber ring laser based on a compact in-fiber Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber,” *Laser Phys.*, vol. 19, no. 11, pp. 2115–2119, Nov. 2009. [Online]. Available: <http://link.springer.com/10.1134/S1054660X09210026>
- [64] J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, D. Jauregui-Vazquez, J. C. Hernandez-Garcia, J. A. Andrade-Lucio, and J. C. Gutierrez-Gutierrez, “A tunable multi-wavelength laser based on a Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber,” *Laser Physics*, vol. 23, no. 5, p. 055105, Apr 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/5/055105>
- [65] J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, A. D. Guzmán-Chávez, and P. Zaca-Moran, “A tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on a Mach-Zehnder interferometer and photonic crystal fiber,” *Laser Physics*, vol. 23, no. 12, p. 125103, Nov 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/12/125103>
- [66] S. Kumar and M. J. Deen, *Fiber optic communications: fundamentals and applications*. Chichester, West Sussex, United Kingdom: Wiley, 2014.
- [67] K. F. Renk, *Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering*, 2nd ed., ser. Graduate Texts in Physics. Cham: Springer International Publishing : Imprint: Springer, 2017.
- [68] O. Svelto, *Principles of lasers*, 5th ed. New York: Springer, 2010, <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-1302-9>.
- [69] A. E. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, Calif: Univ. Science books, 1986.

- [70] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2002.
- [71] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 10, pp. 1312–1329, 1966. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1447049/>
- [72] P. Smith, "Mode-locking of lasers," *Proc. IEEE*, vol. 58, no. 9, pp. 1342–1357, 1970. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1449856/>
- [73] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers fundamentals and technology*. San Diego: Academic Press, 1999, oCLC: 1162381867.
- [74] W. Barnes, R. Laming, E. Tarbox, and P. Morkel, "Absorption and emission cross section of  $\text{Er}^{3+}$  doped silica fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 4, pp. 1004–1010, Apr. 1991. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/83335/>
- [75] L. Dong and B. Samson, *Fiber lasers basics, technology and applications*. CRC Press, 2016, oCLC: 1076077590. [Online]. Available: <https://www.routledgehandbooks.com/doi/10.1201/9781315370521>
- [76] F. Louradour, F. Reynaud, B. Colombeau, and C. Froehly, "Interference fringes between two separate lasers," *American Journal of Physics*, vol. 61, no. 3, pp. 242–245, 1993. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1119/1.17298>
- [77] A. Othonos, "Fiber Bragg gratings," *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 12, pp. 4309–4341, 1997. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1148392>
- [78] K. Yang, Y.-G. Liu, Z. Wang, G.-Y. Li, Y. Han, H.-W. Zhang, and J. Yu, "Five-wavelength-switchable all-fiber erbium-doped laser based on few-mode tilted fiber bragg grating," *Optics & Laser Technology*, vol. 108, pp. 273–278, 2018. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399218303621>
- [79] E. Hecht, *Optics*, 5th ed. Boston: Pearson Education, Inc, 2017.

- [80] J. S. Galsin, *Solid state physics: an introduction to theory*. London, UK: Academic Press, 2019.
- [81] C. R. Company, *CRC handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data*, 84th ed., D. R. Lide, Ed. Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [82] M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of solids: optical properties of electrons in matter*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002, oCLC: 849878369. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511606168>
- [83] I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, no. 10, pp. 1205–1209, Oct 1965. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205>
- [84] QPhotonics, *Diodo láser QFBGLD-980-350*. [Online]. Available: <http://www.qphotonics.com/catalog/Wavelength-stabilized-single-mode-fiber-coupled-laser-diode-350m-p-822.html>
- [85] Thorlabs, *Controlador del diodo láser LDC240C*. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=LDC240C>
- [86] —, *Controlador de polarización FPC560*. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FPC560>
- [87] Yokogawa, *Analizador de espectros ópticos AQ6370B*. [Online]. Available: <https://tmi.yokogawa.com/mx/solutions/products/optical-measuring-instruments/optical-spectrum-analyzer/aq6370b-optical-spectrum-analyzer/>
- [88] C. Fiber, *Fibra de cristal fotónico NL-PM-750*. ahora NKT Photonics Inc. [Online]. Available: <https://www.nktphotonics.com/products/optical-fibers-and-modules/nonlinear-photonic-crystal-fibers/>
- [89] Thorlabs, *Medidor de potencia óptica PM20CH*. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PM20CH#ad-image-0>
- [90] E. Huerta-Mascotte, J. Sierra-Hernandez, R. Mata-Chavez, D. Jauregui-Vazquez, A. Castillo-Guzman, J. Estudillo-Ayala, A. Guzman-Chavez,

- and R. Rojas-Laguna, “A Core-Offset Mach Zehnder Interferometer Based on A Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber and Its Torsion Sensing Application,” *Sensors*, vol. 16, no. 6, p. 856, Jun. 2016. [Online]. Available: <http://www.mdpi.com/1424-8220/16/6/856>
- [91] Y.-X. Xiao, J. Wang, Y.-F. Hou, L.-H. Zhang, and S.-S. Wang, “Mode analysis of in-line Mach-Zehnder interferometer with offset splicing,” *Optical Fiber Technology*, vol. 62, p. 102473, Mar. 2021. [Online]. Available: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1068520021000225>
- [92] Thorlabs, *Diodo láser BL976-PAG500*. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=BL976-PAG500>
- [93] oeMarket, *Rejilla de Bragg de fibra óptica FBG-S-1549.5-0.2-0.95-0-N*. [Online]. Available: <http://www.oemarket.com/catalog/product.info.php/optical-fiber-bragg-gratings-p-211>
- [94] Z. Hao, X. Ling-Yun, D. Qing-Ying, L. Yao, Y. Ling, L. Yan-Ge, L. Li-Hui, Y. Shu-Zhong, K. Gui-Yun, and D. Xiao-Yi, “A Room-Temperature Multiwavelength Erbium-Doped Fibre Laser by Exploiting Polarization Hole Burning,” *Chinese Phys. Lett.*, vol. 22, no. 1, pp. 122–124, Jan. 2005. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0256-307X/22/1/035>
- [95] W. A. Khaleel and A. H. Al-Janabi, “Erbium-doped fiber ring laser with wavelength selective filter based on non-linear photonic crystal fiber Mach-Zehnder interferometer,” *Laser Phys.*, vol. 27, no. 10, p. 105104, Oct. 2017. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/aa8287>
- [96] M. Bianchetti, J. Sierra-Hernandez, R. Mata-Chavez, E. Gallegos-Arellano, J. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, A. Fernandez-Jaramillo, G. Salceda-Delgado, and R. Rojas-Laguna, “Switchable multi-wavelength laser based on a core-offset Mach-Zehnder interferometer with non-zero dispersion-shifted fiber,” *Optics & Laser Technology*, vol. 104, pp. 49–55, Aug. 2018. [Online]. Available: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399217312197>

- [97] A. Khattak, G. Tatel, and L. Wei, “Tunable and Switchable Erbium-Doped Fiber Laser Using a Multimode-Fiber Based Filter,” *Applied Sciences*, vol. 8, no. 7, p. 1135, Jul. 2018. [Online]. Available: <http://www.mdpi.com/2076-3417/8/7/1135>