



INDADRE

**Instituto Nacional de Astrofísica,
Óptica y Electrónica.**

**LÁSER CON LONGITUD DE ONDA DUAL DE
FIBRA ÓPTICA DOPADA CON TULIO
SINTONIZABLE EN LA REGIÓN DE 1.85 μm**

Por

Edgar Bravo Huerta

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de **Maestro en Ciencias en la especialidad de Óptica** en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.

Agosto 2017
Tonantzintla, Puebla, México

Supervisada por:

**Dr. Manuel Durán Sánchez
Dr. Baldemar Ibarra Escamilla
INAOE**

©INAOE 2017
Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes mencionando la fuente.



Resumen

En esta tesis se desarrolla un láser de longitud de onda dual sintonizable, en la región de $1.85 \mu\text{m}$, completamente de fibra, en cavidad de anillo. Para lo cual se emplea una fibra dopada con tulio (cuyo símbolo químico es Tm) como medio de ganancia y, se utiliza un par de filtros de interferencia multimodal (MMI, por sus siglas en inglés) diseñados y fabricados en el laboratorio de fibras ópticas, en una configuración de interferómetro Mach Zehnder, para lograr la emisión dual.

Cada filtro MMI consiste de un segmento de fibra sin núcleo (fibra multimodo) empalmada en cada uno de sus extremos a fibra convencional (fibra monomodo). Debido a que la longitud de la fibra multimodo determina la longitud de onda de transmisión del filtro, los filtros utilizados se diseñaron de tal modo que sus longitudes de onda de transmisión estén separadas alrededor de 55 nm .

Gracias a las características del fenómeno de interferencia multimodal que se presenta en los filtros MMI, se logra la sintonización de la longitud de onda. Cuando un filtro es sumergido en un líquido con índice de refracción menor al de la fibra sin núcleo, el líquido actúa como revestimiento y se produce un desplazamiento de la longitud de onda de transmisión del filtro (la longitud de onda del filtro cuando está en aire), el desplazamiento depende de que tan cercano se encuentre el índice de refracción del líquido al índice de refracción de la fibra.

En este trabajo, uno de los filtros es sumergido en una serie de líquidos conformados por una mezcla homogénea de agua y etilenglicol en diferentes

concentraciones, lo que provoca que la longitud de onda de transmisión del filtro se desplace de acuerdo a la concentración de los líquidos.

Agradecimientos

Quiero agradecer al grupo de Láseres de Fibra Óptica del INAOE, conformado por el Dr. Evgeny Kuzin, Dr. Baldemar Ibarra Escamilla y Dr. Manuel Durán Sánchez que creyeron en mí, que me dieron la oportunidad de trabajar con ellos y compartirme humildemente su conocimiento; en especial a mi asesor de tesis Dr. Manuel Durán y co-asesor Dr. Baldemar Ibarra.

A los sinodales Dr. Evgeny Kuzin, Dr. Héctor Santiago Hernández y Dr. Marco Vinicio Hernández Arriaga por sus valiosos comentarios y observaciones que permitieron mejorar esta tesis.

A los catedráticos y administrativos del departamento de óptica por su apoyo constante desde sus áreas de trabajo.

A mis compañeros estudiantes que hicieron más amenas las horas de estudio y trabajo.

A mi familia que gracias a su ayuda incondicional hizo posible la realización de este sueño.

Al INAOE por abrirme las puertas al conocimiento de la ciencia y tecnología, y todos sus apoyos que hacen posible el desarrollo del trabajo en la institución.

Finalmente al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), por su apoyo económico, a través del CVU 701002, que es fundamental para la realización de la maestría.

Dedicatoria

Primeramente a Dios, que guía mis pasos en cada uno de mis proyectos y que me proporciona los medios necesarios cuando más los necesito.

A mi esposa María Elena, a mis hijos Edgar y Gabriel que se han unido a mi esfuerzo y sacrificio para hacer posible este sueño, su amor y comprensión han sido el pilar de mi trabajo.

A mis padres María Elena y Edmundo, a mis hermanos Claudia y Arturo, que me han brindado todo su apoyo incondicional para hacer posible mi estancia en la maestría.

A todos mis amigos que creyeron en mí y me apoyaron a emprender esta meta.

Índice

Resumen	ii
Agradecimientos	iv
Dedicatoria.....	v
Capítulo 1: Introducción	1
1.1 Objetivos	3
1.1.1 Objetivo General.....	3
1.1.2 Objetivos específicos	4
1.2 Organización de la tesis	4
Capítulo 2: Amplificadores y láseres de fibra.....	5
2.1 Antecedentes	5
2.1.1 Definición de láser	5
2.1.2 Breve historia del láser	6
2.2 Amplificadores de fibra	7
2.3 Láseres de fibra.....	9
2.4 Láseres de fibra dopada con tulio sintonizables.....	10
2.4.1 Mecanismos de sintonización	11
2.5 Niveles de energía del tulio	12
2.5.1. Esquema de bombeo de ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$	16
2.5.2 Esquema de bombeo ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$	18
Capítulo 3: Teoría de los filtros MMI.	21
3.1 Principio de autoimagen en guías de onda multimodo.	21
3.2 Filtros de fibra MMI.....	25
Capítulo 4: Arreglo experimental y resultados	29

4.1 Elaboración de los filtros MMI con características específicas.....	29
4.2 Caracterización de los elementos que forman la cavidad láser.....	31
4.3 Caracterización del filtro MMI de doble longitud de onda.....	39
4.4 Arreglo Experimental.....	42
4.5 Resultados experimentales del láser con longitud de onda dual.....	43
Capítulo 5: Conclusiones	47
Publicaciones.....	48
Proceedings.....	48
Congresos	48
Lista de figuras.....	50
Referencias.....	52

Capítulo 1: Introducción

El uso de las fibras ópticas en diversas áreas de la ciencia y tecnología se ha incrementado en los últimos años, el ejemplo más común es en telecomunicaciones, en donde su aplicación para la transmisión de información ha permitido aumentar el ancho de banda, la distancia y velocidad, que se refleja en el factor BL, donde B es la razón de bit (con unidades de [bits/s] y que representa el número de bits que se pueden transmitir en un segundo a través de un medio de transmisión), y L es la distancia entre repetidores (medida en kilómetros [km] y es la distancia a la que puede llegar la señal sin necesidad de ser amplificada), que ha pasado de unos cientos de Mb/s · km, en la primera generación de sistemas ópticos, hasta el orden de varios Tb/s · km, en la cuarta y quinta generación de dichos sistemas, y ha sido posible gracias a la investigación y desarrollo de mejores fibras ópticas, láseres y demás componentes necesarios en un sistema de comunicación óptico, aprovechando las ventajas de la ventana alrededor de 1.55 μm donde las fibras ópticas presentan menores pérdidas[1]; en este caso, las fibras dopadas con erbio (Er) y las fibras co-dopadas de erbio/iterbio (Er/Yb), hacen posible la emisión láser alrededor de dicha longitud de onda. Sin embargo, debido al incremento exponencial del tráfico de datos por internet, las redes de telecomunicaciones alcanzarán su capacidad límite, por lo que es necesario la investigación de nuevas tecnologías de comunicación y canales de transmisión.

Afortunadamente, el estudio de otros materiales ha facilitado la fabricación de láseres y amplificadores a diferentes longitudes de onda. Las fibras dopadas con tulio (Tm) presentan una alternativa para afrontar esta situación, ya que debido a su amplio espectro (1700-2100 nm), se puede alcanzar un ancho de banda de alrededor de 30 THz, lo cual es atractivo en comparación a los 15

THz que ofrece el Er (1480-1610 nm) y aunque a 2 μm las fibras de telecomunicación actuales presentan mayores pérdidas que a 1.5 μm , para redes de área local (Local Area Network, LAN) esto no representa mayor problema [2], además de la investigación y desarrollo de nuevas fibras que harían posible la reducción de pérdidas en longitudes de onda de 2 μm [6].

Pero no es el único campo de aplicación de los láseres de fibra óptica dopada con Tm; esta ventana del espectro electromagnético tiene grandes ventajas en comparación con longitudes de onda menores: es segura a los ojos, por lo que se puede utilizar en aplicaciones de sensado remoto o telecomunicaciones en el espacio libre, LIDAR (Light Detection and Ranging) y sistemas de sensado de gases [3, 7]; otra importante ventaja es que se tiene una fuerte absorción en el agua, que es el principal constituyente del tejido biológico, así que los láseres que emiten en el rango de 2 μm son funcionales para aplicaciones médicas y procedimientos quirúrgicos [3-4]. Por otro lado, al tener excelente propagación en la atmósfera, dicha longitud de onda puede utilizarse para medir la velocidad del viento y para la detección de vapor de agua y concentración de dióxido de carbono. Además de que se puede aplicar en el procesado de materiales, especialmente plásticos, entre otras aplicaciones en la industria, seguridad y militares [3-7]. La Fig. 1 Muestra el espectro de absorción del agua.

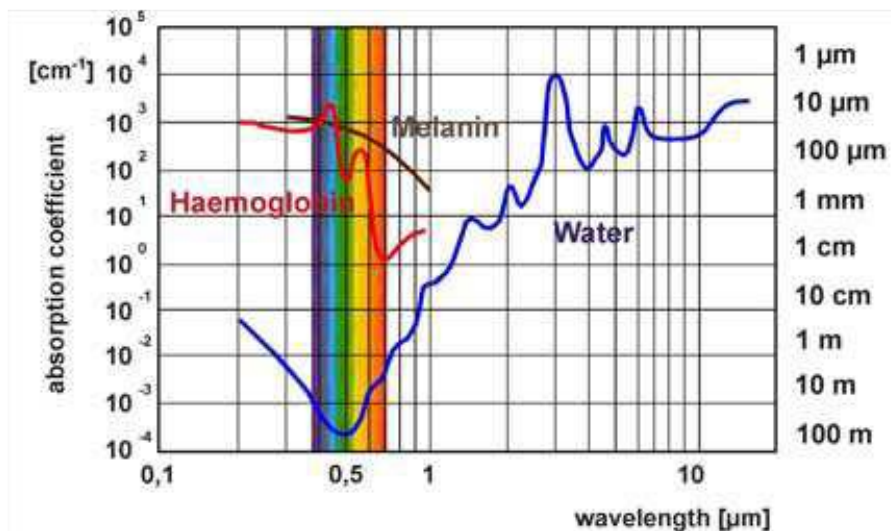


Fig. 1.- Espectro de absorción del agua [3].

En la Fig. 1 se observa una fuerte absorción de la luz en agua para longitudes de onda de 2 a 10 micras, lo que da pie a diversas aplicaciones científicas y tecnológicas, por lo que es importante continuar la investigación y desarrollo de nuevas fuentes láser; en el presente trabajo se investiga y se desarrolla un láser con longitud de onda dual de fibra óptica dopada con Tm sintonizable en la región de 1.85 μm.

1.1 Objetivos

1.1.1 Objetivo General

Desarrollo y estudio de un láser de fibra óptica, en el cual se utiliza fibra dopada con tulio como medio activo, con doble longitud de onda, sintonizable mediante el fenómeno de la interferencia multimodal, en la región de 1.85 μm.

1.1.2 Objetivos específicos

- Estudio y aplicación de la teoría de la interferencia multimodal.
- Diseño de filtros MMI.
- Caracterización de los elementos para la construcción del láser.
- Desarrollar un láser con longitud de onda dual sintonizable en la región de 1.85 μm .

1.2 Organización de la tesis

Esta tesis se conforma de cinco capítulos, en este primer capítulo se presenta la motivación, los objetivos del trabajo y organización de la misma. En el capítulo dos se describen los antecedentes y evolución de los amplificadores y láseres de fibra, comenzando por una pequeña definición e historia del láser, y finalizando con el análisis de los niveles de energía del Tm.

En el capítulo 3 se estudia la teoría de los filtros MMI, iniciando por el principio de autoimagen en guías de onda multimodo, que es fundamental para el funcionamiento de un filtro MMI, posteriormente se detallan los filtros MMI, su estructura y la manera en que trabajan.

El capítulo 4 se conforma por la caracterización de los elementos empleados para el láser, incluyendo una descripción de la elaboración de los filtros utilizados en el trabajo, construcción del arreglo experimental y discusión de los resultados obtenidos.

El capítulo 5 contiene las conclusiones del trabajo de investigación desarrollado en la presente tesis.

Capítulo 2: Amplificadores y láseres de fibra.

2.1 Antecedentes

2.1.1 Definición de láser

LASER es el acrónimo de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Amplificación de la Luz por Emisión Estimulada de Radiación) el cual es un sistema que permite amplificar una señal de luz que ha sido generada previamente mediante algún otro mecanismo (mediante una fuente de bombeo se genera la emisión espontánea de la cual se obtiene la señal de luz a amplificar). Para lograr dicha amplificación se utiliza el fenómeno de emisión estimulada y la retroalimentación óptica (a través de espejos u otros elementos); la emisión estimulada se produce en un elemento denominado “medio de ganancia”, que es un material con características especiales que permiten que dicho proceso ocurra, y se encuentra dentro de una cavidad óptica, entre los objetos que retroalimentan al sistema, también se requiere de un medio de extracción parcial que permite la obtención del haz láser, como se observa en la Fig. 2 en la cual se aprecian un par de espejos, cuya forma está relacionada con el factor de calidad (Q) que determina las pérdidas dentro de la cavidad. La luz de una fuente láser tiene características particulares que la diferencian de cualquier otra fuente, como son: un haz de luz altamente coherente, altamente monocromático, de alta potencia, con un alto grado de colimación [8].

Los láseres de fibra también cumplen con los requisitos o elementos necesarios para producir la emisión láser. La cavidad puede cambiar de forma sin perder la emisión, se utilizan diversos dispositivos como espejos, tales

como las rejillas de Bragg o el interferómetro de Sagnac, que cumplen la misma función, etc.

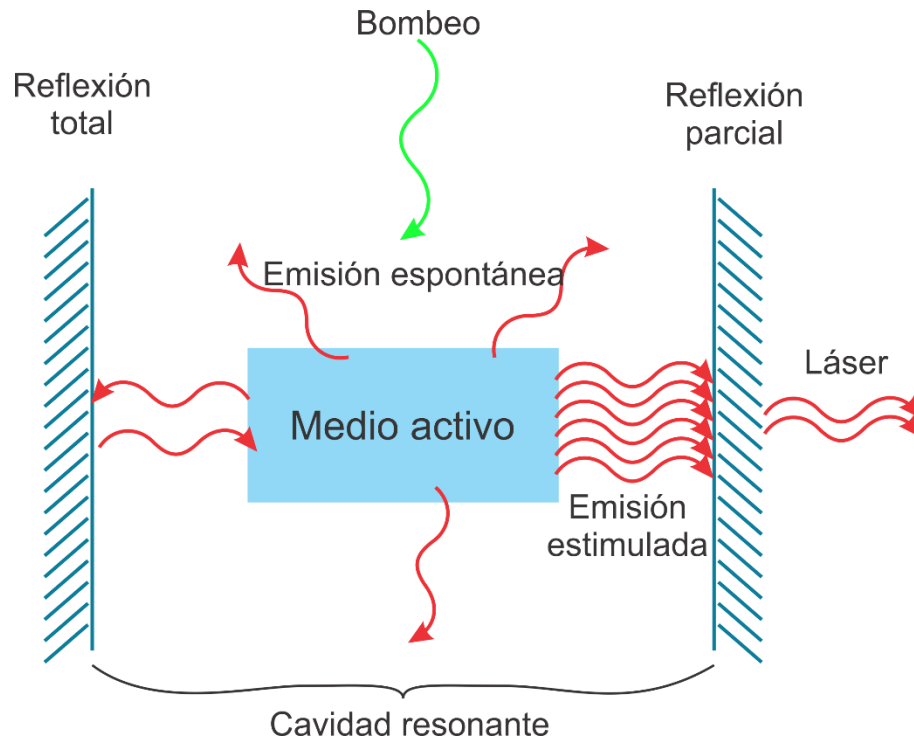


Fig. 2.- Elementos de un láser.

2.1.2 Breve historia del láser

En la década de los 50's C. Townes realizó el primer amplificador de microondas a una longitud de onda de 1.25 cm, denominado maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), mediante el proceso de emisión estimulada. En 1958 C. Townes y A. Schawlow publicaron un artículo en el cual extendían el concepto de maser al régimen de frecuencias ópticas, por lo que en 1964 C. Townes, N. Basov y A. Prokhorov compartieron el Premio Nobel de física *“por el trabajo fundamental en el campo de la electrónica cuántica, que ha llevado a la construcción de osciladores y*

amplificadores basados en el principio maser-laser”, y en 1981 A. Schawlow junto a N. Bloembergen reciben el Premio Nobel de física “por su contribución al desarrollo de la espectroscopia láser” (nobelprize.org).

En 1960 T. Maiman de Hughes Research Laboratories, basado en el artículo de Townes, produjo el primer láser usando un cristal de rubí como amplificador, y una lámpara de flash como fuente de bombeo, con lo que obtuvo un haz rojo intenso. A partir de estos sucesos, la rama de la óptica retoma el centro de atención y las investigaciones logran importantes resultados; la Fig. 3 muestra una línea del tiempo que resume los principales descubrimientos del láser en orden cronológico [9]. Sin duda alguna, el láser es el elemento principal en muchas de las tecnologías modernas.

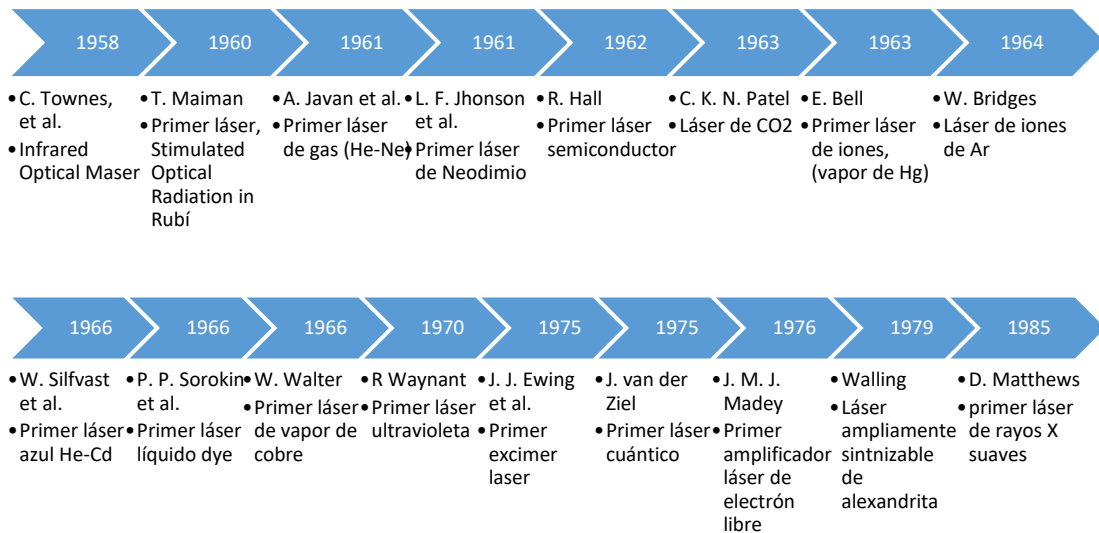


Fig. 3.- Línea del tiempo de la evolución de los láseres [9].

2.2 Amplificadores de fibra

Uno de los avances importantes en el desarrollo de los sistemas de guías de luz es la utilización de dispositivos hechos con fibras ópticas como

amplificadores ópticos mediante el uso de fibras dopadas con tierras raras como el Er, Yb, Tm, Ho (holmio), etc. En telecomunicaciones, por ejemplo, genera una ventaja muy importante, ya que para la transmisión de datos a grandes distancias se requiere de la amplificación de la señal cuando ésta se ha atenuado. Anteriormente se requería de sistemas de conversión de la señal luminosa a señal eléctrica para amplificar esta última, y convertirla nuevamente en luz para continuar su viaje, pero con los amplificadores de fibra no es necesaria la conversión opto-electrónica y electro-óptica, siendo éste un proceso complejo y costoso. Además de ofrecer otras mejoras, como la respuesta adecuada a altas velocidades y la posibilidad de amplificar señales multiplexadas.

En términos generales, un amplificador óptico se puede clasificar en dos tipos [10]:

- Amplificador láser semiconductor (SLA, Semiconductor Laser Amplifier): basado en la estructura de un láser semiconductor.
- Amplificador de fibra dopada: que consiste de una corta longitud de fibra óptica dopada con iones de tierras raras bombeada con fuentes láser.

En comparación con un amplificador láser semiconductor, un amplificador de fibra dopada ofrece altas ganancias (30-50 dB), bajas pérdidas de empalme y reflexión y es insensible a la polarización debido a la estructura simétrica de la guía de onda.

La Fig. 4 muestra un esquema de un amplificador de fibra, compuesto por un láser de bombeo para producir la inversión de población, una fibra dopada con iones de alguna tierra rara y un monitor del bombeo, unidos mediante un acoplador óptico (WDM – Wavelength Division Multiplexing – Multiplexión por División de Longitud de Onda).

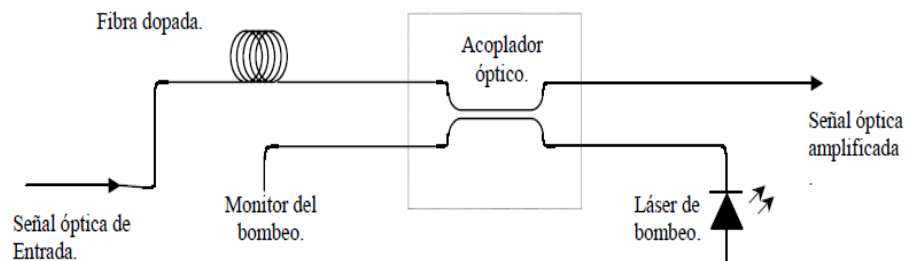


Fig. 4.- Amplificador de fibra [10].

El láser de bombeo se acopla mediante el WDM y la luz se propaga por la fibra dopada que tiene la longitud adecuada para absorber todo el bombeo y lograr la inversión de población necesaria para la amplificación de la señal óptica de entrada.

Se han elaborado también amplificadores de fibra dopada con Tm, funcionales y en diferentes configuraciones, como el de Z. Li et al. [2] y el reportado por T. Kasamatsu et al. [11], con el objetivo de que se puedan aplicar a los sistemas de telecomunicación.

2.3 Láseres de fibra

En 1961 E. Snitzer reportó el primer láser de fibra operando a temperatura ambiente, utilizando neodimio (Nd) como ion activo; para su experimento las muestras de vidrio eran en forma de varillas revestidas, con secciones transversales de 0.012 pulgadas y 32 μm de diámetro y con índices de refracción de 1.54 en el núcleo y 1.52 en el revestimiento. El hecho de usar dichas varillas le permitió demostrar propiedades tales como: a) no requirió de una calidad óptica alta en el vidrio del núcleo, b) la selección del modo es proporcionada por la pequeña apertura numérica de la fibra si los índices de refracción del núcleo y el revestimiento están próximos entre sí, c) la buena interfaz óptica núcleo-revestimiento para una fibra de vidrio estirada puede

proveer modos de onda de superficie con un valor de Q alto, d) se sugiere una pequeña sección transversal para un bombeo óptimo, e) el uso de un revestimiento grueso facilita el manejo de diámetros pequeños, etc. [12]. A partir de entonces, la investigación y desarrollo de láseres de fibra se ha extendido.

En general, en un láser de fibra el medio de ganancia es una fibra óptica dopada con alguna tierra rara como el Nd, Er, Yb, Tm, entre otros, y existen diferentes arreglos, en los cuales pueden existir elementos ópticos comunes, como espejos, o ser completamente de fibra. En comparación con otros láseres, los de fibra ofrecen ventajas como: es compacto, tiene gran capacidad de disipar el calor, buena calidad del haz, no requiere de una alineación exacta, etc. Además de que se investiga en el desarrollo de láseres económicos, y que puedan operar en diferentes regímenes, como onda continua, pulsados, con longitud de onda dual, múltiples longitudes de onda, sintonizables, de alta potencia, etc.

2.4 Láseres de fibra dopada con tulio sintonizables

El estudio de láseres con iones de Tm como elemento activo ha ganado interés debido a la longitud de onda que emite en la región de 2 μm , y su potencial para variadas aplicaciones. El primer láser de fibra dopada con Tm fue reportado por D. C. Hanna en 1988 [13] el cual era bombeado por un láser dye que operaba a una longitud de onda cercana a 800 nm, y obtuvo un espectro de fluorescencia con longitudes de onda desde 1700 hasta 2200 nm aproximadamente, lo que sugiere un amplio rango de sintonización, y una emisión láser cercana a 2 μm con una potencia de pocos mW. Para 1990 también reporta un láser de fibra dopada con Tm con una potencia de salida de 1 W [14], utilizando un láser de Nd:YAG (acrónimo del inglés neodymium-

doped yttrium aluminium garnet – en español granate de aluminio itrio dopado con neodimio) como fuente de bombeo.

Alcanzar a producir un haz coherente sintonizable amplía las aplicaciones de un láser, por ello los láseres sintonizables son atractivos en la investigación. El primer láser ampliamente sintonizable fue el dye, desarrollado en 1966 [9], del cual se han estudiado sus propiedades físicas y aplicaciones en áreas como la física, la espectroscopía, la medicina, procesamiento de materiales, sensado remoto, telecomunicaciones y muchas otras más [15].

Por otro lado, los sistemas basados completamente en fibra tienen menor sensibilidad a las perturbaciones ambientales así como una alta fiabilidad debido a que una cavidad láser totalmente de fibra no puede desalinearse. De acuerdo a estas ventajas, cada vez se incrementa el uso de láseres de fibras en aplicaciones que empleaban previamente láseres de estado sólido; además de que los amplificadores de fibra han alcanzado alta eficiencia y gran potencia ofreciendo un modo simple de escalar la potencia de salida de los sistemas de láser de fibra sintonizables [15].

En 1990, nuevamente D. C. Hanna reporta un láser sintonizable de fibra dopada con Tm [16], en el que utilizó una placa birrefringente como elemento de sintonización, alcanzando un amplio rango de sintonización de 276 nm (de 1780 a 2056 nm).

2.4.1 Mecanismos de sintonización

La sintonización de la longitud de onda es una de las más importantes ventajas de los láseres de fibra, ya que ofrece un amplio potencial en diferentes aplicaciones como sensores de fibra óptica, prueba de dispositivos de fibra, y multiplexión por división de longitud de onda (WDM). Muchas técnicas se han

aplicado para la sintonización de la longitud de onda para láseres de fibra de Yb y Er, como el uso de rejillas de volumen, rejillas de Bragg de fibra, cavidades Fabry-Perot y filtros interferométricos Mach-Zehnder, entre otros [17-18]. Además de que se pueden utilizar cavidades en configuración lineal y de anillo [15].

En los láseres de fibra dopada con Tm (TDFLs) también se han aplicado técnicas similares de sintonización, como el uso de rejillas de Bragg de alta birrefringencia [19-20], el fenómeno del batido espacial modal mediante una fibra taper [21], el empleo de espejos de lazo de Sagnac y controladores de polarización [17, 22], utilizando interferómetros de Mach-Zehnder [23], o filtros Fabry-Perot [24], se ha empleado un filtro sintonizable espectral basado en una rejilla [25] y rejillas de Bragg volumétricas y rejillas de difracción [26] en conjunto con un Amplificador de Potencia Oscilador Maestro (MOPA- Master Oscillator Power Amplifier) para escalar su potencia, a través de arreglos de micro espejos programables [27] y mediante filtros de interferencia multimodal (MMI) [17-18].

2.5 Niveles de energía del tulio

De acuerdo con S. D. Jackson et al. [28], las fibras dopadas con Tm, muestran tres bandas de absorción a diferentes longitudes de onda para el estado base 3H_6 de los iones de Tm (ver Fig. 5), por lo que es común utilizar fuentes de bombeo con longitudes de onda cercanas a 790, 1210 y 1630 nm.

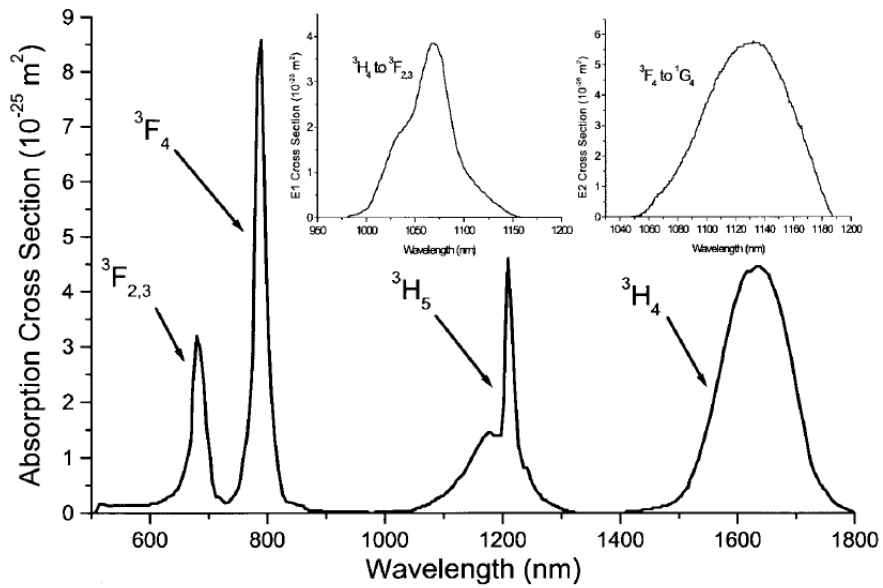


Fig. 5.- Espectro de absorción del estado base del Tm, las sub-gráficas de la parte superior muestran el espectro de absorción para las transiciones ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_{2,3}$ y ${}^3F_4 \rightarrow {}^1G_4$ [28].

Dependiendo de la longitud de onda de la fuente de bombeo, se excitan diferentes niveles de energía, estos se muestran en la Fig. 6, en la que se observa que el estado base es el nivel 3H_6 y el estado superior responsable de la emisión de luz en la región de $2\ \mu\text{m}$ es el estado 3H_4 .

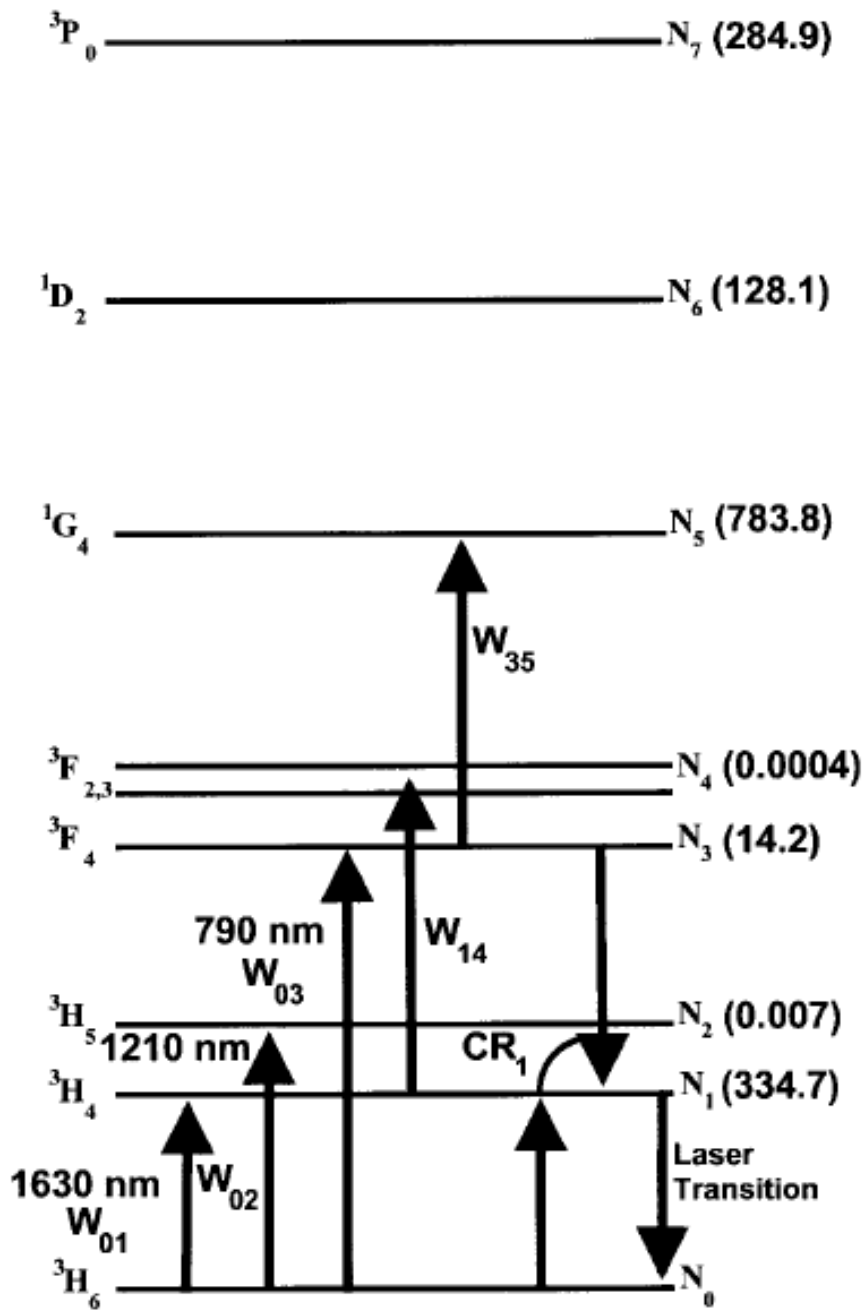


Fig. 6.- Diagrama de niveles de energía del Tm, se muestran los diferentes esquemas de absorción y la transición láser. Los números entre paréntesis representan el tiempo de vida (en μs) para cada nivel de energía [28].

Los niveles de energía son bandas, que contienen subniveles, debido a esto es posible que con un bombeo alrededor de 1630 nm se obtenga emisión de luz cercana a los 2μm, ya que dentro de dichos subniveles uno actúa como nivel superior y otro como nivel metaestable, como se aprecia en la Fig. 7

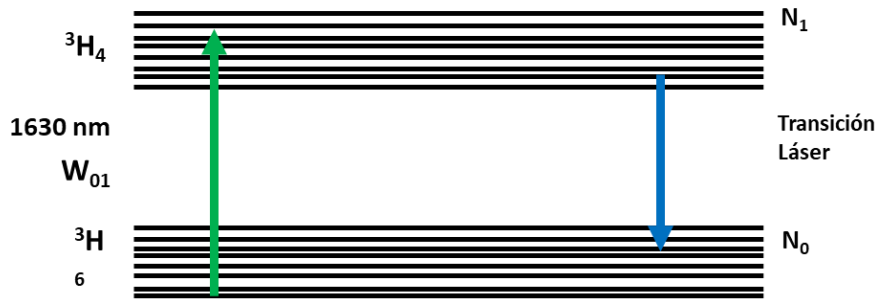


Fig. 7.- Representación de los subniveles que conforman las bandas de energía.

Mientras que el espectro de emisión del Tm se muestra en la Fig. 8, en el cual se observa un amplio rango de emisión en la región espectral de 1600 a 2200 nm. Con ancho de banda a la mitad del máximo de aproximadamente 300 nm.

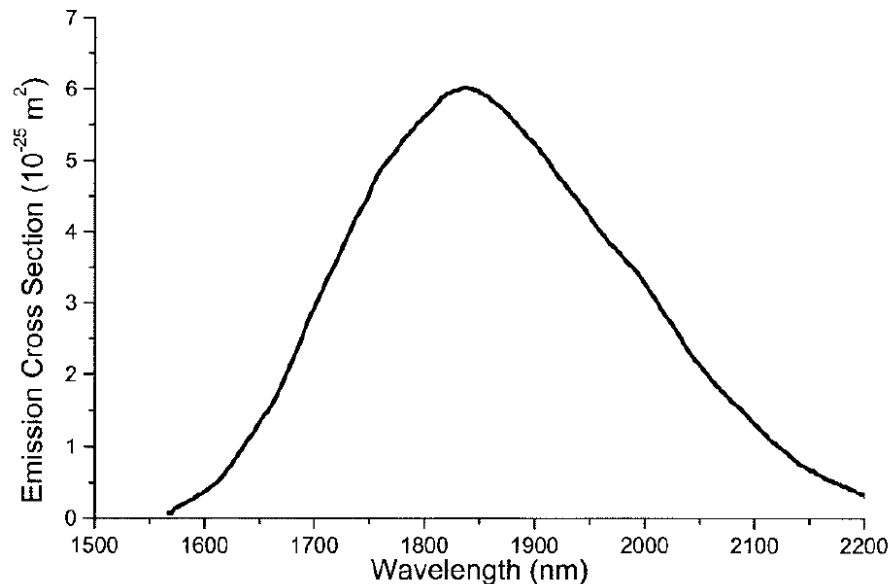


Fig. 8.- Espectro de emisión del Tm para la transición de ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ [28].

2.5.1. Esquema de bombeo de ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$

En el trabajo de S. D. Jackson et al. [28], se describen las ecuaciones de razón generales para los 4 niveles de energía más bajos del Tm en cualquier punto a lo largo de la fibra, cuando el nivel de energía 3F_4 es excitado, como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} = & \sum_{i=1}^3 A_{i0}N_i + \Gamma_1N_1 - W_{03} - CR_1 - CR_2 \\ & + c[S_f(z) + S_r(z)][\sigma_e(\lambda_s)N_1 - \sigma_a(\lambda_s)N_0], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} = & \sum_{i=2}^3 A_{i1}N_i + \Gamma_2N_2 - [A_{10} + \Gamma_1]N_1 + 2CR_1 + 2CR_2 \\ & - c[S_f(z) + S_r(z)][\sigma_e(\lambda_s)N_1 - \sigma_a(\lambda_s)N_0], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{32}N_3 + \Gamma_3N_3 - [\sum_{j=0}^1 A_{2j} + \Gamma_2]N_2 - CR_2, \quad (3)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{03} - [\sum_{j=0}^2 A_{3j} + \Gamma_3]N_3 - CR_1, \quad (4)$$

donde W_{03} es la tasa de absorción local del bombeo, dada por la ecuación:

$$W_{03} = \sigma_a(\lambda_p)[P_f(z) + P_r(z)]N_0, \quad (5)$$

además:

A_{ij} → Representa las razones de transición espontánea apropiadas para el Tm cuando se dopa en vidrio de sílice.

$\sigma_e(\lambda_s)$ → Es la sección transversal de emisión estimulada de la transición láser a una longitud de onda de salida λ_s .

c → Velocidad de la luz.

$\sigma_a(\lambda_p)$ → Es la sección transversal de absorción para la transición ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ con una longitud de onda de bombeo λ_p .

$\sigma_a(\lambda_s)$ → Es la sección transversal de absorción para la transición ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$.

Γ_i → Tasas de transición no radiativa.

N_i → Población en el nivel i .

Existen mecanismos de relajación cruzada (CR_1 y CR_2) que operan cuando el nivel de energía ${}^3\text{F}_4$ es bombeado directamente y están dados por:

$$CR_1 = k_{3101}N_3N_0 - k_{1310}N_1^2, \quad (6a)$$

(relajación cruzada: ${}^3\text{F}_4, {}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_4$),

$$CR_2 = k_{2101}N_2N_0 - k_{1012}N_1^2, \quad (6b)$$

(Relajación cruzada: ${}^3\text{H}_5, {}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_4$),

donde k representa parámetros espectroscópicos.

Los campos de bombeo de propagación directa e inversa $[P_{f,r}(z)]$, se iteran a lo largo de la longitud de la fibra de acuerdo a:

$$\frac{dP_{f,r}(z)}{dz} = \mp P_{f,r}(z)[\sigma_a(\lambda_p)N_0(z) + \delta_p], \quad (7)$$

donde δ_p es la absorción intrínseca del vidrio anfitrión a la longitud de onda del bombeo (fijado en $1.2 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}$). El signo negativo en la ec. (7) se relaciona con la dirección hacia adelante (+z) y el signo positivo con la dirección de propagación inversa (-z).

El campo de radiación láser de propagación directa e inversa [$S_{f,r}(z)$ donde f es de la palabra forward (delante) y r de reverse (atrás)] fueron iterados, en el experimento de los autores, a lo largo de la longitud de la fibra de acuerdo a:

$$\frac{dS_{f,r}(z)}{dz} = \pm S_{f,r}(z)[\sigma_e(\lambda_s)N_1(z) - \sigma_a(\lambda_s)N_0(z) - \delta_s], \quad (8)$$

donde δ_s es la absorción intrínseca por el vidrio huésped a la longitud de onda láser (fijado en $2.3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$). El signo positivo en la ec. (8) está relacionado a la dirección hacia adelante (+z) y el signo negativo a la dirección de propagación en reversa (-z).

Los campos de radiación de bombeo fueron sujetos por los autores a las condiciones de frontera: $P_r(L) = R_2P_f(L)$ y $P_f(0) = R_1P_r(0) + P_{lanzada}$ donde R_1 y R_2 son las reflectividades de los espejos de entrada y salida, respectivamente, a la longitud de onda de bombeo, y $P_{lanzada}$ es la potencia de bombeo lanzada dentro del núcleo de la fibra. El campo láser intracavitario fue sujeto a las condiciones de frontera: $S_r(L) = R_2S_f(L)$ y $S_f(0) = R_1S_r(0)$ donde en este caso, las reflectividades se refieren a aquellas a la longitud de onda del láser. L es la longitud de la fibra. También asumen que los campos de bombeo y láser se superponían entre sí y con la distribución de iones dopantes completamente.

2.5.2 Esquema de bombeo ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$

Para el caso donde el nivel superior del láser 3H_4 es bombeado directamente, el sistema de ecuaciones de razón involucra a la ec. (1) y a la ec. (2) con los procesos de relajación cruzada omitidos. La ec. (1) ahora contiene los términos $-W_{01} + W_{10}$ (sin W_{03}) y donde W_{10} representa la desexcitación del nivel de

energía ${}^3\text{H}_4$ porque el espectro de emisión de fluorescencia se traslapa con una porción del espectro de absorción del bombeo; ver Figs. 5 y 8.

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} = & A_{10}N_1 + \Gamma_1N_1 - W_{01} + W_{10} \\ & + c[S_f(z) + S_r(z)][\sigma_e(\lambda_s)N_1 - \sigma_a(\lambda_s)N_0]. \end{aligned} \quad (9)$$

La ec. (2) ahora también contiene los términos $+W_{01} - W_{10}$.

$$\frac{dN_1}{dt} = -[A_{10} + \Gamma_1]N_1 - c[S_f(z) + S_r(z)][\sigma_e(\lambda_s)N_1 - \sigma_a(\lambda_s)N_0] + W_{01} - W_{10}. \quad (10)$$

La razón de desexcitación local W_{10} está dada por:

$$W_{10} = \sigma_e(\lambda_p)[P_f(z) + P_r(z)]N_1, \quad (11)$$

donde $\sigma_e(\lambda_p)$ es la sección transversal de emisión a la longitud de onda de bombeo. Ya que ahora existe emisión a la longitud de onda de bombeo, la ec. (7) ahora se convierte en:

$$\frac{dP_{f,r}(z)}{dz} = \mp P_{f,r}(z)\{[\sigma_a(\lambda_p)N_0(z) - \sigma_e(\lambda_p)N_1(z)] + \delta_p\}. \quad (12)$$

Este proceso adicional representa la emisión estimulada que empuja los fotones de bombeo de nuevo al campo de bombeo. Es importante mencionar que las ecuaciones de razón anteriores son aproximadas a un sistema de dos niveles de energía, pero éstos son bandas de energía con subniveles; en N_1 estos subniveles uno de ellos actúa como el nivel superior y otro como el nivel metaestable, de lo contrario no se podría generar la emisión láser.

El esquema de bombeo a 1210 nm no se menciona debido a que no es necesario para comprender el bombeo a 1.5 μm que es el utilizado en el presente trabajo.

Capítulo 3: Teoría de los filtros MMI.

3.1 Principio de autoimagen en guías de onda multimodo.

El funcionamiento de los dispositivos ópticos de interferencia multimodal (Multimode Interference, MMI) está basado en el principio de auto-imagen, descrito ampliamente en el trabajo de L. B. Soldano et al. [29] en el que lo definen como: “La autoimagen es una propiedad de las guías de ondas multimodo mediante la cual se reproduce un perfil del campo de entrada en una o varias imágenes a intervalos periódicos a lo largo de la dirección de propagación de la guía”, (ver Fig. 9).

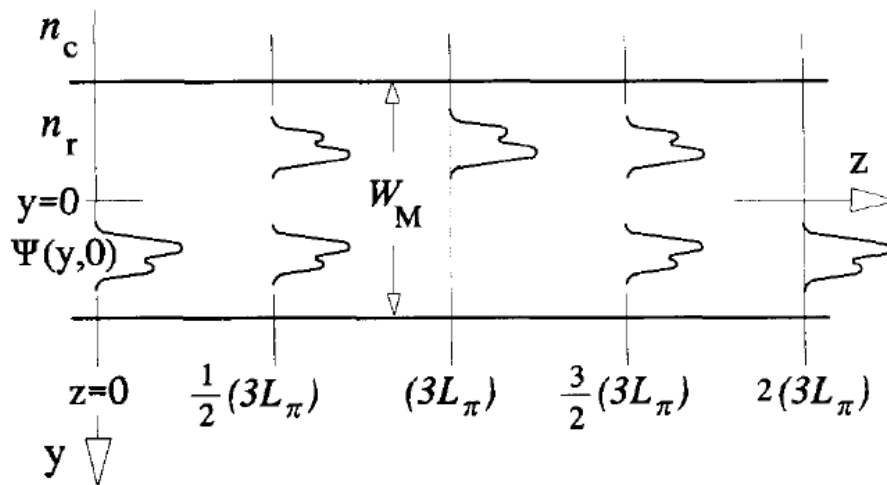


Fig. 9.- Guía de onda multimodo con un campo de entrada $\Psi(y,0)$, una imagen individual reflejada a $(3L_\pi)$, una imagen individual directa a $2(3L_\pi)$ e imágenes dobles a $\frac{1}{2}(3L_\pi)$ y $\frac{3}{2}(3L_\pi)$ [29].

La figura anterior muestra un campo de entrada del cual se repiten diferentes imágenes en periodos múltiplos de $3L_\pi$, donde L_π es la longitud de repetición

para los dos modos de menor orden (de acuerdo a la teoría de guías de onda multimodo) definida como:

$$L_{\pi} = \frac{4n_r W_e^2}{3\lambda_0}, \quad (13)$$

donde:

n_r → Es el índice de refracción del núcleo.

W_e → Es el ancho efectivo del núcleo de la fibra multimodo.

λ_0 → Es la longitud de onda en el espacio libre.

Se llama Interferencia General a los mecanismos de autoimagen que son independientes de la excitación modal; e Interferencia Restringida a los que se obtienen mediante la excitación de ciertos modos.

Dentro de la interferencia general se obtienen imágenes individuales directas y reflejadas a distancias:

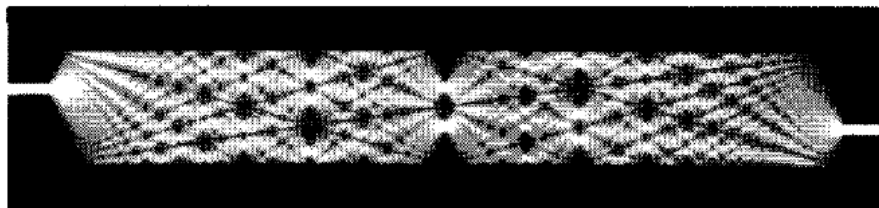
$$L = p(3L_{\pi}) \quad \text{con } p = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

El factor p indica la periodicidad de la generación de imágenes individuales a lo largo de la guía de onda multimodo.

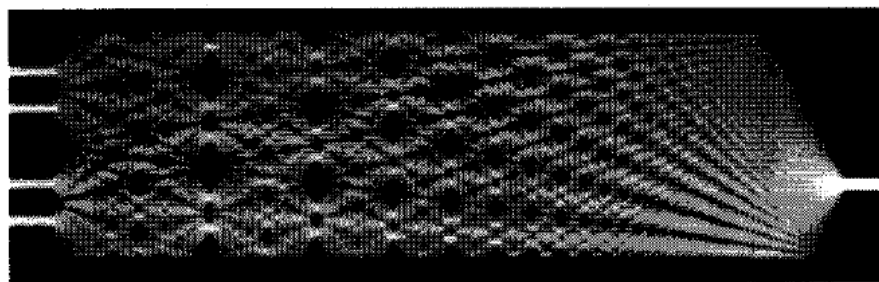
Además, se obtiene el fenómeno de imágenes múltiples, el cual es fundamental para el funcionamiento de los acopladores MMI; éstas se generan en puntos intermedios de las imágenes individuales directa y reflejada. En el caso de las imágenes dobles de la Fig. 9, la distancia a la que se forman está dada por la ec. (15), sin embargo, también se pueden formar imágenes triples, cuádruples o más.

$$L = \frac{p}{2}(3L_\pi) \quad \text{con } p = 1, 3, 5, \dots \quad (15)$$

La Fig. 10 muestra los patrones de intensidad de luz correspondientes a mecanismos de interferencia generales en dos guías de ondas multimodo y que producen una única imagen reflejada (a) y una múltiple imagen de 4 veces (b). Se puede observar las múltiples imágenes a distancias intermedias.



(a)



(b)

Fig. 10.- Patrones de intensidad de luz teórica, que conducen a una única imagen reflejada (a) y a una imagen de 4 veces (b) [29].

Por otro lado, en la interferencia restringida, solo algunos de los modos guiados son excitados por el campo de entrada, lo cual genera otros fenómenos de interferencia: interferencia emparejada y la interferencia simétrica. En el primer caso, se genera una reducción en la longitud de periodicidad de las imágenes, por lo que las imágenes inversa y directa se obtienen en:

$$L = p(L_\pi) \quad \text{con } p = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

En la interferencia simétrica, al excitar sólo los modos simétricos pares, los divisores de haz 1-a-N se pueden realizar con guías de ondas multimodo cuatro veces más cortas. La distancia a la que se generan las imágenes individuales es:

$$L = p \left(\frac{3L\pi}{4} \right) \quad \text{con } p = 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

En la Fig. 11 se pueden apreciar los patrones teóricos de intensidad de la luz, correspondientes a mecanismos de interferencia simétrica, para una y cuatro imágenes, se aprecian las múltiples imágenes a distancias intermedias igualmente espaciadas a lo largo de la longitud de la guía.

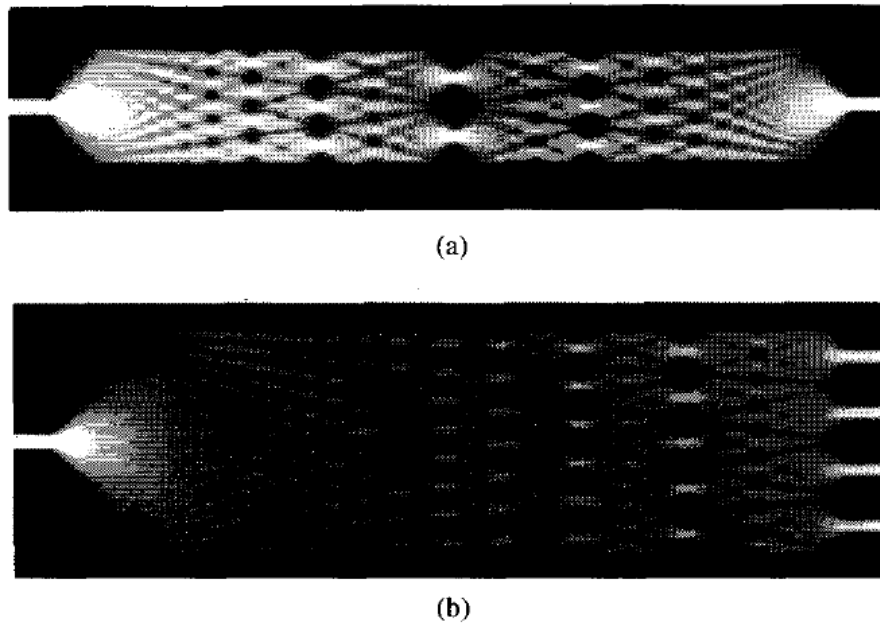


Fig. 11.- Patrones de intensidad de luz teóricos en interferencia simétrica para una imagen (a) y cuatro imágenes (b) [29].

Sustituyendo la ec. (13) en la ec. (17) se obtiene:

$$L = p \frac{n_r W_e^2}{\lambda_0}. \quad (18)$$

3.2 Filtros de fibra MMI

Un filtro de fibra MMI es uno de los dispositivos basados en la interferencia multimodal (MMI), el cual consiste básicamente de un segmento de fibra multimodo (Multimode Fiber, MMF) (o fibra especial sin núcleo que también es una MMF y que es la utilizada en este trabajo) en la que a cada extremo se le ha empalmado una fibra monomodo (Singlemode Fiber, SMF), como se aprecia en la Fig. 12. Cuando la luz de la SMF de entrada se introduce a la MMF, en ésta se excitan modos de orden mayor, los cuales interfieren entre sí, dando lugar a la formación imágenes individuales de la luz de entrada a intervalos periódicos a lo largo de la MMF, y en la interfaz MMF y SMF de salida solo aparece la imagen del modo de propagación que puede pasar por el dispositivo MMI.

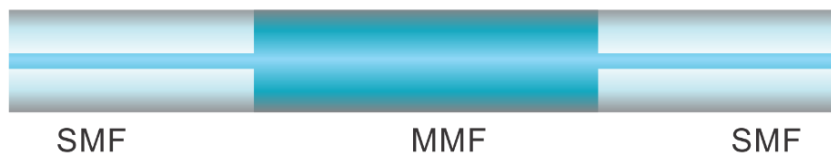


Fig. 12.- Esquema de un filtro MMI de fibra.

De acuerdo a la teoría del MMI, la longitud de onda del pico de transmisión de un dispositivo MMI está dado por [17]:

$$\lambda_0 = p \frac{n_{MMF} \cdot D_{MMF}^2}{L} \quad \text{con } p = 0, 1, 2 \dots \quad (19)$$

donde:

n_{MMF} → Es el índice de refracción de la MMF.

D_{MMF} → Es el diámetro del núcleo de la MMF.

L → Es la longitud de la MMF.

p → Es el número o periodicidad de la autoimagen.

La ec. (19), indica que la longitud de onda transmitida por el filtro depende directamente del índice de refracción y el diámetro del núcleo de la MMF, y depende inversamente de la longitud de la MMF. En otras palabras, para longitudes de MMF largas la longitud de onda que permite pasar serán cortas y viceversa, o si el índice de refracción o el diámetro de la fibra aumentan, entonces pasaran longitudes de onda grandes a través del filtro. Cuando se introduce una fuente de espectro de banda ancha en el dispositivo MMI, la luz con longitud de onda alrededor de λ_0 pasará por él.

Para la fabricación con características específicas de los filtros MMI se emplea esta ecuación, si se conoce la longitud de onda central que se desea filtrar, y el número de la autoimagen, se puede determinar la longitud del filtro correspondiente.

X. Ma et al. [17] determinan que el número de autoimagen apropiado es 4, ya que comparado con otras imágenes, una longitud más larga asegura que el mecanismo de sintonización opto-fluídico tenga mayor control y precisión. Pero si es demasiado largo, el filtro MMI introduce mayores pérdidas en el arreglo.

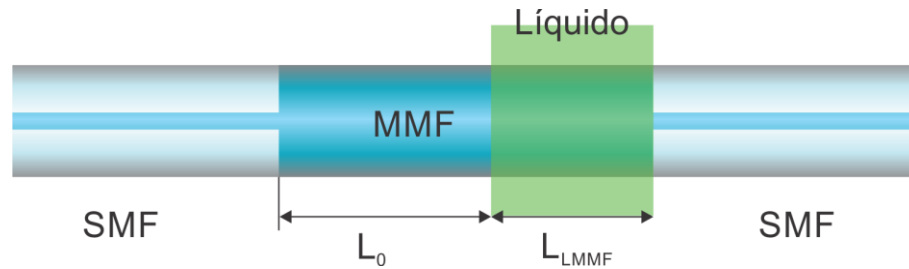


Fig. 13.- Filtro MMI cubriéndolo con líquido.

La ec. (19) indica que si el diámetro de la MMF puede ser controlado, la longitud de onda del pico de transmisión del dispositivo MMI puede ser sintonizable. Cuando la fibra sin núcleo es sumergida en un líquido con índice de refracción similar, como se muestra en la Fig. 13, el diámetro efectivo de la MMF se cambiará, ya que depende del índice de refracción del líquido que actúa como revestimiento, de acuerdo a la ec. (20) [29]:

$$W_{ev} \simeq W_e = W_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-(1/2)} \quad (20)$$

donde:

W_{ev} → Es la anchura efectiva de la MMF.

W_e → Es la anchura efectiva correspondiente al modo fundamental.

W_M → Es la anchura de la MMF.

λ_0 → Es la longitud de onda en espacio libre.

n_c → Es el índice de refracción en el revestimiento.

n_r → Es el índice de refracción en el núcleo.

σ → tiene un valor de 0 para TE y 1 para TM.

La sintonización se alcanza controlando el nivel del líquido a lo largo de la fibra sin núcleo, en posición vertical. Por lo tanto, bajo esta estructura, la longitud de onda del pico de transmisión se puede calcular mediante [17]:

$$\lambda_0 = 4 \left[\frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{L_M} \left(\frac{L_0}{L_M} \right) + \frac{n_{LMMF} D_{LMMF}^2}{L_M} \left(\frac{L_{LMMF}}{L_M} \right) \right], \quad (21)$$

donde:

n_{LMMF} → Es el índice de refracción de la MMF cubierta con líquido.

D_{LMMF} → Es el diámetro del núcleo de la MMF cubierta por líquido.

L_{LMMF} → Es la longitud de la MMF cubierta por líquido.

n_{MMF}, D_{MMF}, L_0 → Son los parámetros correspondientes a la MMF en aire.

L_M → Es la longitud total de la MMF.

Este líquido permite variar la longitud de onda del filtro MMI, conforme se va cubriendo la MMF con líquido, la longitud de onda transmitida se va desplazando. El rango de sintonización depende del índice de refracción del líquido, es decir, cuando el índice de refracción es cercano al de la fibra el rango de sintonía es mayor, mientras que, si la diferencia entre ambos índices de refracción es mayor, el rango de sintonía disminuye.

Capítulo 4: Arreglo experimental y resultados

Se sabe que gracias a la transición ($^3F_4 \rightarrow ^3H_6$) del tulio trivalente (Tm) es posible fabricar láseres con radiación alrededor de la región de 2 μm . Además, los láseres de fibra dopada con Tm (TDFL) de doble longitud de onda han atraído un interés creciente en los últimos años. Pero el reto para el éxito de la operación de doble (y múltiple) longitud de onda en un TDFL es el balance y control de pérdidas y ganancias que resulta como competición modal típica en un medio de ganancia con espectro amplio y homogéneo. Para ello se han propuesto diferentes métodos, configuraciones y dispositivos para lograr múltiple longitud de onda y longitud de onda dual sintonizable, por ejemplo: se puede fijar una FBG (acrónimo de fiber Bragg grating- en español rejilla de Bragg de fibra) en un mecanismo y la sintonización se realiza mediante la imposición de tensión a la FBG, este es un método simple para lograr la sintonización de la longitud de onda en un TDFL [19], además, se ha empleado el fenómeno de batido espacial modal mediante tapers [21] y también la sintonización basada en un espejo de lazo de Sagnac [22].

Hay más ejemplos que no se mencionan aquí, pero por último se cita el láser de fibra de doble longitud de onda hecho todo de fibra que opera en la región de 1.5 μm basado en el efecto de interferencia multimodal [30] mediante una fibra dopada con erbio (Er) y filtros MMI, que es un punto de referencia para el experimento a dos micras que se expone en este trabajo.

4.1 Elaboración de los filtros MMI con características específicas

Para la elaboración de los filtros MMI de fibra es muy importante considerar la longitud de la MMF, ya que una variación ligera en la medición cambiará la longitud de onda central del filtro. Para el experimento realizado se ha

procurado conseguir la mejor precisión posible, debido a que se requieren dos filtros con longitudes de onda en la región de $2 \mu\text{m}$, y con una separación entre ellos de alrededor de 50 nm para realizar la sintonización de uno de ellos; al caracterizar diferentes filtros, se obtuvieron diferencias máximas de $\pm 5 \text{ nm}$ en la longitud de onda obtenida; estas variaciones se deben principalmente a los errores al tomar la medición, elaborar los cortes y los empalmes al extremo de la fibra multimodo, sin embargo es un margen de error aceptable.

La Fig. 14 muestra la tabla donde se agregó la ec. (19) en una hoja de cálculo en la cual se introducen los parámetros para diseñar el MMI correctamente, estos son: número de autoimagen ($p = 4$), índice de refracción ($n = 1.44$), diámetro de la fibra ($D = 1.25E - 4$) y longitud de onda central ($\lambda_0 = 1.82E - 6$); el resultado mostrado en la tabla es para un filtro con longitud de onda central a 1820 nm , el cual da una longitud de la fibra de 49.45 mm (1.95 plg).

Cálculo de la longitud de un filtro MMI para una longitud de onda específica						
Datos de entrada:			Datos de Salida:			
			Notación Científica	mm	Plg	
p	4					
n	1.44	l	4.945E-02	49.45	1.95	
D	1.25E-04					
λ_0	1.820E-06					

Fig. 14.- Cálculo de la longitud de un filtro MMI.

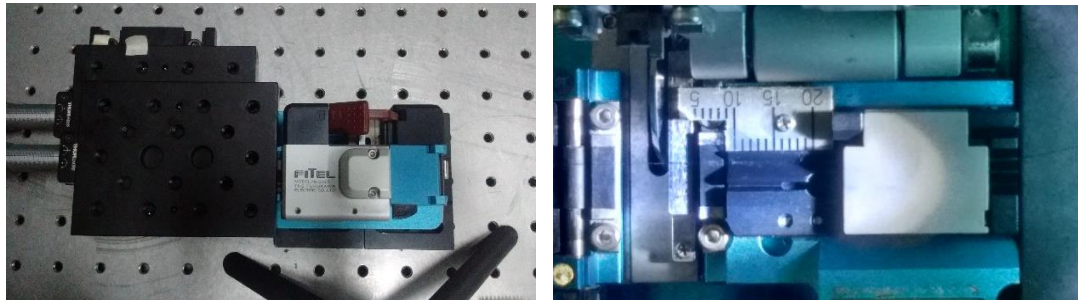


Fig. 15.- Material para la elaboración de filtros MMI.

El material que se ocupó para este proceso (además de las fibras monomodo y multimodo) fueron: un par de bases micrométricas con las que, mediante su desplazamiento, se midió la longitud de la MMF, una cámara con zoom para localizar y ubicar el inicio y final del segmento de MMF y una cortadora de fibra (ver Fig. 15).

Primero se efectúa el empalme de un extremo de la MMF a un segmento de SMF. Para realizar el empalme, primero se retira una parte del revestimiento de la SMF (dos cm aproximadamente) y al segmento de MMF se le retira completamente; debido a que es posible distinguir el lugar donde se ha retirado el revestimiento de la SMF, esta diferencia se utiliza para ubicar el empalme con la MMF, situando el inicio de dicho revestimiento en la cortadora a 1 cm de la navaja de corte, se realiza el corte en la SMF y también en la MMF y se procede a empalmar estos extremos. Posteriormente se coloca el empalme sobre la cortadora y con ayuda de la cámara se ubica la posición inicial del revestimiento a 1 cm nuevamente, con la MMF del lado de la navaja de corte, se fija la fibra a las bases micrométricas, las cuales se recorren para ajustar la longitud requerida de la MMF que se calculó previamente. Finalmente, se realiza el corte correspondiente y se empalma a otro segmento de SMF. Con ello se obtiene el filtro MMI deseado.

4.2 Caracterización de los elementos que forman la cavidad láser

En este apartado se presentan los resultados experimentales de la caracterización de los componentes que forman la cavidad láser correspondiente al experimento de esta tesis, tales como, láser de bombeo, WDM, fibra dopada con Tm y del filtro MMI.

La fuente de bombeo, utilizada en el experimento para excitar a los iones de la fibra dopada con Tm (TDF), es un láser de fibra dopada de Er/Yb (EYDFL,

Erbium/Ytterbium Doped Fiber Laser) en configuración de anillo emitiendo en onda continua hecho anteriormente en el laboratorio de fibras (por el equipo de investigación de dicho laboratorio con la finalidad de utilizarlo como fuente de bombeo para TDF's) a una longitud de onda de 1567 nm, el cual es bombeado por un láser con longitud de onda de 976 nm, comercial FocusLight, de 25 W de potencia de salida máxima, en el que se incluye su controlador de corriente; en la fig. 16 se presenta el esquema descrito.

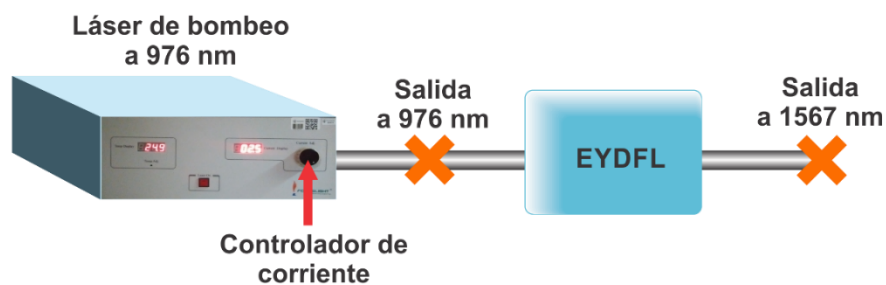


Fig. 16.- Esquema de bombeo para la TDF. Las cruces indican la salida de cada uno de los láseres, misma que se empalma a la entrada del láser al que bombean

La caracterización del láser de bombeo de 976 nm FocusLight se muestra en la Fig. 17, se observa la relación entre la corriente de entrada y la potencia de salida del láser, con un umbral de emisión láser a 0.6 A correspondientes a una potencia de salida de 0.235 W. En la caracterización, se aumentó la corriente, en intervalos de 0.1 A hasta llegar a 7.8 A que equivalen a 19.5 W de potencia de salida, presentando un comportamiento lineal.

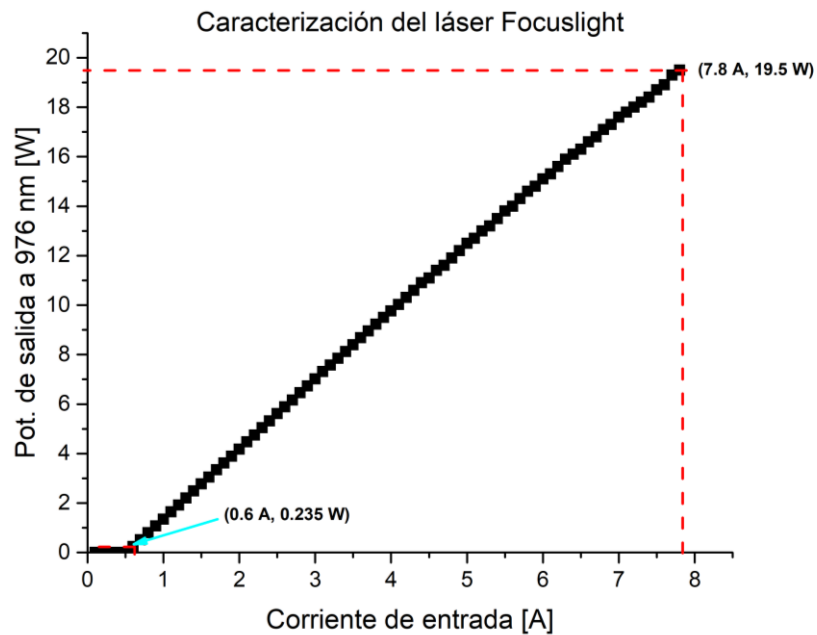


Fig. 17.- Caracterización del láser de bombeo a 976 nm.

En la Fig. 18 se muestra la caracterización del EYDFL entre la potencia de bombeo a 976 nm, proporcionada por el láser Focuslight, y la potencia de salida a 1567 nm; cuando la potencia de bombeo es de 0.235 W, la potencia de salida correspondiente es de 0.005 W, con un bombeo máximo de 15.1 W se obtienen 3.36 W de potencia de salida; la respuesta del láser presenta un comportamiento lineal entre la potencia de bombeo y la potencia de salida.

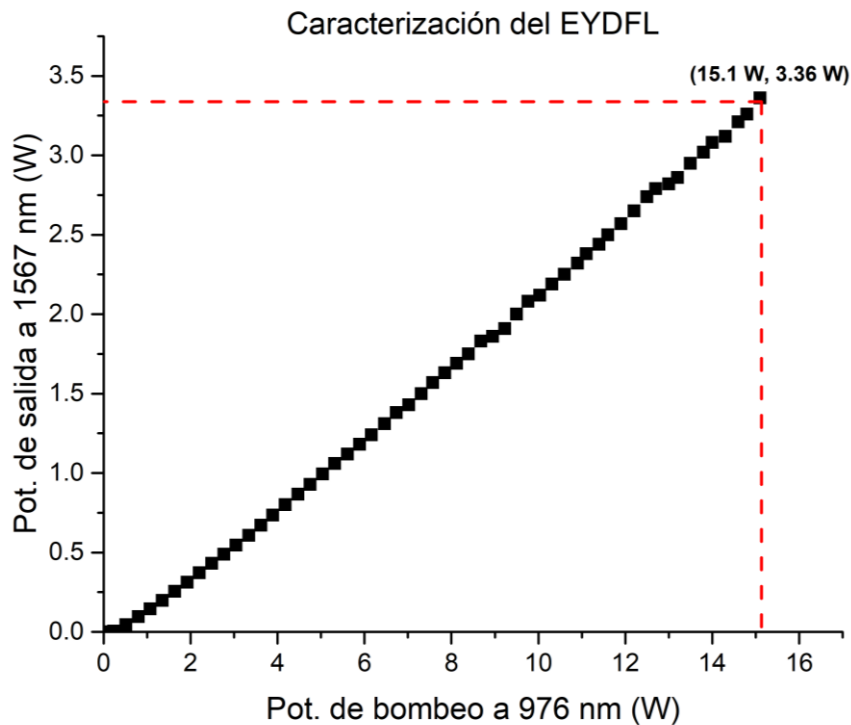


Fig. 18.- Caracterización del láser de bombeo a 1567 nm.

La potencia tanto para el láser Focuslight como para el EYDFL es medida con un sensor térmico (THORLABS, 900-1650 nm, @20 W) y observada en la consola del medidor de potencia óptica (THORLABS-PM100D).

Como se mencionó anteriormente, el EYDFL es empleado para bombear al TDFL, la Fig. 19 muestra el arreglo experimental empleado para tal efecto. Por lo que se caracteriza la potencia, con longitud de onda de 1567 nm, a la salida del EYDFL (P_1 , cuya caracterización se mostró en la Fig. 18 de manera individual), a la salida de un WDM 1550/2000 (Acrónimo de Wavelength Division Multiplexer - Multiplexor de división de longitud de onda, con dos brazos de entrada, uno a 1550 nm y otro a 2000 nm y una salida que combina las dos longitudes de onda) (P_2) y después de la TDF (P_3). El láser de bombeo esta empalmado con el WDM al brazo de 1550 nm, que se utiliza para acoplar

la señal de bombeo a la TDF. El puerto de salida del WDM esta empalmado a 3.5 m de TDF distribuida por la compañía CoreActive, con número de serie SCF-TM-8/125, con un diámetro del núcleo de 8 μm , una apertura numérica de 0.17 y 13 dB/m de absorción a 1568 nm.

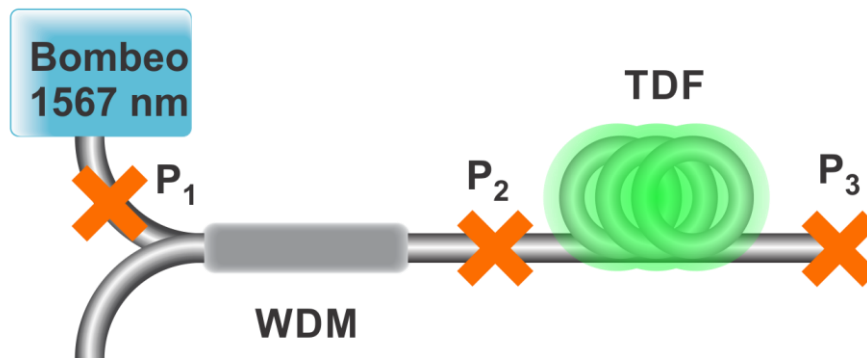


Fig. 19.- Esquema de bombeo de TDF.

En la Fig. 20 se presentan tres gráficas correspondientes a los resultados experimentales de la caracterización de la potencia óptica en los tres puntos descritos en el párrafo anterior. Al propagarse la señal de bombeo a través de la TDF esta sufre una atenuación debido, en mayor medida, a que parte de ella es absorbida por los iones de Tm, además esta atenuación es dependiente de la longitud de la fibra dopada. Se puede observar que las respuestas para **P₁** y **P₂** (cuadros negros y círculos rojos que corresponden a la entrada de 1550 nm y salida en el WDM respectivamente) tienen el mismo comportamiento, con esta configuración se obtuvo una eficiencia de acoplamiento de bombeo de aproximadamente 94%. La señal de bombeo que pasa a través de la fibra dopada es medida en el punto **P₃**, esta respuesta corresponde a los triángulos azules, la cual muestra una atenuación considerable atribuible a la absorción de los iones de la fibra dopada, al empalme en **P₁** y en **P₂** y a las pérdidas intrínsecas del WDM.

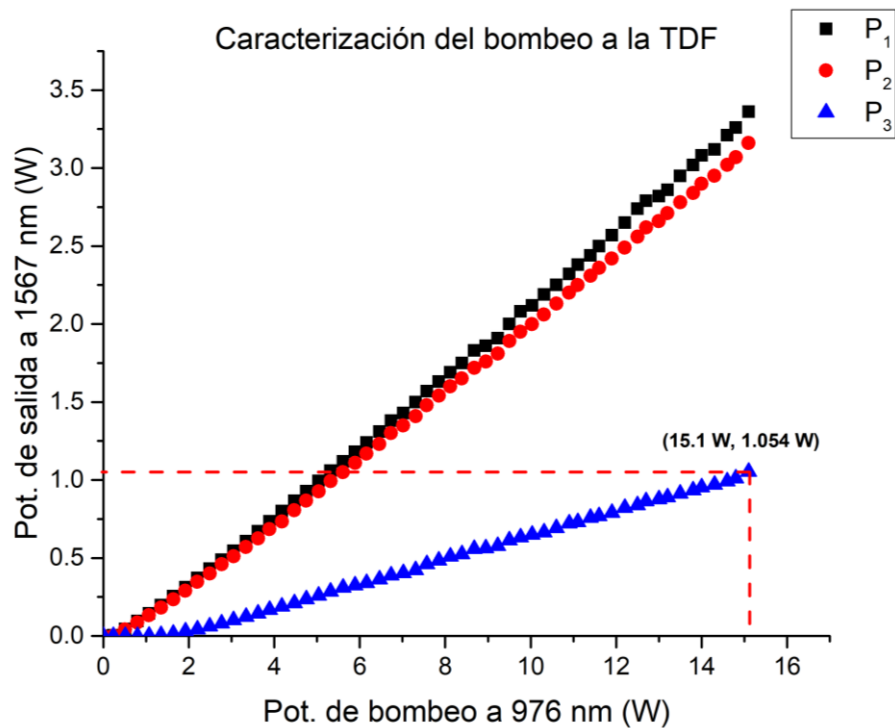


Fig. 20.- Comparación de la potencia de salida a 1567 nm en P_1 , P_2 y P_3 del esquema de la Fig. 19.

El espectro óptico de la emisión espontánea amplificada (Amplified spontaneous emission, ASE) se observó utilizando el analizador de espectros ópticos (Optical Spectral Analyzer-OSA, modelo Yokogawa AQ6375) en la salida de la fibra dopada y en el brazo de 2000 nm del WDM de la Fig. 19. En el OSA es posible observar las longitudes de onda de la señal proveniente de la fibra dopada en el rango que comprende el ancho de banda de la emisión espontánea amplificada. Para implementar el arreglo mostrado en la Fig. 21 se empalmo un conector en el extremo libre del WDM (brazo de 2000nm) y observar el espectro en contra propagación; en el extremo libre de fibra dopada se realizó un corte con ángulo y se sumergió en glicerina para evitar reflexiones. Para observar el espectro ASE en propagación se empalmo un conector a la salida de la fibra dopada y en el extremo libre del WDM se realizó un corte con un ángulo y se sumergió en glicerina.

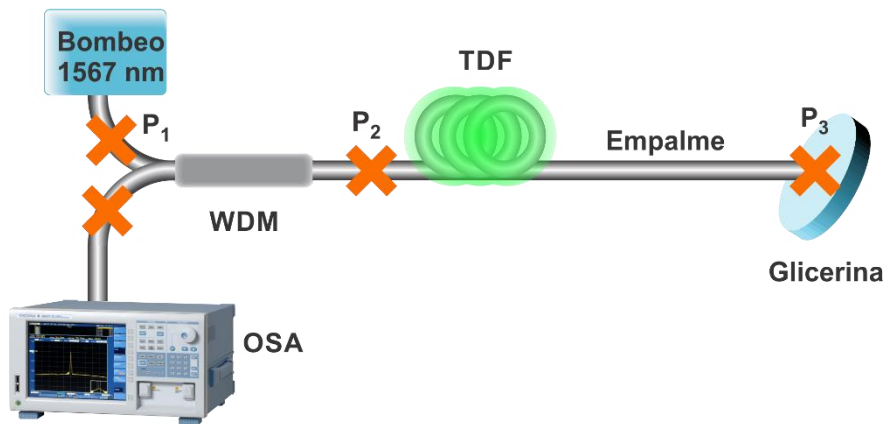


Fig. 21.- Arreglo experimental con el OSA en contra-propagación.

En el OSA se realizó un barrido en el rango de 1650 nm a 2150 nm para diferentes potencias de bombeo (desde 46 mW hasta 1180 mW), medidos en propagación y en contrapropagación, como se observa en la Fig. 22. Esta emisión depende de la potencia de bombeo y de la longitud de la fibra dopada. La curva de emisión muestra un pico centrado a una longitud de onda alrededor de 1837 nm. La gráfica de potencia ASE en propagación tiene un ancho de banda de 93.6 nm cuando es bombeado con una potencia de 547 mW.

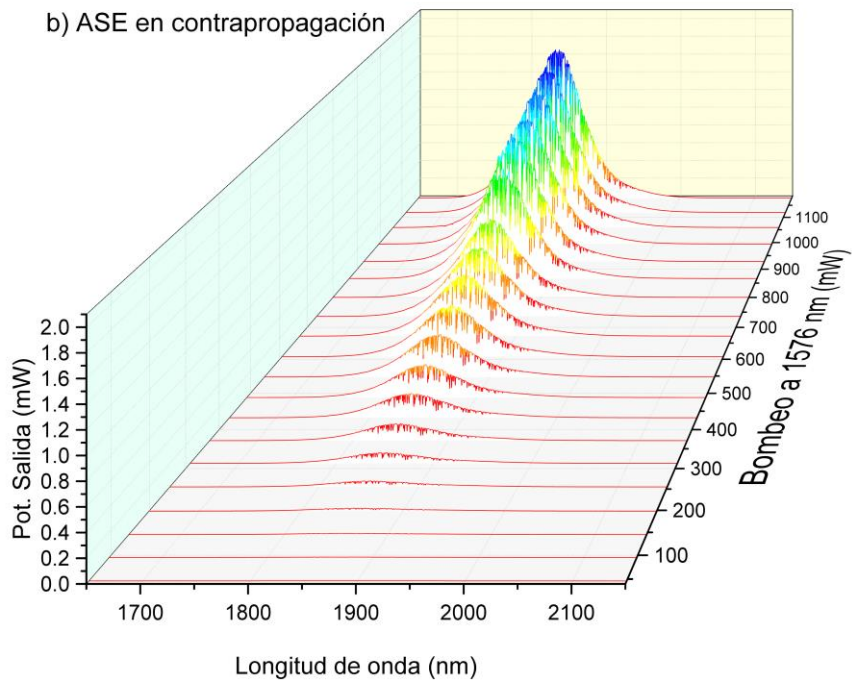
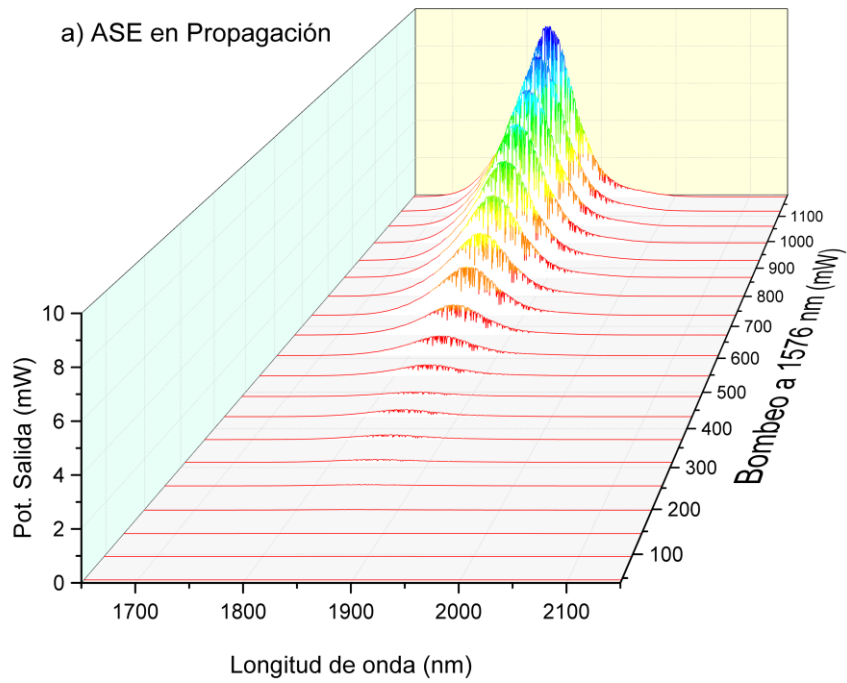


Fig. 22.- Espectro del ASE de la TDF. a) Propagación. b) Contrapropagación. Se observa que la potencia de salida en propagación es mayor que en contrapropagación

4.3 Caracterización del filtro MMI de doble longitud de onda.

La Fig. 23 muestra la respuesta espectral de la emisión espontánea amplificada (ASE) de la TDF, para cuatro potencias de bombeo diferentes. Los valores obtenidos para el ancho de la amplitud a la mitad del máximo, FWHM (Full Width Half Maximum) son aproximadamente 93.6, 92.8, 92.7 y 92.8 nm para potencias de bombeo de 547, 672, 800 y 928 mW, respectivamente. El espectro se extiende de 1725 nm a 1975 nm aproximadamente con la longitud de onda central de ~ 1837 nm.

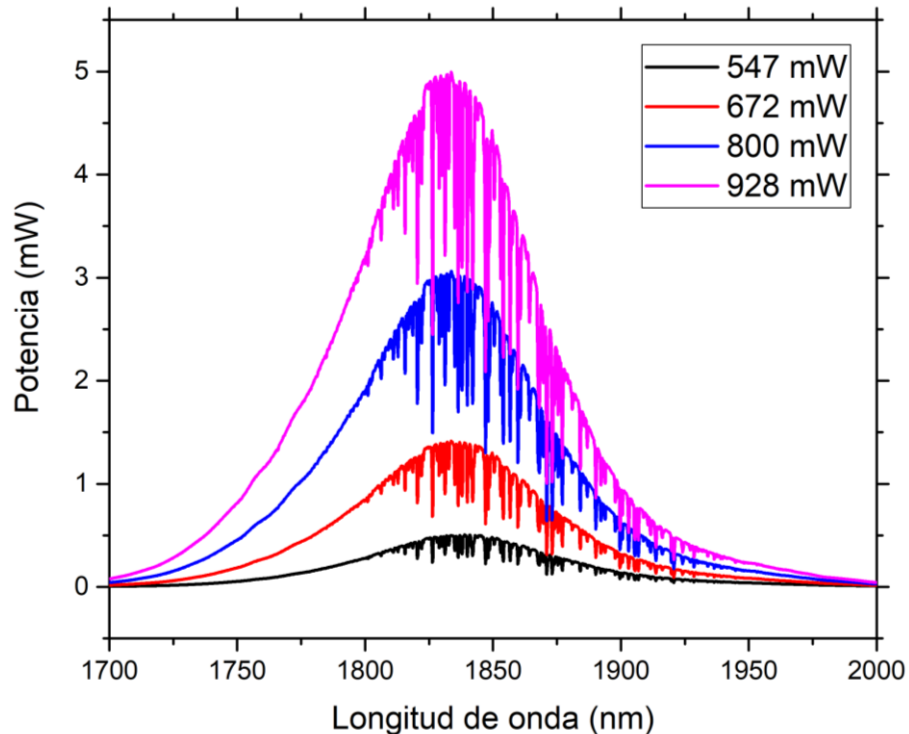


Fig. 23.- Respuesta espectral de la ASE en configuración de propagación de la TDF

Los filtros MMI fabricados en el laboratorio fueron construidos para obtener la cuarta auto-imagen usando una fibra sin núcleo (en la que el aire actúa como revestimiento y la sílice como núcleo), por lo tanto el diámetro de núcleo es de 125 μm . Las longitudes de los filtros (MMI 1 y MMI 2) fueron de 49.61 y 48.07

mm con picos de longitud de onda de transmisión de 1814.2 y 1872.15 nm, respectivamente. Los datos de fabricación de los filtros fueron obtenidos a partir de la ec. (19).

La Fig. 24 muestra la caracterización de los filtros MMI empleados. Puede verse la respuesta espectral de transmisión de cada filtro MMI basada en la respuesta de potencia de salida debido a la señal de entrada de ASE de la TDF. Ambos FWHM de los filtros MMI son de alrededor de 18 nm. Las pérdidas de transmisión para el filtro MMI 1 y el filtro MMI 2 son aproximadamente 24% y 33%, respectivamente.

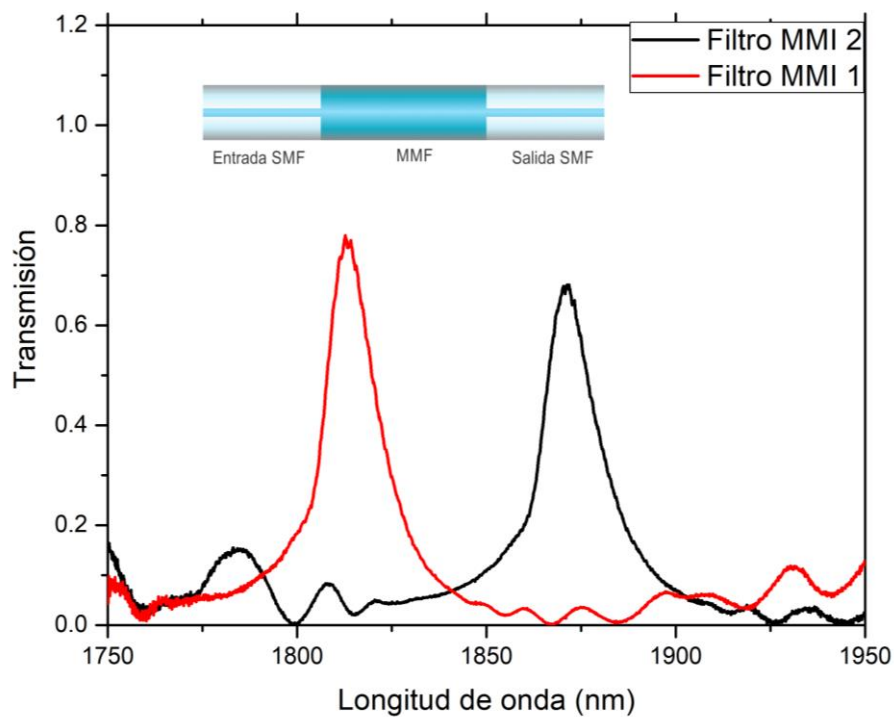


Fig. 24.- Respuesta espectral de transmisión de los filtros MMI (línea roja filtro 1 y línea negra filtro 2).

La Fig. 25 muestra la configuración del filtro de longitud de onda dual propuesto con dos filtros MMI (MMI-DWF: MMI-dual wavelength filter, en español filtro

MMI de longitud de onda dual) utilizados para obtener una emisión láser de doble longitud de onda en un láser de fibra de cavidad de anillo. Para conseguir ambas transmisiones de los filtros MMI con rendimiento independiente, los filtros MMI se dispusieron entre dos acopladores de fibra 50/50 (acoplador 1 y acoplador 2) en una configuración de interferómetro MZ (Mach Zehnder) como se muestra en dicha figura. Por lo tanto, se evita la modulación de interferencia debido a la gran diferencia de trayectoria entre los dos brazos del interferómetro MZ [30].

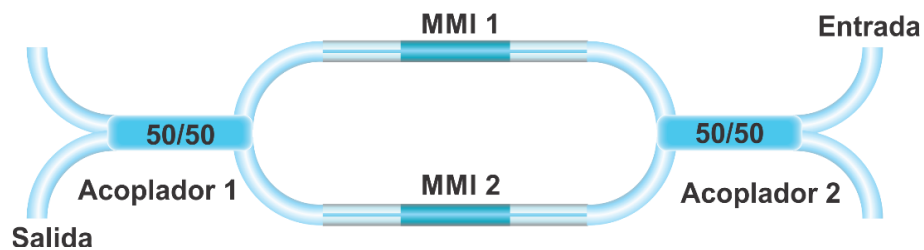


Fig. 25.- Configuración de los dos filtros MMI para emisión dual.

La Fig. 26 muestra la respuesta espectral del MMI-DWF propuesto debido a la ASE de la fibra dopada de tulio. Con la ASE acoplada al puerto de entrada del filtro, se obtuvo el espectro de transmisión desde el puerto de salida. El espectro de transmisión presenta dos picos con longitud de onda a 1814.23 y 1872.15 nm correspondientes al filtro MMI 1 y al filtro MMI 2, respectivamente.

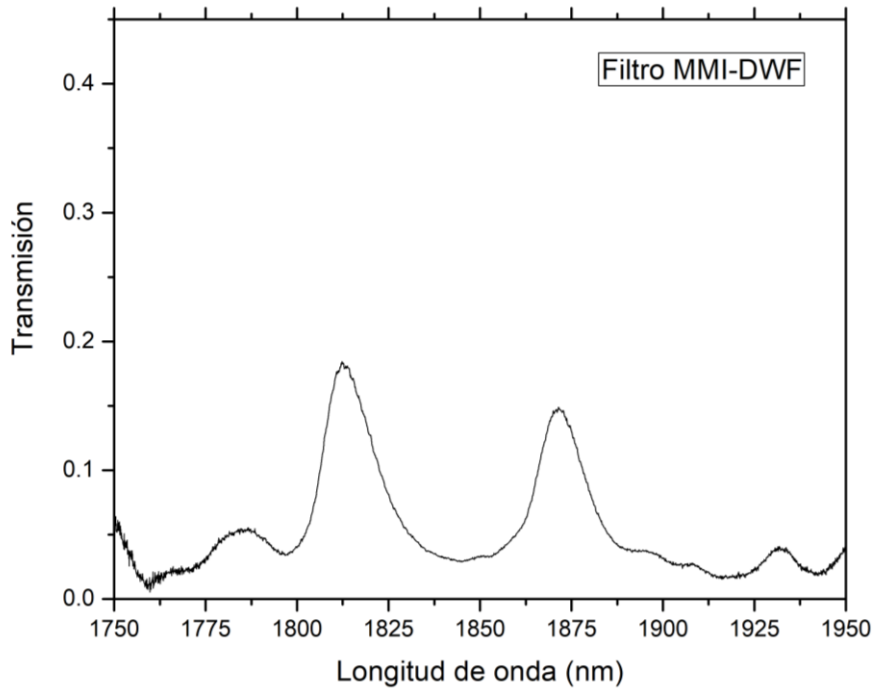


Fig. 26.- Respuesta espectral de transmisión del filtro MMI-DWF.

Como puede observarse, el pico de longitud de onda más corta presenta una transmisión ligeramente más alta que el pico de longitud de onda mayor, de acuerdo con los espectros de transmisión de los filtros MMI individuales mostrados en la Fig. 24.

4.4 Arreglo Experimental

El arreglo experimental para el láser en configuración de anillo de TDF de doble longitud de onda propuesto con dos filtros MMI se muestra en la Fig. 27. Un segmento de 3.5 m de longitud de TDF se utiliza como medio de ganancia y es bombeado por una fuente láser de 1567 nm a través de un WDM 1550/2000 nm. Un aislador óptico independiente de la polarización se coloca para forzar el funcionamiento unidireccional del láser de anillo. Los filtros MMI, que consisten en un segmento de fibra multimodal sin núcleo (MMF) empalmados entre dos fibras monomodo estándar, están configurados como

un interferómetro Mach–Zehnder, mediante dos acopladores 50/50 (acoplador 1 y acoplador 2) el cual está ubicado dentro de la cavidad láser. Justo antes de la entrada del filtro MMI 1 se coloca un atenuador óptico (OA- Optical Attenuator) por curvatura, que permite ajustar las pérdidas en el filtro mencionado, para emparejar la ganancia de los filtros MMI 1 y 2. Uno de los puertos de salida del acoplador 1 cierra la cavidad mientras que el otro se toma como la salida del láser, el cual es conectado a un OSA para monitorear el desempeño.

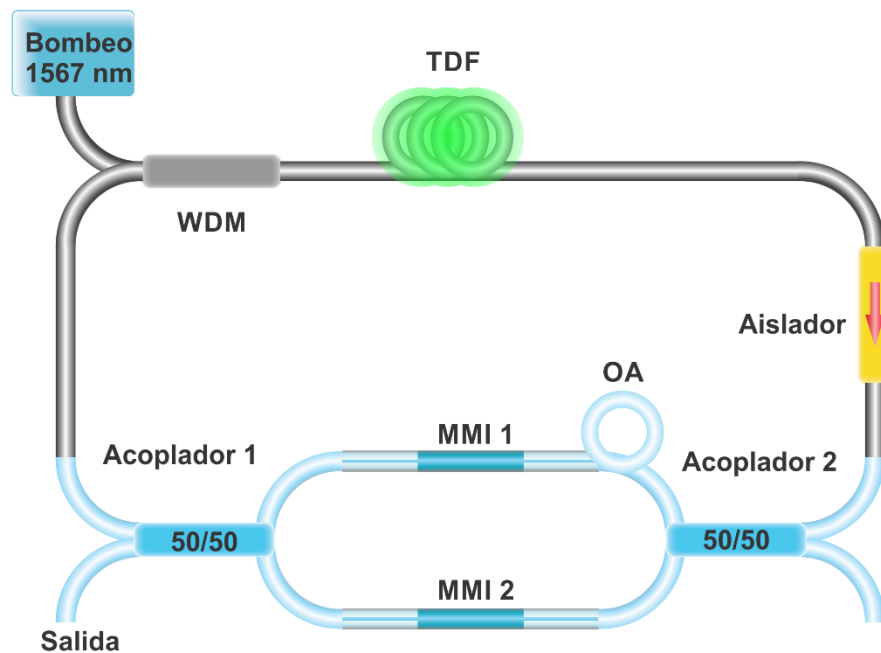


Fig. 27.- Configuración experimental del TDFL (Thulium Doped Fiber Laser) dual en cavidad de anillo.

4.5 Resultados experimentales del láser con longitud de onda dual

La Fig. 28 presenta los espectros obtenidos a la salida del láser de doble longitud de onda, con los filtros MMI en el aire. Las longitudes de onda del láser dual generado se encuentran a 1812.3 y 1872.4 nm.

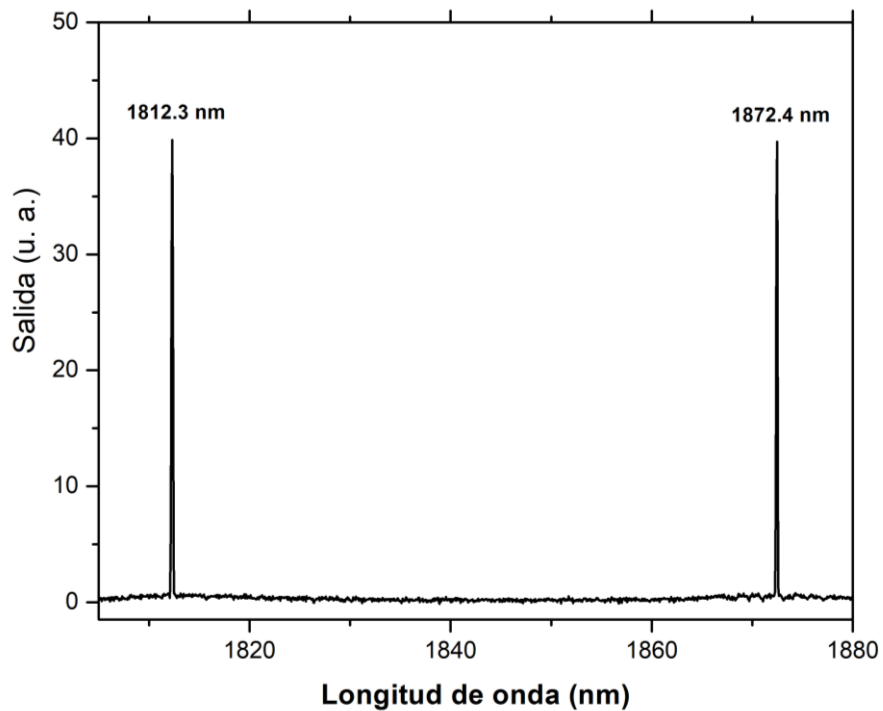


Fig. 28.- Espectro del láser dual a la salida del arreglo experimental.

Para lograr el proceso de sintonización, uno de los filtros se sumerge en un conjunto de soluciones líquidas (una a una), creadas a partir de una mezcla de agua y etilenglicol a diferentes concentraciones volumen/volumen (en ml), en este caso se sumerge totalmente el filtro 1 mediante una base de acrílico diseñada para tal efecto, y se obtiene la gráfica de la Fig. 29, en la que se observa el desplazamiento de la línea láser, del filtro mencionado anteriormente, hacia longitudes de onda mayores (derecha) de acuerdo a la proporción de los líquidos en la mezcla (% Etil / % Agua).

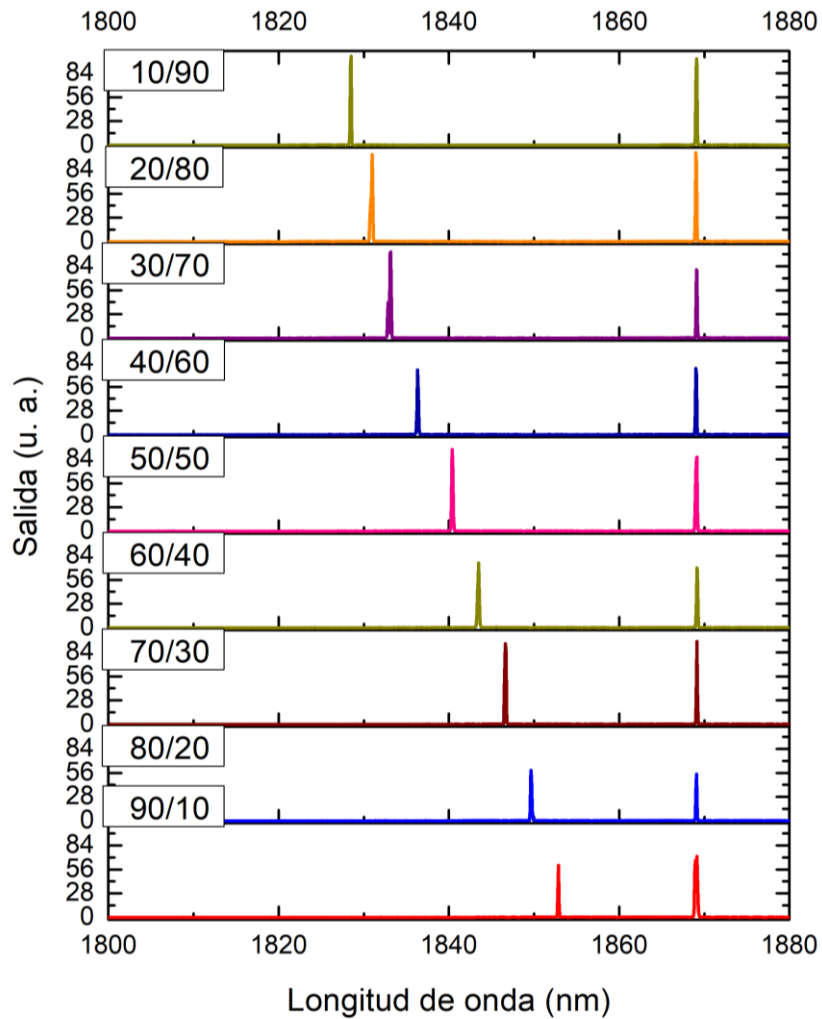


Fig. 29.- Sintonización del láser mediante una serie de mezclas con etilenglicol y agua a diferentes concentraciones, donde el primer valor corresponde al porcentaje de etilenglicol y el segundo al porcentaje de agua.

La relación entre el desplazamiento de la longitud de onda con respecto a la concentración de las soluciones se muestra en la Fig. 30, en la cual se puede observar un buen comportamiento lineal.

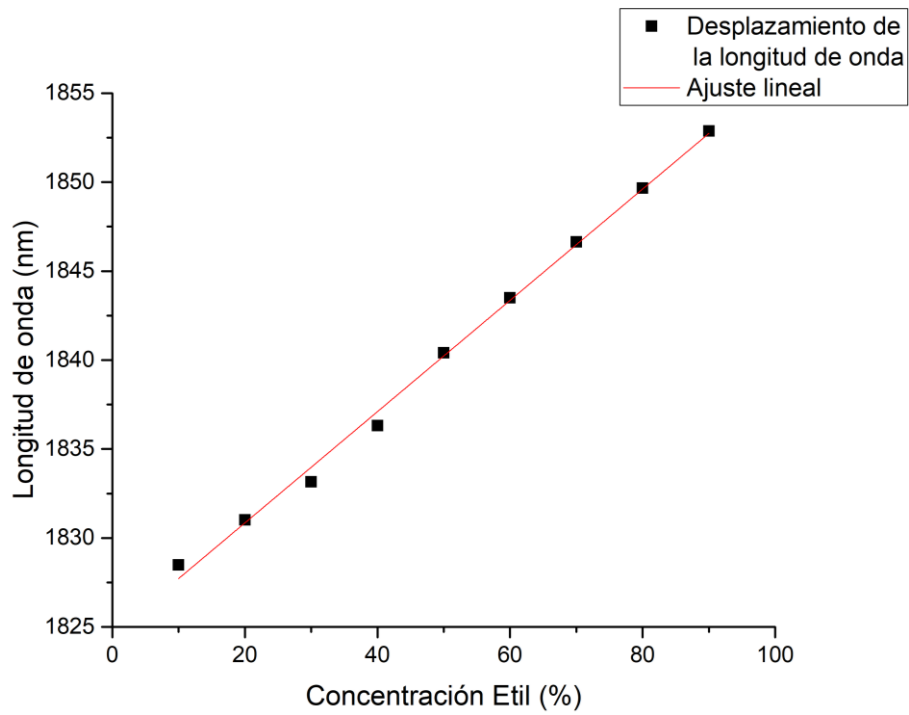


Fig. 30.- Comportamiento del desplazamiento de la longitud de onda con respecto a la concentración de etilenglicol en cada mezcla.

Finalmente, los resultados muestran una buena estabilidad en el transcurso del tiempo, con mediciones cada 5 minutos, esto se aprecia en la Fig. 31.

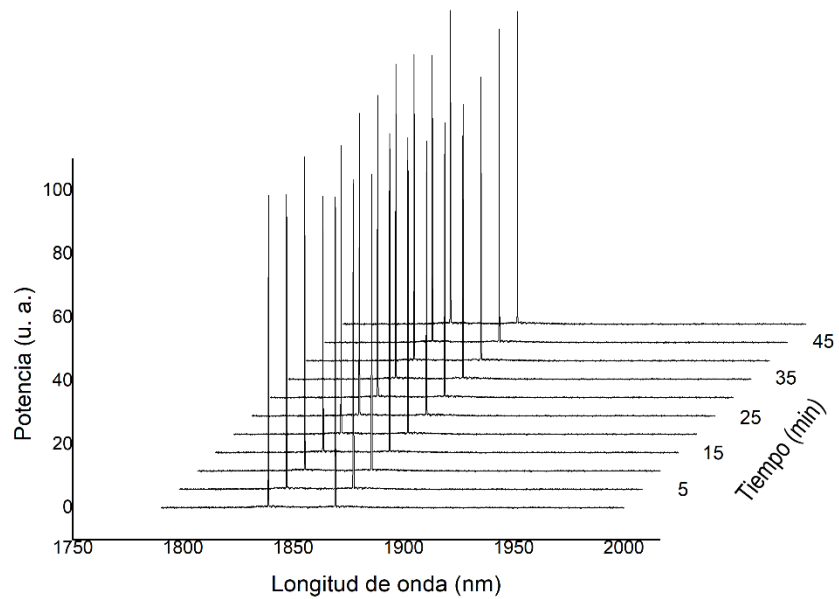


Fig. 31.- Estabilidad de la salida.

Capítulo 5: Conclusiones

En el experimento desarrollado para esta tesis se ha desarrollado un láser de doble longitud de onda sintonizable, en la región de 1850 nm, mediante un arreglo de dos filtros MMI en una configuración de interferómetro Mach-Zhender. Mediante las características de la interferencia multimodal al sumergir uno de los filtros en diferentes mezclas de etilenglicol y agua se alcanzó un rango de sintonización de 24.3 nm (de 1828.4 a 1852.8 nm). Por lo que solo la longitud de onda del filtro 1 se desplaza mientras que la del filtro 2 permanece fija.

Se obtuvo un buen comportamiento lineal en la sintonización de la longitud de onda mediante diferentes mezclas, por lo que bien puede funcionar como un sensor de concentración de algún material deseado; en este caso permite determinar la concentración de etilenglicol diluido en agua.

Se han aplicado algunos de los estudios para la generación de autoimágenes producidas por la interferencia multimodal que se da en una guía de onda multimodo (fibra multimodo).

Se desarrolló una técnica en el laboratorio de fibras ópticas para la elaboración de filtros MMI, la cual tiene una precisión adecuada para este experimento. Sin embargo se puede mejorar la precisión utilizando un microscopio y una base adecuada para desplazar la fibra multimodo antes de proceder a los cortes, evitando curvaturas y desviaciones en la fibra.

Finalmente, se concluye que se han logrado los objetivos planteados al inicio de la tesis, y además se pretende seguir mejorando el proceso de fabricación de filtros MMI y estudiar sus posibles aplicaciones.

Publicaciones

- Feb-2017 Study of a Hi-Bi FOLM for tunable and dual-wavelength operation of a thulium-doped fiber laser
Berenice Posada-Ramírez, Manuel Durán-Sánchez, Ricardo Iván Álvarez-Tamayo, Baldemar Ibarra-Escamilla, Edgar Bravo-Huerta, And Evgeny A. Kuzin
OPTICS EXPRESS 2560, 25(3)
<https://doi.org/10.1364/OE.25.002560>

Proceedings

- Feb. 2017 Thulium-doped fiber laser using two FOLMs with a high birefringence fiber in the loop
M. Durán Sánchez, R. I. Álvarez-Tamayo, B. Posada-Ramírez, E. Bravo-Huerta, B. Ibarra- Escamilla, E. A. Kuzin, A. Barcelata-Pinzon
Proc. SPIE Vol. 10083 1008326-1
doi: 10.1117/12.2251208

Congresos

- Jul- 2016 25th annual International Laser Physics Workshop
Thulium-Doped Fiber Laser with Tunable Single Emission and Dual-Wavelength Generation Near to 2 μm
M. Durán-Sánchez, R. I. Alvarez-Tamayo, B. Ibarra-Escamilla, E. Bravo-Huerta, B. Posada-Ramírez, and E. A. Kuzin
Armenia

Oct-2016 LIX Congreso Nacional de física
Exposición de póster con el tema: “Láser de fibra dopada con Erbio/Iterbio en configuración de anillo sintonizable”.
E. Bravo-Huerta, M. Durán-Sánchez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, R. I. Álvarez-Tamayo, J. G. Aguilar-Soto
León Guanajuato

Lista de figuras

Fig. 1.- Espectro de absorción del agua [3].	3
Fig. 2.- Elementos de un láser.	6
Fig. 3.- Línea del tiempo de la evolución de los láseres [9].	7
Fig. 4.- Amplificador de fibra [10].	9
Fig. 5.- Espectro de absorción del estado base del Tm, las sub-gráficas de la parte superior muestran el espectro de absorción para las transiciones ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_{2,3}$ y ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^1\text{G}_4$ [28].	13
Fig. 6.- Diagrama de niveles de energía del Tm, se muestran los diferentes esquemas de absorción y la transición láser. Los números entre paréntesis representan el tiempo de vida (en μs) para cada nivel de energía [28].	14
Fig. 7.- Representación de los subniveles que conforman las bandas de energía.	15
Fig. 8.- Espectro de emisión del Tm para la transición de ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ [28].	15
Fig. 9.- Guía de onda multimodo con un campo de entrada $\Psi(y, 0)$, una imagen individual reflejada a $(3L\pi)$, una imagen individual directa a $2(3L\pi)$ e imágenes dobles a $12(3L\pi)$ y $323L\pi$ [29].	21
Fig. 10.- Patrones de intensidad de luz teórica, que conducen a una única imagen reflejada (a) y a una imagen de 4 veces (b) [29].	23
Fig. 11.- Patrones de intensidad de luz teóricos en interferencia simétrica para una imagen (a) y cuatro imágenes (b) [29].	24
Fig. 12.- Esquema de un filtro MMI de fibra.	25
Fig. 13.- Filtro MMI cubriéndolo con líquido.	27
Fig. 14.- Cálculo de la longitud de un filtro MMI.	30
Fig. 15.- Material para la elaboración de filtros MMI.	30

Fig. 16.- Esquema de bombeo para la TDF. Las cruces indican la salida de cada uno de los láseres, misma que se empalma a la entrada del láser al que bombean.....	32
Fig. 17.- Caracterización del láser de bombeo a 976 nm.....	33
Fig. 18.- Caracterización del láser de bombeo a 1567 nm.....	34
Fig. 19.- Esquema de bombeo de TDF.....	35
Fig. 20.- Comparación de la potencia de salida a 1567 nm en P₁ , P₂ y P₃ del esquema de la Fig. 19.....	36
Fig. 21.- Arreglo experimental con el OSA en contra-propagación.....	37
Fig. 22.- Espectro del ASE de la TDF. a) Propagación. b) Contrapropagación. Se observa que la potencia de salida en propagación es mayor que en contrapropagación	38
Fig. 23.- Respuesta espectral de la ASE en configuración de propagación de la TDF	39
Fig. 24.- Respuesta espectral de transmisión de los filtros MMI (línea roja filtro 1 y línea negra filtro 2).....	40
Fig. 25.- Configuración de los dos filtros MMI para emisión dual.....	41
Fig. 26.- Respuesta espectral de transmisión del filtro MMI-DWF.	42
Fig. 27.- Configuración experimental del TDFL (Thulium Doped Fiber Laser) dual en cavidad de anillo.....	43
Fig. 28.- Espectro del láser dual a la salida del arreglo experimental.	44
Fig. 29.- Sintonización del láser mediante una serie de mezclas con etilenglicol y agua a diferentes concentraciones, donde el primer valor corresponde al porcentaje de etilenglicol y el segundo al porcentaje de agua.	45
Fig. 30.- Comportamiento del desplazamiento de la longitud de onda con respecto a la concentración de etilenglicol en cada mezcla.....	46
Fig. 31.- Estabilidad de la salida.	46

Referencias

- 1.- Govind-P, A., (2010), *Fiber-Optic Communication System*, Ed. John Wiley & Sons inc.
- 2.- Li, Z., Heidt, A. M., Daniel, J. M. O., Jung, Y., Alam, S. U., & Richardson, D. J. (2013). Thulium-doped fiber amplifier for optical communications at 2 μm . *Optics Express*, **21**(8), 9289-9297. doi:10.1364/OE.21.009289
- 3.- Scholle, K., Lamrini, S., Koopmann, P., & Fuhrberg, P. (2010). 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications. *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, Bishnu Pal (Ed.). doi: 10.5772/39538
- 4.- Huang, Y., Jivraj, J., Zhou, J., Ramjist, J., Wong, R., Gu, X., & Yang, V. X. D. (2016). Pulsed and CW adjustable 1942 nm single-mode all-fiber Tm-doped fiber laser system for surgical laser soft tissue ablation applications. *Optics Express*, **24**(15), 16674-16686. doi:10.1364/OE.24.016674
- 5.- Christensen, S., Frith, G., & Samson, B. (2008). Developments in thulium-doped fiber lasers offer higher powers. *SPIE Newsroom*. doi:10.1117/2.1200807.1152
- 6.- Petrovich, M. N., Poletti, F., Wooler, J. P., Heidt, A. M., Baddela, N. K., Li, Z., . . . Richardson, D. J. (2012). First Demonstration of 2 μm Data Transmission in a Low-Loss Hollow Core Photonic Bandgap Fiber. *ECOC Postdeadline Papers OSA*. <https://doi.org/10.1364/ECEOC.2012.Th.3.A.5>
- 7.- Scholle, K., Heumann, E., & Huber, G. (2004). Single mode Tm and Tm,Ho:LuAG lasers for LIDAR applications. *Laser Phys. Lett.*, **1**(6), 285-290. doi:10.1002/lapl.200410067
- 8.- Silfvast, W. T. (1996). *Laser Fundamentals*. New York: Cambridge University Press.
- 9.- Hecht, J. (1992). *Laser Pioneers*. Boston: Academic Press, Inc.

- 10.- Vázquez Sánchez, R. A. (2000). *Caracterización de un sensor de temperatura basado en un láser de fibra óptica* (Tesis de maestría). INAOE, Tonanzintla, Puebla, México.
- 11.- Kasamatsu, T., Yano, Y., & Sekita, H. (1999). 1.5- μm -band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier with 1.05- and 1.56- μm dual-wavelength pumping. *Optics Letters*, **24**(23), 1684-1686. <https://doi.org/10.1364/OL.24.001684>
- 12.- Snitzer, E. (1961). OPTICAL MASER ACTION OF Nd^{+3} IN A BARIUM CROWN GLASS. *Physical Review Letters*, **7**(12), 444-446. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.444>
- 13.- Hanna, D. C., Jauncey, I. M., Percival, R. M., Perry, I. R., Smart, R. G., Suni, P. J., . . . Tropper, A. C. (1988). Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser. *Electronics Letters*, **24**(19), 1222-1223. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=29172>
- 14.- Hanna, D. C., Perry, I. R., & Lincoln, J. R. (1990). A 1-Watt thulium-doped cw fibre laser operating at 2 μm . *Optics Communications*, **80**(1), 52-56. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(90\)90505-N](https://doi.org/10.1016/0030-4018(90)90505-N)
- 15.- Duarte, F. J. (Ed.). (2009). *Tunable Laser Applications* (Second ed.). New York: CRC Press Taylor & Francis Group.
- 16.- Hanna, D. C., Percival, R. M., Smart, R. G., & Tropper, A. C. (1990). Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser. *Optics Communications*, **75**(3,4), 283-286. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(90\)90533-Y](https://doi.org/10.1016/0030-4018(90)90533-Y)
- 17.- Ma, X., Chen, D., Feng, G., & Yang, J. (2014). Two kinds of novel tunable Thulium-doped fiber laser. *Proc. of SPIE*, **9274**, 92740O-1:92740O-10. doi:10.1117/12.2071495
- 18.- Ma, X., Chen, D., Shi, Q., Feng, G., & Yang, J. (2014). Widely Tunable Thulium-Doped Fiber Laser Based On Multimode Interference With a Large No-Core Fiber. *journal of Lightwave Technology*, **32**(19), 3234-3238. doi:10.1109/JLT.2014.2342251

- 19.- Liu, S., Yan, F., Peng, W., Feng, T., Dong, Z., & Chang, G. (2014). Tunable Dual-Wavelength Thulium-Doped Fiber Laser by Employing a HB-FBG. *IEEE Photonics Technology Letters*, **26**(18), 1809-1812. doi:10.1109/LPT.2014.2336654
- 20.- Peng, W. J., Yan, F. P., Li, Q., Liu, S., Feng, T., Tan, S. Y., & Feng, S. C. (2013). 1.94 μm switchable dual-wavelength Tm³⁺ fiber laser employing high-birefringence fiber Bragg grating. *Applied Optics*, **52**(19), 4601-4607. doi:10.1364/AO.52.004601
- 21.- Mohd Faizal, B. I., Dernaika, M., Khodaei, A., Harun, S. W., & Ahmad H. (2015). Tunable dual-wavelength thulium-doped fiber laser at 1.8 μm region using spatial-mode beating. *Journal of Modern Optics*, **62**(11), 892-896. doi:10.1080/09500340.2015.1014438
- 22.- Ma, X., Luo, S., & Chen, D. (2014). Switchable and tunable thulium-doped fiber laser incorporating a Sagnac loop mirror. *Applied Optics*, **53**(20), 4382-4385. doi:10.1364/AO.53.004382
- 23.- Ahmad, H., Salim, M. A., Azzuhri, S. R., Jaddoa, M. F., & Harun, S. W. (2016). Tunable dual-wavelength ytterbium-doped fiber laser using a strain technique on microfiber Mach-Zehnder interferometer. *Applied Optics*, **55**(4), 778-782. doi:10.1364/AO.55.000778
- 24.- Wei, Y., Hu, K., Sun, B., & Wang, T. (2012). All-Fiber Widely Wavelength-Tunable Thulium-Doped Fiber Ring Laser Incorporating a Fabry-Perot Filter. *Laser Physics*, **22**(4), 770-773. doi:10.1134/S1054660X12040263
- 25.- Yin, K., Zhang, B., Xue, G., Li, L., & Hou, J. (2014). High-power all-fiber wavelength-tunable thulium doped fiber laser at 2 μm . *Optics Express*, **22**(17), 19947-19952. doi:10.1364/OE.22.019947
- 26.- McComb, T. S., Sims, R. A., Willis, C. C., Kadwani, P., Sudesh, V., Shah, L., & Richardson, M. (2010). High-power widely tunable thulium fiber lasers. *Applied Optics*, **49**(32), 6236-6242. <https://doi.org/10.1364/AO.49.006236>

- 27.- Shin, W., Lee, Y. L., Yu, B. A., Noh, Y. C., & Ahn, T. J. (2013). Wavelength-tunable thulium-doped single mode fiber laser based on the digitally programmable micro-mirror array. *Optical Fiber Technology*, **19** 304-308. doi:10.1016/j.yofte.2013.03.004
- 28.- Jackson, S. D., & King, T. A. (1999). Theoretical Modeling of Tm-Doped Silica Fiber Lasers. *Journal of Lightwave Technology*, **17**(5), 948-956. doi: 10.1109/50.762916
- 29.- Soldano, L. B., & Pennings, E. C. (1995). Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging: Principles and Applications. *Journal of Lightwave Technology*, **13**(4), 615-627. <https://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid:4540e064-14ca-413e-ae13-2f51e6c60d4f/datastream/OBJ>
- 30.- Álvarez Tamayo, R. I., Aguilar Soto, J. G., Durán Sánchez, M., Antonio López, J. E., Ibarra Escamilla, B., & Kuzin, E. A. (2016). MMI filters configuration for dual-wavelength generation in a ring cavity erbium-doped fibre laser. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, **12**(20). doi:10.1186/s41476-016-0025-5