



Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Facultad de Ciencias
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica

Multiplexores por división de longitud de onda de fibra óptica:
aplicación en la región espectral de 2 micras

TESIS

Para obtener el grado de

Maestro en Ciencias Aplicadas

PRESENTA:

Ing. Abraham de Jesús Loredo Trejo.

Director de Tesis:

Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez.

Agosto de 2017

Multiplexores por división de longitud de onda de fibra óptica: aplicación en la región espectral de 2 micras

Tesis que presenta:

Abraham de Jesús Loredo Trejo

A la comisión integrada por:

Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez.

Asesor de Tesis

Dr. Raúl Eduardo Balderas Navarro.

Sinodal

Dr. Gustavo Ramírez Flores.

Sinodal

Dra. Rosa Elvia López Estopier.

Sinodal

Agradecimientos

Primeramente deseo agradecer al director de tesis, el doctor Miguel Ángel Bello Jiménez por sus consejos, correcciones y la enseñanza que me ha brindado a lo largo de este proyecto. Al doctor Marco Vinicio Hernández Arriaga por compartir sus conocimientos en el área y facilitarme el trabajo experimental del proyecto.

A los sinodales, los doctores Gustavo Ramírez Flores, Rosa Elvia López Estopier y Luis Felipe Lastras Martínez y Raúl Eduardo Balderas Navarro. Les agradezco por las correcciones y comentarios en la redacción de la tesis.

A mi familia, mis padres Belarmina Trejo Olvera y Rodolfo Loredó Velázquez, en especial a mi madre quien siempre me apoya incondicionalmente en todos mis proyectos. Mis dos hermanos mayores Débora y Lenin por sus consejos y mostrarme que el estudio es el mejor regalo que te puede ofrecer tu familia.

También agradezco a todos los doctores y personal del IICO en general, ya que me han brindado su ayuda de una u otra forma a lo largo de mi formación como estudiante desde la licenciatura y maestría. Mis compañeros de laboratorio Erika Hernández y Gustavo Ramírez gracias por el apoyo recibido de su parte.

Agradezco a mis amigos, que desde la licenciatura me ayudaron con sus consejos, críticas y han amenizado la estadía en el instituto, muchas gracias Luis Rosillo, Daniel Vázquez, Daniel López, Miriam Torres, Carlos Ibarra, María Silos, Claudia López, Emanuel Aguilar, M.C. Eduardo Tovar, Esdras Terranova, Andrés Aguilera, Oliver Espinoza mis apreciados MILFITS campeones 2015.

Por último, quiero agradecer a CONACYT por el apoyo económico brindado, para solventar mis estudios de posgrado, con número de beca 708804/581284.

Índice general

<i>Portada</i>	i
<i>Agradecimientos</i>	iii
<i>Índice de figuras</i>	vi

Capítulo 1

Introducción general	1
1.1 Introducción.....	1
1.2 Objetivo y motivación.....	3
1.3 Estructura del proyecto de tesis.....	3
1.4 Referencias.....	4

Capítulo 2

Acopladores de fibra óptica y su diseño por fusión y estiramiento	6
2.1 Introducción.....	6
2.2 Ecuaciones de modos acoplados.....	7
2.2.1 Deducción de las ecuaciones de modos acoplados para un acoplador de fibra óptica.....	7
2.3 Acoplador codireccional.....	15
2.3.1 Matriz de transmisión.....	16
2.3.2 Transferencia periódica de potencia óptica.....	17
2.4 Derivación del coeficiente de acoplamiento para fibras ópticas.....	18
2.5 Diseño de acopladores de fibra óptica por fusión y estiramiento.....	24
2.6 Referencias.....	27

Capítulo 3

Laser de fibra óptica dopada con Tulio	29
3.1 Introducción.....	29

3.2 Fibras ópticas dopadas con Tulio.....	30
3.3 Sistema de bombeo en la región espectral de 1550 nm.....	32
3.3.1 Cavity tipo anillo.....	33
3.3.2 Desarrollo experimental del láser de bombeo a 1550 nm.....	34
3.4 Montaje experimental para un láser de fibra óptica dopada con Tulio.....	40
3.5 Referencias.....	42

Capítulo 4

Fabricación y caracterización de dispositivos WDM en la región espectral de 2 micras...	44
4.1 Introducción.....	44
4.2 Espaciamiento entre canales en un WDM de fibra óptica.....	44
4.3 Fabricación de WDMs por fusión y estiramiento.....	49
4.4 Caracterización del dispositivo WDM.....	51
4.5 Aplicación de un WDM como multiplexor en un láser de fibra óptica.....	56
4.6 Referencias.....	60

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro.....	61
5.1 Conclusiones.....	61
5.2 Trabajo a futuro.....	62

Apéndices.....	66
Apéndice A: Soluciones para las ecuaciones diferenciales de un acoplador codireccional...	66
Apéndice B: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la transferencia de energía en un acoplador bicónico.....	69
Apéndice C: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la dependencia espectral en un acoplador bicónico.....	72
Apéndice D: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la linealidad espectral del coeficiente de acoplamiento por una fusión débil.....	75

Índice de figuras

Figura 2.1 Guías de onda direccionalmente acopladas.....	7
Figura 2.2 Explicación del coeficiente de acoplamiento c_{pq} en la interfaz de 2 guías de onda.....	11
Figura 2.3 Diferencia de las distribuciones de índice de refracción.....	11
Figura 2.4 Variación periódica de la potencia óptica en un acoplador direccional con $F=1$	18
Figura 2.5 Nuevo sistema coordenado usado en la integral de la ec. 2.46.....	21
Figura 2.6 Transferencia de potencia en un acoplador de 3 cm de longitud.....	23
Figura 2.7 Esquema de un acoplador de fibra óptica.....	24
Figura 2.8 Montaje experimental para la fabricación de acopladores bicónicos.....	25
Figura 2.9 Graficas de potencia normalizada contra longitud de estiramiento obtenido durante el proceso de fabricación de acopladores a 1854 nm con razón de acoplamiento (a) 50/50, (b) 80/20 y (c) 60/40.....	26
Figura 2.10 Esquema de un acoplador bicónico, fabricado por fusión y estiramiento.....	27
Figura 3.1 Longitudes de onda de operación en láseres de onda continua para láseres de fibra óptica dopada con tierras raras [3].....	30
Figura 3.2 Niveles de energía en fibra de sílice dopado con Tm^{3+}	31
Figura 3.3 Espectro de absorción (σ_a) y emisión (σ_e) de iones de Tm^{3+} con hospedaje fibra de sílice.....	31
Figura 3.4 Bosquejo de cavidad laser de tipo anillo.....	33
Figura 3.5 Diseño de laser de bombeo con cavidad tipo anillo y fibra dopada con Er/Yb como medio activo.....	34
Figura 3.6 Configuración básica de una fibra de doble cladding y su perfil de índice de refracción.....	35
Figura 3.7 Espectro de absorción y emisión (a) Yb, (b) Er, en fibra óptica de sílice.....	35
Figura 3.8 Diagrama de niveles para los iones de Er^{3+}/Yb^{3+} en fibra de sílice.....	36

Figura 3.9 Montaje para caracterización de potencia óptica y corriente, pendiente de eficiencia y análisis espectral.....	37
Figura 3.10 Medición potencia óptica -Corriente laser semiconductor a 20° C.....	38
Figura 3.11 Medición potencia laser-corriente laser (a) y pendiente de eficiencia (b) Er/Yr umbral de corriente en 0.7 A.....	39
Figura 3.12 Espectro de emisión laser Er/Y en escala a) logarítmica b) lineal.....	39
Figura 3.13 Diseño de laser de fibra óptica con cavidad tipo anillo, fibra dopada con Tulio como medio activo.....	40
Figura 3.14 Medición (a) potencia laser-corriente laser y (b) pendiente de eficiencia, presentando un umbral de corriente en 1.63 A.....	41
Figura 3.15 Espectro de emisión laser Tm ³⁺ en escala (a) logarítmica (b) lineal.....	42
Figura 4.1 (a) Transmisión del puerto 4 del acoplador (firma de estiramiento). (b) Respuesta espectral del acoplador al final del proceso de fabricación, el recuadro muestra el diámetro de la sección transversal.....	45
Figura 4.2 (a) Dependencia espectral del parámetro κL . (b) Respuesta espectral del acoplador. Ambas simulaciones se realizaron considerando un acoplador con diámetro final de 5 μm y una longitud L en la cintura de 4 mm.....	48
Figura 4.3 Espaciamiento espectral de un WDM para diferentes ciclos de estiramiento, calculado teóricamente ($\lambda=1550$ nm).....	49
Figura 4.4 Transferencia de energía obtenida en la fabricación del WDM.....	50
Figura 4.5 Protector de dispositivos WDM (a) vista frontal y (b) lateral.....	51
Figura 4.6 Montaje experimental para la caracterización del WDM usando la fuente (SC).....	52
Figura 4.7 Espectro de referencia del SC.....	52
Figura 4.8 Transmisión WDM puerto 3 (1550 nm) (a) transmisión escala logarítmica, (b) transmisión normalizada escala lineal.....	53
Figura 4.9. Transmisión WDM puerto 4 (1854 nm) (a) transmisión escala logarítmica, (b) transmisión normalizada escala lineal.....	54
Figura 4.10 Transmisión de los puertos 3 (1550 nm) y 4 (1850 nm).....	54
Figura 4.11 Espectro de salida del WDM.....	55
Figura 4.12 Comparación del espectro de salida del WDM y pico de emisión del láser: (a) $\lambda=1550$ nm, (b) $\lambda =1854$ nm.....	56

Figura 4.13 Montaje para la caracterización espectral y potencia óptica de salida de un láser de fibra óptica, usando el dispositivo WDM desarrollado en el laboratorio.....	57
Figura 4.14 Grafica potencia laser vs potencia de bombeo, (a) WDM 1550/1997 nm comercial, (b) WDM 1550/1850. El recuadro muestra la pendiente de eficiencia.....	58
Figura 4.15 Espectro de emisión laser, pico centrado en 1854 nm.....	59
Figura 5.1 Sección transversal de un acoplador con una fusión fuerte y dimensiones $a \times b$	63
Figura 5.2 Esquema de un espejo de lazo óptico ideal donde la luz inicial es reflejada en su totalidad.....	64

Capítulo 1

Introducción general

1.1 Introducción

Los sistemas de telecomunicación y transmisión de datos fueron revolucionados con la aparición de la fibra óptica, siendo el medio primordial en un sistema de comunicación en la actualidad. Por lo tanto, surgieron diversos dispositivos ópticos a base de fibra óptica, como lo son: fuentes de luz láser, multiplexores, acopladores, filtros, amplificadores ópticos, etc. En este trabajo de tesis nos enfocamos en el área de desarrollo de dispositivos, teniendo especial interés en el diseño de acopladores y multiplexores de fibra óptica que operan en la región espectral de 2 micras.

Generalmente los acopladores de fibra óptica son dispositivos fabricados mediante una técnica de fusión y estiramiento, la cual es un proceso de estrechamiento de dos fibras ópticas conjuntas lateralmente [1]. Por su fabricación, los acopladores de fibra óptica son dispositivos que típicamente cuentan con dos puertos de entrada y dos puertos de salida, por lo que son llamados dispositivos 2x2. Estos dispositivos cuentan con una región estrechada uniforme, conocida como cuello o cintura, donde ocurre la transferencia de energía entre los puertos del acoplador. La forma física del acoplador se determina a través de un modelo bien establecido para la fabricación de una fibra óptica estrechada [2].

Los acopladores son implementados generalmente como divisores de potencia óptica, sin embargo, en años recientes se ha reportado el uso de dichos dispositivos en el área de sensado, tales como sensores de índice de refracción (refractómetros) de soluciones acuosas [3, 4], sensores de temperatura, humedad e inclusive bio-sensores [5, 6, 7]. Esto se debe a la fuerte interacción de luz con el medio exterior en la región del cuello del acoplador, ya que la luz que se propaga en dicha región actúa como ondas electromagnéticas evanescentes. Por lo tanto es posible relacionar el cambio de índice de refracción del medio exterior con la potencia óptica a la salida del dispositivo.

Un acoplador también puede ser implementado como un multiplexor por división de longitud de onda. Estos dispositivos tienen la función de multiplexar dos o más señales de luz con diferente longitud de onda sobre un mismo canal de transmisión, esta técnica se le conoce como multiplexación por longitud de onda y por sus siglas en inglés los dispositivos se nombran como WDM (Wavelength Division Multiplexer). Los WDM son dispositivos que usualmente se utilizan en el área de telecomunicaciones, no obstante, también son dispositivos esenciales en el desarrollo de sistemas láser de fibra óptica, principalmente debido a la cualidad de multiplexar la señal de bombeo óptico con la emisión láser [8].

La forma que usualmente se fabrican los dispositivos WDM es en base a un acoplador bicónico, esto es, gracias a que los acopladores funcionan como un interferómetro modal, su transmisión en los puertos de salida depende de la longitud de onda incidente, en otras palabras presentan una dependencia espectral [9, 10]. El principio físico de un acoplador se representa por las ecuaciones de modos acoplados, deducidas a partir de la teoría de perturbación y las ecuaciones de Maxwell [11, 12]. Para las ecuaciones de modos acoplados, el coeficiente de acoplamiento es de gran importancia, debido a que relaciona la transmisión de salida entre los puertos del acoplador.

En este trabajo de tesis se reporta una base teórica, la cual incluye la dependencia en longitud de onda del coeficiente de acoplamiento en un acoplador con fusión débil [13], y se presentan simulaciones de la operación de un acoplador bicónico de fibra óptica haciendo uso del software Matlab. Los resultados teóricos son corroborados mediante la fabricación de un dispositivo WDM que opera en la región espectral de 2 micras. Como se mostrará más adelante, el espaciamiento entre canales en un WDM está relacionado con los ciclos de acoplamiento en transmisión de un acoplador.

Como caso particular, se muestra la fabricación y caracterización de un WDM que opera con un espaciamiento entre canales de 300 nm para las longitudes de onda de 1550 y 1850 nm, siendo un WDM 1550/1850 nm. Se comprueba de forma experimental la funcionalidad del dispositivo al multiplexar dos señales ópticas y observar su respuesta espectral en transmisión, mostrando pérdidas por inserciones menores a 3 dB en cada longitud de onda multiplexada. Con el objetivo de mostrar la utilidad del dispositivo, el WDM es implementado en una cavidad láser de fibra óptica dopada con tulio, los resultados

demuestran un desempeño muy similar o superior con respecto a dispositivos WDM fabricados comercialmente.

1.2 Objetivo y motivación

En años recientes ha surgido un gran interés en el desarrollo de fuentes de luz láser en la región espectral de 2 micras, las cuales basan su operación en fibra ópticas dopadas con Tulio u Holmio. Esta región espectral tiene una gran importancia en diferentes áreas como lo son: el procesado de materiales en la industria, sistemas militares de defensa (LIDAR), en el área médica se aplican para realizar micro cortes en la córnea sin dañar la retina (debido a que la luz se encuentra en el régimen de eye-safe) y por último, en el área de investigación. Por lo tanto, los dispositivos de fibra óptica que operan en dicha región espectral son escasos y de un costo elevado en el mercado. Siendo el caso para los dispositivos WDM, por lo cual el objetivo de esta tesis es el desarrollo, caracterización e implementación de WDMs que operen en dicha región espectral, con el fin de ser utilizados en el desarrollo de láseres y dispositivos de fibra óptica en el instituto.

1.3 Estructura del proyecto de tesis

Este trabajo consiste de 5 capítulos y una sección de apéndices. El capítulo 2 presenta los fundamentos teóricos que describen el principio físico de un acoplador de fibra óptica y se muestran resultados teóricos de la transferencia de energía en un acoplador. En este mismo capítulo se discute acerca del diseño y fabricación de acopladores mediante la técnica de fusión y estiramiento. El capítulo 3 presenta el procedimiento experimental para el desarrollo de un láser de fibra óptica dopada con tulio con emisión a 1.85 micras, el cual opera en el régimen de onda continua y tiene como objetivo principal la caracterización de WDMs, en este capítulo se describen las características de los dispositivos usados en el montaje, incluyendo el análisis de las fibras ópticas dopadas de tierras raras para dicho laser. En el capítulo 4 se demuestra de forma teórica y experimental la dependencia en longitud de onda de un acoplador bicónico para así, obtener los parámetros de fabricación

de un WDM con un espaciado entre canales de 300 nm, también se presentan los resultados experimentales de la fabricación y caracterización del WDM 1550/1850 nm, por último se muestra la implementación del dispositivo en una cavidad laser descrita en el capítulo 3 y se compara el desempeño del dispositivo con un WDM comercial. El capítulo 5 engloba y resalta los resultados más importantes del proyecto y se propone como trabajo a futuro el desarrollo de WDMs bajo el análisis del coeficiente de acoplamiento para una estructura fuertemente fusionada en su sección transversal y continuar con el desarrollo de dispositivos de fibra óptica en la región espectral de 2 micras, siendo el caso para espejos de lazo óptico basado en un interferómetro de Sagnac de fibra óptica.

1.1 Referencias.

- [1] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, and R. G. Lamont, "Biconical-taper single-mode fiber coupler," pp. 327-328, 1981.
- [2] T. A. Birks, Y. W. Li, "The shape of fiber tapers," *J. Lightwave Technol.*, pp. 432-438, Apr 1992.
- [3] M. V. Hernández-Arriaga, M. Bello-Jiménez, A. Rodríguez-Cobos and M. V. Andrés, Experimental investigation of fused fiber couplers for measuring refractive index changes in aqueous solutions, *IEEE Sens. J.* 16 (2016) pp.132-136
- [4] M. V. Hernández-Arriaga, M. Bello-Jiménez, A. Rodríguez-Cobos, R. López-Estopier and M. V. Andrés, High sensitive refractive index sensor based on highly overcoupled tapered-fiber optic couplers, *IEEE Sens. J.* 17 (2017) pp.333-339.
- [5] P. Wang, M. Ding, G. Brambilla, Y. Semenova, Q. Wu and G. Farrell, "High temperature performance of an optical microfiber coupler and its potential use as a sensor," *Electron. Lett.*, pp. 283-284, Mar. 2012.
- [6] L. Bo, P. Wang, Y. Semenova, and G. Farrell, "Optical microfiber coupler based humidity sensor with a polyethylene oxide coating," *Microw. Opt. Techn. Lett.*, pp. 457-459, Feb. 2015.
- [7] T. Tazawa, T. Kanie, and M. Katayama, "Fiber-optic coupler based refractive index sensor and its application to biosensing," *Appl. Phys. Lett.*, pp. 113901–113903, Sep. 2007.
- [8] H. Ishio, J. Minowa, and K. Nosu, "Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application," *J. Lightwave Technol.*, pp. 448, 1984.

- [9] K. O. Hill, D. C. Johnson, and R. G. Lamont, "Wavelength dependence in fused biconical taper splitters: Measurement and control," in Proc. IOOC-ECOC, 1985, p. 567
- [10] F. Bilodeau, S. Faucher, K. O. Hill, and D. C. Johnson, "Wavelength, polarization, and mechanical properties of compact, low-loss fused fiber beamsplitters: Fabrication and overcoupled operation in many orders," in Proc. 12th ECOC, p. 129, 1986.
- [11] Hardy, A., and W. Streifer, "Coupled-mode theory of parallel waveguides", IEEE J. Lightwave Tech. LT-3, pp. 1135–1147, 1985.
- [12] Marcatili, E. A. J, "Improved coupled-mode equations for dielectric guides", IEEE J. Quantum Elect. QE-22, pp. 988–993, 1986.
- [13] A. Ankiewicz, A. Snyder, and X.-H. Zheng, Coupling between parallel optical fiber cores- critical examination, J. Lightw. Technol., 4 (1986) 1317–1323.

Capítulo 2

Acopladores de fibra óptica y su diseño por fusión y estiramiento

2.1 Introducción

El desarrollo de dispositivos de fibra óptica ha ido evolucionando con el paso del tiempo, y actualmente es muy común el uso de acopladores, WDMs, circuladores, combinadores, etc. Los primeros acopladores bicónicos de fibra óptica surgieron en los años de 1990s [1], los cuales presentaban ciertas desventajas como dependencia en polarización y un exceso importante de pérdidas. Estas características han sido mejoradas a través de los años y actualmente estos dispositivos pueden fabricarse con muy bajas pérdidas por inserción y prácticamente inmunes a la polarización.

Los acopladores de fibra óptica son dispositivos que por su fabricación disponen con 4 puertos, 2 de entrada y 2 de salida. Para el diseño y fabricación de estos dispositivos, se emplea una técnica estándar por fusión y estiramiento [2]. Por lo cual, el dispositivo presenta las siguientes características físicas: una región uniforme adelgazada llamada cuello o cintura, también conocida como región de acoplamiento, y dos transiciones que describen el perfil de estiramiento de las fibras sin estrechar al cuello.

En el presente capítulo, se desarrolla la teoría para describir el fenómeno de transferencia de energía que rige a un acoplador de fibra óptica. Las ecuaciones de modos acoplados representan dicho fenómeno, y son deducidas a partir de las ecuaciones de Maxwell y la teoría de perturbación, para así obtener una serie de ecuaciones que describen el comportamiento de la luz en la región de interacción de un acoplador, a esta serie de ecuaciones se le conoce como matriz de transmisión de energía, de la cual es posible obtener una relación sencilla que describe la transferencia de energía en los puertos de salida en un acoplador de fibra óptica. Este capítulo también incluye el análisis teórico del coeficiente de acoplamiento para el caso especial de fibras ópticas, calculado a partir de la integral que ejemplifica la interacción de los modos excitados en la región de acoplamiento.

2.2 Ecuaciones de modos acoplados

Para el desarrollo de dispositivos de fibra óptica (FO) que constan de 2 guías de onda que interaccionan entre sí, es necesario analizar el comportamiento de los modos guiados. Cuando ambos modos se propagan en la misma dirección del dispositivo, se les denota como dispositivo codireccional, si ocurre en forma contraria, cuando los modos se propagan en sentidos opuestos, se conoce como dispositivo contra direccional.

Una forma precisa de describir el fenómeno físico de transferencia de energía en un acoplador es usando la teoría de modos acoplados [3], dicha teoría nos permite conocer la interacción de los campos electromagnéticos en el dispositivo.

2.2.1 Deducción de las ecuaciones de modos acoplados para un acoplador de fibra óptica

Una guía de onda óptica que es axialmente uniforme (fibra óptica), admite solo un cierto número de modos de propagación, que son propios de las características de propagación de las guías de onda (dimensiones, forma, índice de refracción, etc.). Los modos de propagación son ortogonales entre si y satisfacen la ecuación de onda para guías de onda cilíndricas deducida por las ecuaciones de Maxwell [4].

Si las guías de onda se encuentran lo suficientemente cercanas entre sí, ver figura 2.1, es factible que los modos de cada una de las guías de onda interactúen, interfieran o se acoplen entre sí. Las distribuciones de campo electromagnético no se ven afectadas antes o después de ser un modo acoplado, por lo que las características de propagación pueden ser analizadas por el método de perturbación [5].

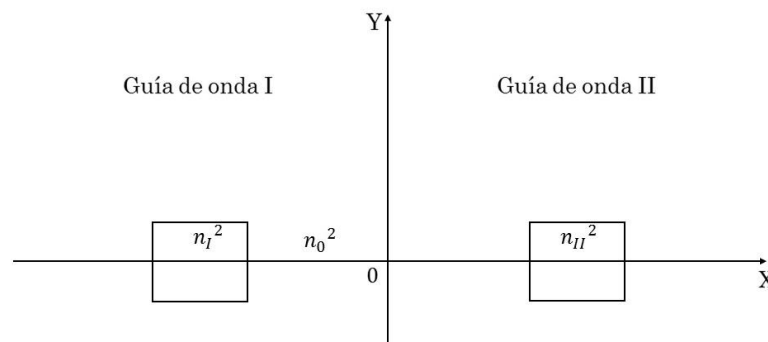


Figura 2.1 Guías de onda direccionales acopladas.

Como se mencionó en el párrafo anterior, los modos de propagación en una guía de onda son solución a la ecuación de onda, también conocidos como eigen-modos, o modos propios, los cuales satisfacen las siguientes ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{cases} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_m = -j\omega\mu_0\tilde{\mathbf{H}}_m \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_m = j\omega\epsilon_0 N_p^2 \tilde{\mathbf{E}}_m \end{cases} \quad (m = 1,2), \quad (2.1)$$

donde $\tilde{\mathbf{E}}_m$ y $\tilde{\mathbf{H}}_m$ representan amplitud compleja de los campos eléctrico y magnético y “m” hace alusión a su modo fundamental HE_{11} con dependencia axial x e y para m igual a 1 o 2, respectivamente, ω es la frecuencia angular, ϵ_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética en el vacío, $N_m^2(x, y)$ es la distribución de índice de refracción en cada guía de onda. Se asume que la suma de las distribuciones de campo electromagnético de cada una de las guías de onda representa la distribución de campo del acoplador en su totalidad, esto quiere decir:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_p = A(z)\tilde{\mathbf{E}}_1 + B(z)\tilde{\mathbf{E}}_2 \\ \tilde{\mathbf{H}}_p = A(z)\tilde{\mathbf{H}}_1 + B(z)\tilde{\mathbf{H}}_2 \end{cases} \quad (2.2)$$

donde $A(z)$, y $B(z)$ es la amplitud de los campos eléctrico y magnético para la guía de onda I y II respectivamente, de igual manera $\tilde{\mathbf{E}}_1$, $\tilde{\mathbf{E}}_2$, $\tilde{\mathbf{H}}_1$ y $\tilde{\mathbf{H}}_2$ son los campos eléctricos y magnéticos de cada guía de onda, de tal forma la suma de estos representa a la distribución de campo electromagnético en el acoplador.

Por lo tanto la distribución de campo de un acoplador también debe satisfacer la ecuación 2.1, tomando en cuenta la siguiente propiedad vectorial del rotacional:

$$\nabla \times (A\mathbf{E}) = A\nabla \times \mathbf{E} + \nabla A \times \mathbf{E} = A\nabla \times \mathbf{E} + \frac{dA}{dz} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}, \quad (2.3)$$

sustituyendo la ecuación 2.2 en 2.1 y usando la propiedad 2.3 podemos obtener la siguiente relación de campo eléctrico y magnético para un acoplador,

$$(\mathbf{u}_z \times \tilde{\mathbf{E}}_1) \frac{dA}{dz} + (\mathbf{u}_z \times \tilde{\mathbf{E}}_2) \frac{dB}{dz} = 0, \quad (2.4)$$

$$(\mathbf{u}_z \times \tilde{\mathbf{H}}_1) \frac{dA}{dz} - j\omega\epsilon_0 A(N^2 - N_1^2)\tilde{\mathbf{E}}_1 + (\mathbf{u}_z \times \tilde{\mathbf{E}}_2) \frac{dB}{dz} - j\omega\epsilon_0 A(N^2 - N_1^2)\tilde{\mathbf{E}}_2 = 0, \quad (2.5)$$

Donde $N^2(x, y)$ es referente a la distribución de índice de refracción en todo el acoplador, \mathbf{u}_z es el vector unitario apuntando en dirección z de las amplitudes $A(z)$ y $B(z)$. Ahora sustituyendo las relaciones anteriores (2.4 y 2.5) en las siguientes formas integrales de la distribución de campo del acoplador,

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}_1^* \cdot (2.5) - \tilde{\mathbf{H}}_1^* \cdot (2.4) dx dy = 0, \quad (2.6)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot (2.5) - \tilde{\mathbf{H}}_2^* \cdot (2.4) dx dy = 0, \quad (2.7)$$

Obteniendo una nueva serie de relaciones para el campo eléctrico y magnético del acoplador [6]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} + \frac{dB}{dz} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^* dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^* dx dy} \\ + jA \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_1^2) (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^* dx dy} \\ + jB \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_2^2) (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^* dx dy} = 0, \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} + \frac{dB}{dz} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^* dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^* dx dy} \\ + jA \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_1^2) (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^* dx dy} \\ + jB \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_2^2) (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^* dx dy} = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Separando la dependencia axial y transversal del campo electromagnético del modo de propagación podemos obtener:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_m = \mathbf{E}_m \text{Exp}(-j\beta_p z) \\ \tilde{\mathbf{H}}_m = \mathbf{H}_m \text{Exp}(-j\beta_p z) \end{cases}, \quad (2.10)$$

donde β_m la constante de propagación para las 2 guías de onda ($m=1,2$) y E_m, H_m son la amplitud de campo eléctrico y magnético dependiente al modo HE_{11} . Sustituyendo la

ecuación 2.10 en las ecuaciones 2.8, 2.9 y factorizando términos se obtiene una nueva relación que involucra a los coeficientes de acoplamiento, teniendo la siguiente forma:

$$\frac{dA}{dz} + c_{12} \frac{dB}{dz} \text{Exp}[-j(\beta_2 - \beta_1)z] + j\chi_1 A + \kappa_{12} B \text{Exp}[-j(\beta_2 - \beta_1)z] = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{dB}{dz} + c_{21} \frac{dA}{dz} \text{Exp}[-j(\beta_2 - \beta_1)z] + j\chi_2 A + \kappa_{21} B \text{Exp}[-j(\beta_2 - \beta_1)z] = 0. \quad (2.12)$$

Los coeficientes de acoplamiento son:

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_q^2) (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_q) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \times \tilde{\mathbf{H}}_p + \tilde{\mathbf{E}}_p \times \tilde{\mathbf{H}}_p^*) dx dy}, \quad (2.13)$$

$$c_{pq} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \times \tilde{\mathbf{H}}_q + \tilde{\mathbf{E}}_q \times \tilde{\mathbf{H}}_p^*) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \times \tilde{\mathbf{H}}_p + \tilde{\mathbf{E}}_p \times \tilde{\mathbf{H}}_p^*) dx dy}, \quad (2.14)$$

$$\chi_p = \frac{\omega \epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_p^2) (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_p) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_p^* \times \tilde{\mathbf{H}}_p + \tilde{\mathbf{E}}_p \times \tilde{\mathbf{H}}_p^*) dx dy}, \quad (2.15)$$

Los valores de $(p, q = 1, 2)$ o $(2, 1)$ representan el subíndice de los coeficientes de acoplamiento de la guía de onda I respecto a la guía de onda II o viceversa. κ_{pq} es el coeficiente de acoplamiento de un acoplador direccional, c_{pq} es también un coeficiente de acoplamiento que se describe la siguiente manera. Para una configuración de guías de onda como se muestra en la figura 2.2, donde la guía de onda I solo existe de en la región $z < 0$ y la guía de onda II en $z \geq 0$. Cuando el eigen modo $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$ de la guía de onda I se propaga dirección $-z$ hasta el origen, el campo electromagnético en el revestimiento excita al eigen modo $(\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2)$ de la guía de onda II en el punto $z=0$. Por lo que a esta eficiencia de excitación de modos se le conoce como el coeficiente de acoplamiento c_{pq} en la interfaz de dos guías de ondas [7].

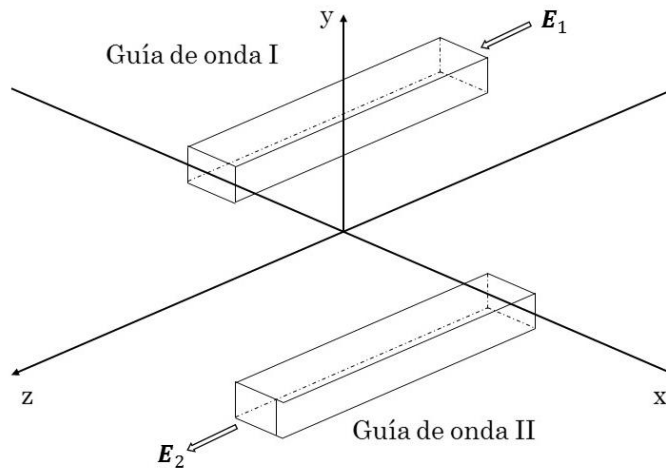


Figura 2.2 Explicación del coeficiente de acoplamiento c_{pq} en la interfaz de 2 guías de onda.

Ahora comparando las magnitudes de κ_{pq} y χ_p en el caso de $p = 1$ y $q = 2$. El valor del término $(N^2 - N_2^2)$ en la guía de onda I es igual a $(n_1^2 - n_2^2)$, y toma el valor de 0 sobre el resto de su región, como se muestra en la figura 2.3. La integral del coeficiente κ_{12} existe solamente en el interior del núcleo de la guía de onda I.

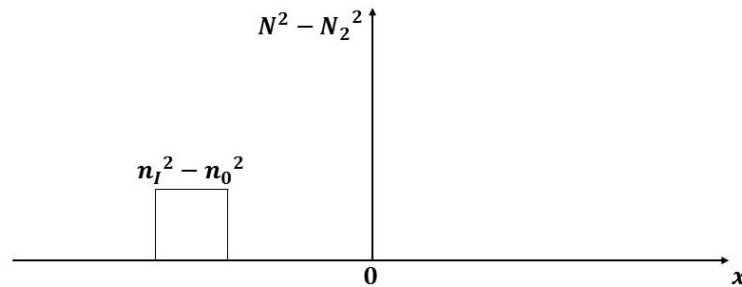


Figura 2.3 Diferencia de las distribuciones de índice de refracción

Si comparamos la magnitud del campo eléctrico $|\mathbf{E}_2|$ dentro de la guía de onda I resulta ser un poco menor que la magnitud de campo $|\mathbf{E}_1|$ ($|\mathbf{E}_2| = \eta |\mathbf{E}_1|$) por lo que la integral del numerador para coeficiente κ_{pq} se aproxima a $(n_1^2 - n_0^2)\eta$, ahora analizando la integral de χ_1 en la ecuación (2.15) en la guía de onda II, donde ahora el término $(N^2 - N_2^2)$ no es precisamente cero. Por lo cual, el numerado del coeficiente de acoplamiento χ_1 es aproximadamente $(n_1^2 - n_0^2)\eta$, ya que la intensidad del campo magnético \mathbf{E}_1 en la guía de onda II es de alrededor de η -veces. Basándonos en las comparaciones anteriores

podemos deducir que el coeficiente de acoplamiento χ_p es η veces más pequeño en comparación de κ_{pq} .

Si dos guías de onda se encuentran lo suficientemente separadas se desprecia χ_p sosteniendo que $\eta \ll 1$, y sucede lo contrario si dos guías de onda se encuentran lo suficientemente cercanas entre sí. Usualmente en el análisis de acopladores direccionales los términos de los coeficientes χ_p y c_{pq} se omiten, por lo que se asume que $\chi_p = c_{pq} = 0$.

Utilizando el teorema integral de Gauss y el vector de Poynting se deduce una expresión para el flujo de potencia promediada en el tiempo $\langle P \rangle_t$ a partir del producto cruz de su campo electromagnético,

$$\langle P \rangle_t = \iint_s \frac{1}{2} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{u}_z ds. \quad (2.16)$$

Para el análisis de guías de onda la ecuación 2.16 se expande para la potencia óptica llevada por del eigen modo p ($p=1,2$) y es expresada como:

$$P_p = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) \cdot \mathbf{u}_z dx dy \quad (p = 1,2), \quad (2.17)$$

sustituyendo 2.17 en 2.13 – 2.15 se conoce que el denominador de dichas ecuaciones es igual a $4P_p$. Para que esta condición se cumpla es necesario asumir que los eigen modos están normalizados es decir:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E}_p^* \times \mathbf{H}_p + \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) \cdot \mathbf{u}_z dx dy = 4P_p = 1 \quad (p = 1,2), \quad (2.18)$$

La ecuación 2.18 nos permite deducir la siguiente relación de los coeficientes de acoplamiento χ_p y c_{pq} ,

$$\begin{cases} c_{12} = c_{21}^* \\ c_{21} = c_{12}^* \end{cases}, \quad (2.19)$$

$$\chi_p = \chi_p^*. \quad (2.20)$$

Se expresa la diferencia de constantes de propagación de las guías de onda (I, II) como:

$$\delta = \frac{(\beta_2 - \beta_1)}{2}, \quad (2.21)$$

de igual forma tomando la deducción para el flujo de potencia aplicada para el acoplador en su totalidad obtenemos:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} (\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^*) \cdot \mathbf{u}_z dx dy. \quad (2.22)$$

Analizando las guías de onda como un medio de bajas pérdidas o bien despreciables, podemos sustituir las ecuaciones 2.2 y 2.10 en la ecuación 2.21 resultando:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} [|A|^2 + |B|^2 + A^* B c_{12} \text{Exp}(-j2\delta z) + AB^* c_{12}^* \text{Exp}(j2\delta z)], \quad (2.23)$$

asumiendo lo anterior, no existe un cambio en la potencia óptica con respecto a z por lo que su derivada es 0,

$$\frac{d\mathbf{P}}{dz} = 0, \quad (2.24)$$

ahora sustituyendo las ecuaciones 2.11, 2.12 y 2.23 en 2.24 obtenemos:

$$jA^* B (\kappa_{21}^* - \kappa_{12} - 2\delta c_{12}) \text{Exp}[-j2\delta z] - jAB^* (\kappa_{21} - \kappa_{12}^* - 2\delta c_{12}^*) \text{Exp}[j2\delta z] = 0. \quad (2.25)$$

Para que la ecuación 2.25 satisfaga la igualdad independientemente a la variable z debe cumplir la siguiente relación,

$$\kappa_{21} = \kappa_{12}^* + 2\delta c_{12}^*. \quad (2.26)$$

En el caso más general el coeficiente de acoplamiento cumple con la siguiente reciprocidad $\kappa_{21} = \kappa_{12}^*$, a partir que $c_{12} \approx 0$. Otra forma de comprobar esta conjetura es asumiendo guías de onda idénticas para la fabricación del acoplador por lo que ambas guías propagan el mismo modo HE_{11} y la diferencia de constantes de propagación es cero ($\delta=0$),

o bien los núcleos de las guías están lo suficientemente separadas para que la excitación de los modos en su interfaz núcleo – revestimiento sea nula $c_{12} \cong 0$.

Para derivar las ecuaciones diferenciales de modos acoplados usamos 2.11 y 2.12, con la igualdad de las ec. (2.11-2.12)* $c_{12} \text{Exp}[-j2\delta z]=0$ y (2.12-2.11)* $c_{21} \text{Exp}[j2\delta z]=0$, obteniendo:

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa_a B \text{Exp}[-j2\delta z] + j\alpha_a A \quad (2.27)$$

$$\frac{dB}{dz} = -j\kappa_b A \text{Exp}[2\delta z] + j\alpha_b B \quad (2.28)$$

Donde los parámetros κ_a , κ_b , α_a y α_b son definidos por los coeficientes de acoplamiento ya mencionados de la siguiente forma:

$$\kappa_a = \frac{\kappa_{12} - c_{12}\chi_2}{1 - |c_{12}|^2} \quad (2.29a)$$

$$\kappa_b = \frac{\kappa_{12} - c_{12}^*\chi_1}{1 - |c_{12}|^2} \quad (2.29b)$$

$$\alpha_a = \frac{\kappa_{21}c_{12} - \chi_1}{1 - |c_{12}|^2} \quad (2.30a)$$

$$\alpha_b = \frac{\kappa_{21}c_{12}^* - \chi_2}{1 - |c_{12}|^2} \quad (2.30b)$$

Siguiendo con el análisis de los acopladores y sus ecuaciones de modos acoplados 2.27, 2.28. Aplicado a un acoplador codireccional es decir ($\beta_1 > 0$, $\beta_2 > 0$) la luz que se propaga en las guías de onda viajan en la misma dirección, retomando la asunción $\chi_p = c_{pq} = 0$ con ($p, q=1,2$), podemos reescribimos las ecuaciones de modos acoplados en una versión más simplificada de la siguiente manera,

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa_{12} B \text{Exp}[-j(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (2.31)$$

$$\frac{dB}{dz} = -j\kappa_{21} A \text{Exp}[+j(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (2.32)$$

La relación de reciprocidad de los coeficientes de acoplamiento en un acoplador codireccional es usualmente real por lo que se define $\kappa = \kappa_{12} = \kappa_{21}$ y para un acoplador contra direccional es definida por $\kappa_{21} = -\kappa_{12}^*$.

2.3 Acoplador codireccional

Como se ha mencionado el acoplador direccional o codireccional es un dispositivo que tiene la característica de guiar la luz en el mismo sentido de propagación inicial, las configuraciones generales para dispositivos de fibra óptica son de 2x2 o 1x2 en cuanto a sus puertos de entrada y salida respectivamente, teniendo las características en su propagación ($\beta_1 > 0, \beta_2 > 0$).

Usando la teoría de modos acoplados descrita en la sección 2.2.1 se describe el principio de funcionamiento de dicho dispositivo y se presentan un conjunto de ecuaciones diferenciales que representan el fenómeno físico (2.31 y 2.32). Las soluciones de dichas ecuaciones se describen en el apéndice A y se asumen como siguen:

$$\mathbf{A}(z) = [a_1 e^{jqz} + a_2 e^{-jqz}] \text{Exp}(-j\delta z), \quad (2.33a)$$

$$\mathbf{B}(z) = [b_1 e^{jqz} + b_2 e^{-jqz}] \text{Exp}(j\delta z), \quad (2.33b)$$

donde q es un parámetro por determinar (ver apéndice A) al encontrar las raíces de la ecuación característica, para encontrar las constantes a_1, a_2, b_1 y b_2 usamos las condiciones iniciales es decir $z=0$, y deben satisfacer lo siguiente:

$$\mathbf{A}(0) = a_1 + a_2, \quad (2.34a)$$

$$\mathbf{B}(0) = b_1 + b_2, \quad (2.34b)$$

Substituyendo las ecuaciones 2.33 en las ecuaciones de modos acoplados 2.31 y 2.32 y aplicando las condiciones iniciales descritas en 2.34, podemos obtener,

$$\mathbf{A}(z) = \left\{ \left[\cos(qz) + j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \right] \mathbf{A}(0) - j \frac{\kappa}{q} \text{sen}(qz) \mathbf{B}(0) \right\} \text{Exp}(-j\delta z), \quad (2.35)$$

$$\mathbf{B}(z) = \left\{ -j \frac{\kappa}{q} \text{sen}(qz) \mathbf{A}(0) + \left[\cos(qz) - j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \right] \mathbf{B}(0) \right\} \text{Exp}(j\delta z). \quad (2.36)$$

Las ecuaciones 2.35 y 2.36 reproducen los elementos de la matriz de transmisión descrita en la siguiente sección, también describen la amplitud de campo eléctrico y magnético a lo largo del eje de propagación z del acoplador direccional. Esta zona es llamada como región de acoplamiento y las amplitudes de campo electromagnético $A(z)$ y $B(z)$ son dependientes una respecto a la otra de acuerdo a su condición inicial.

2.3.1 Matriz de transmisión

La matriz de transmisión relaciona los campos electromagnéticos de entrada respecto a la salida del acoplador direccional [8] de tal manera podemos reescribir las ecuaciones 2.35 y 2.36 en forma matricial,

$$\mathbf{T} = \begin{matrix} \mathbf{A}(z) \\ \mathbf{B}(z) \end{matrix} = \begin{bmatrix} e^{-j\delta z} & 0 \\ 0 & e^{j\delta z} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} \varrho_{11} & \varrho_{12} \\ \varrho_{21} & \varrho_{22} \end{bmatrix} \begin{matrix} \mathbf{A}(0) \\ \mathbf{B}(0) \end{matrix} \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

donde:

$$\varrho_{11} = \cos(qz) + j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \quad (2.38a)$$

$$\varrho_{12} = -j \frac{\kappa}{q} \text{sen}(qz) \quad (2.38b)$$

$$\varrho_{21} = -j \frac{\kappa}{q} \text{sen}(qz) \quad (2.38c)$$

$$\varrho_{22} = \cos(qz) - j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \quad (2.38d)$$

con $q = (\kappa^2 + \delta^2)^{1/2}$ y κ el coeficiente de acoplamiento el cual se determina para fibras ópticas en la sección 2.4 del capítulo.

2.3.2 Transferencia periódica de potencia óptica

En el caso más general los acopladores de fibra óptica se acopla luz inicialmente ($z = 0$) por uno de sus puertos es decir en una sola guía de onda, teniendo la condición que las amplitudes de campo electromagnético inicialmente son $A(0) = A_0$ y $B(0) = B_0$. Permitiendo simplificar la matriz de transmisión de la siguiente forma,

$$\mathbf{A}(z) = \left\{ \left[\cos(qz) + j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \right] \mathbf{A}(0) \right\} \text{Exp}(-j\delta z), \quad (2.39a)$$

$$\mathbf{B}(z) = \left\{ -j \frac{\kappa}{q} \text{sen}(qz) \mathbf{A}(0) \right\} \text{Exp}(j\delta z). \quad (2.39b)$$

La potencia óptica usualmente es proporcional al módulo al cuadrado de la amplitud de campo eléctrico ($P \propto |E|^2$), de tal modo se puede representar la potencia óptica normalizada en ambas guías de onda usando las ecuaciones 2.39 de la siguiente forma,

$$P_a(z) = \frac{|A(z)|^2}{|A_0|^2} = 1 - F \sin^2(qz), \quad (2.40)$$

$$P_b(z) = \frac{|B(z)|^2}{|A_0|^2} = F \sin^2(qz), \quad (2.41)$$

Donde F denota la máxima eficiencia de potencia acoplada por el dispositivo definido como sigue:

$$F = \left(\frac{\kappa}{q} \right)^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta}{\kappa} \right)^2}. \quad (2.42)$$

La figura 2.4 muestra intercambio periódico de energía dependiente de P_a y P_b con una distancia normaliza $qz = \pi$ con una eficiencia máxima ideal es decir $F = 1$. La potencia máxima intercambiada por la guía I a II se logra a una distancia:

$$z = \frac{\pi}{2q} (2m + 1) \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.43)$$

La longitud z en $m = 0$ es llamada como longitud de acoplamiento y es dada por:

$$L_c = \frac{\pi}{2q} = \frac{\pi}{2\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \quad (2.44)$$

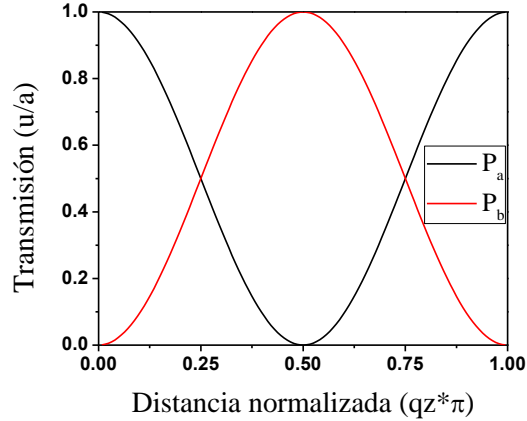


Figura 2.4 Variación periódica de la potencia óptica en un acoplador direccional con $F=1$.

En nuestro caso usamos guías de onda con FOs idénticas por lo que las constantes de propagación son idénticas $\beta_1=\beta_2$ y $\delta=0$, por lo tanto, la longitud de acoplamiento es:

$$L_c = \frac{\pi}{2\kappa}. \quad (2.45)$$

2.4 Derivación del coeficiente de acoplamiento para fibras ópticas

Usando nuevamente el principio de reciprocidad de un acoplador codireccional de fibra óptica ($\kappa=\kappa_{12}=\kappa_{21}$), la ecuación 2.13 se reescribe para el los modos excitados ($p=1, q=2$) de la siguiente forma:

$$\kappa = \frac{\omega\epsilon_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_2^2)(\mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1 + \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^*) dx dy} \quad (2.46)$$

Generalmente los dispositivos de fibra óptica son fabricados con fibra estándar monomodo, haciendo uso de esta asunción podemos utilizar las propiedades del modo fundamental de propagación de una fibra óptica HE_{11} y la aproximación de guiado débil ($n_{nucleo} - n_{clad} \approx 0$) podemos escribir las relaciones de dispersión modal $s = s_1 = s_2 = -1$ deducido a partir de la siguiente expresión.

$$s = \frac{n \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)}{\left[\frac{J'_n(u)}{uJ_n(u)} + \frac{K'_n(w)}{wK_n(w)} \right]} \quad (2.47)$$

Donde el denominador de la ecuación 2.47 es conocido como la relación de dispersión para modos híbridos, usando la condición de guiado débil es fácil ver que la ecuación 2.47 es bien aproximada a:

$$\left[\frac{J'_n(u)}{uJ_n(u)} + \frac{K'_n(w)}{wK_n(w)} \right] = -n \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (2.48)$$

Y

$$s_1 = \frac{\beta^2}{k^2 n_{core}^2} s \quad (2.49a)$$

$$s_2 = \frac{\beta^2}{k^2 n_{clad}^2} s \quad (2.49b)$$

De acuerdo a las asunciones anteriores, las componentes de campo electromagnético del modo fundamental de propagación en una fibra monomodo se pueden escribir en su forma cartesiana usando funciones Bessel para las siguientes regiones de la fibra óptica.

Para el núcleo ($0 \leq r \leq a$):

$$\mathbf{E}_x = C J_0 \left(\frac{u}{a} r \right) \cos \psi \quad (2.50a)$$

$$\mathbf{E}_y = -C J_0 \left(\frac{u}{a} r \right) \sen \psi \quad (2.50b)$$

$$\mathbf{E}_z = j \frac{u}{\beta a} C J_1 \left(\frac{u}{a} r \right) \cos(\theta + \psi) \quad (2.50c)$$

$$\mathbf{H}_x = \frac{\omega \epsilon_0 n_{core}^2}{\beta} C J_0 \left(\frac{u}{a} r \right) \sen \psi \quad (2.50d)$$

$$\mathbf{H}_y = \frac{\omega \epsilon_0 n_{core}^2}{\beta} C J_0 \left(\frac{u}{a} r \right) \cos \psi \quad (2.50e)$$

$$\mathbf{H}_z = j \frac{u}{\omega \epsilon_0 a} C J_1 \left(\frac{u}{a} r \right) \sen(\theta + \psi) \quad (2.50f)$$

Para el cladding ($r > a$):

$$\mathbf{E}_x = C \frac{J_0(u)}{K_0(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \cos\psi \quad (2.51a)$$

$$\mathbf{E}_y = -C \frac{J_0(u)}{K_0(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \sen\psi \quad (2.51b)$$

$$\mathbf{E}_z = j \frac{u}{\beta a} C \frac{J_1(u)}{K_1(w)} K_1\left(\frac{w}{a}r\right) \cos(\theta + \psi) \quad (2.51c)$$

$$\mathbf{H}_x = \frac{\omega\epsilon_0 n_{clad}^2}{\beta} C \frac{J_0(u)}{K_0(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \sen\psi \quad (2.51d)$$

$$\mathbf{H}_y = \frac{\omega\epsilon_0 n_{clad}^2}{\beta} C \frac{J_0(u)}{K_0(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \cos\psi \quad (2.51e)$$

$$\mathbf{H}_z = j \frac{u}{\omega\epsilon_0 a} C \frac{J_1(u)}{K_1(w)} K_1\left(\frac{w}{a}r\right) \cos(\theta + \psi) \quad (2.51f)$$

Donde u y w son los numero de onda transversales normalizados dependientes del índice de refracción efectivo de las fibras ópticas y la constante C esta relacionada con la amplitud de campo A ($C = -jA\beta a/u$) y se puede escribir con una dependencia en la potencia óptica.

$$|C| = \frac{w}{avJ_1(u)} \sqrt{\frac{2P\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{\pi n_{core}}} \quad (2.52)$$

La velocidad de la luz es $c = 1/(\mu_0\epsilon_0)^{1/2}$, usando nuevamente al denominador de la ecuación 2.46, se había determinado que es equivalente a $4P$, en el análisis previo al coeficiente de acoplamiento. Considerando ahora la integral del numerador de dicha ecuación, se sabe que la distribución de índice de refracción $N^2(r,\theta) - N_2^2(r,\theta)$ es cero fuera del núcleo de la guía de onda I como se demostró en la figura 2.3, por lo que el campo eléctrico E_1 y E_2 es representado por las ecuaciones 2.50a – 2.50c para la región del núcleo y 2.51a – 2.51c para el cladding respectivamente. Por lo tanto expresando el producto punto $E_1^* \cdot E_2 = E_{x1}^* E_{x2} + E_{y1}^* E_{y2} + E_{z1}^* E_{z2}$ obtenemos:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 = & |C|^2 \frac{J_0(u)}{K_0(w)} J_0\left(\frac{u}{a}r\right) K_0\left(\frac{w}{a}R\right) + \\ & \left(\frac{u}{\beta a}\right)^2 |C|^2 \frac{J_1(u)}{K_1(w)} J_1\left(\frac{u}{a}r\right) K_1\left(\frac{w}{a}R\right) \times \cos(\theta + \psi) \cos(\Theta + \Psi) \end{aligned} \quad (2.53)$$

Siendo (R, Θ) un sistema coordenado con el origen al centro del núcleo 2 como se muestra en la figura 2.5. La separación de los dos núcleos respecto a su centro es descrito por la distancia D , usando ley de cosenos podemos conocer el radio R y aproximando $D \gg r$:

$$R = (D^2 + r^2 - 2Dr \cos\theta)^{1/2} \cong D - r \cos\theta \quad (2.54)$$

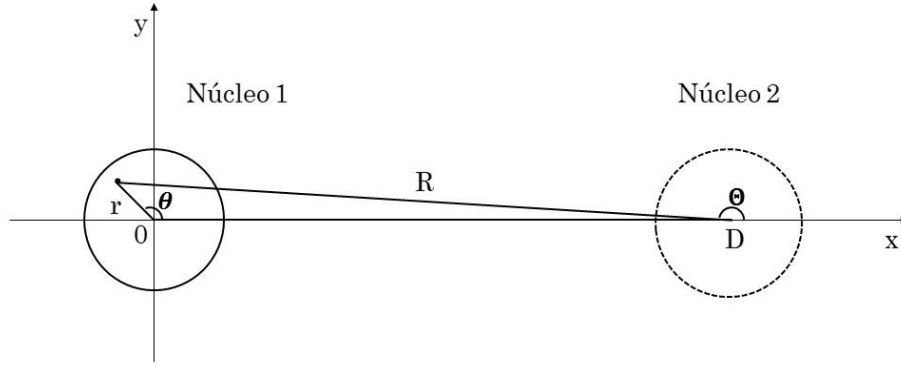


Figura 2.5 Nuevo sistema coordenado usado en la integral de la ec. 2.46.

El segundo término de la ecuación 2.53 tiene valores suficientemente pequeños y pueden ser despreciables para un análisis general de la integral del numerador de la ec. 2.46, realizando el cambio de base a un sistema de coordenadas cilíndricas resulta [9]:

$$\begin{aligned} S = & \iint_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_2^2) (\mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2) dx dy \\ & = \int_0^{2\pi} \int_0^a (n_{core}^2 - n_{clad}^2) |C|^2 \frac{J_0(u)}{K_0(w)} J_0\left(\frac{u}{a}r\right) K_0\left(\frac{w}{a}R\right) r dr d\theta \end{aligned} \quad (2.55)$$

Si el argumento de la función modificada de Bessel $K_0(z)$ toma valores muy grandes lo cual es el caso, podemos aproximar a la función a:

$$K_0(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} \text{Exp}(-z) \quad (2.56)$$

Aplicando esta aproximación a 2.55 y haciendo el cambio de variable $z=w/a(D-r \cdot \cos\theta)$ y simplificando la integral de la siguiente manera.

$$S = (n_{core}^2 - n_{clad}^2) |C|^2 \frac{J_0(u)}{K_0(w)} \sqrt{\frac{\pi a}{2wD}} \text{Exp}\left(-\frac{w}{a}D\right) \int_0^{2\pi} \int_0^a J_0\left(\frac{u}{a}r\right) \text{Exp}\left(\frac{w}{a}r \cos\theta\right) r dr d\theta \quad (2.57)$$

La ecuación anterior se reescribe usando las propiedades de las formulas integrales de Bessel [10].

$$I_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \text{Exp}(z \cos\theta) d\theta \quad (2.58a)$$

$$\int_0^1 J_0(uz) I_0(wz) z dz = \frac{J_0(u) w I_1(w) + I_0(w) u J_1(u)}{u^2 + w^2} \quad (2.58b)$$

Aplicando las formulas integrales de Bessel en S y realizando los cambios de variable adecuados obtenemos que la integral es:

$$S = 2\pi a^2 (n_{core}^2 - n_{clad}^2) |C|^2 \frac{J_0(u)}{K_0(w)} \sqrt{\frac{\pi a}{2wD}} \text{Exp}\left(-\frac{w}{a}D\right) \times \frac{u J_1(u)}{v^2 K_1(w)} \times \left[\frac{J_0(u)}{u J_1(u)} w K_1(w) I_1(w) + K_1(w) I_0(w) \right] \quad (2.59)$$

Para simplificar el resultado de la integral y poder obtener el coeficiente de acoplamiento utilizamos la relación de recursión de las funciones de Bessel para el eigenvalor HE_{11} y usando la siguiente formula de la función modificada de Bessel.

$$\left(\frac{J_{n-1}(u)}{u J_n(u)} = \frac{K_{n-1}(w)}{w K_n(w)} \right) \text{ con } n = 1 \quad (2.60)$$

$$K_0(w) I_1(w) + K_1(w) I_0(w) = \frac{1}{w} \quad (2.61)$$

Entonces el coeficiente de acoplamiento κ para fibras ópticas en un acoplador codireccional es representado por:

$$\kappa = \frac{\sqrt{\Delta}}{a} \frac{u^2}{v^3 K_1^2(w)} \sqrt{\frac{\pi a}{wD}} \text{Exp}\left(-\frac{w}{a}D\right) \quad (2.62)$$

Hasta ahora se ha presentado un análisis teórico fundamentado que representa el fenómeno físico de un acoplador codireccional de fibra óptica, se conocen las características y dependencias del funcionamiento de este tipo de dispositivos, como lo son sus dimensiones físicas, la longitud de onda de operación, el coeficiente de acoplamiento, la distancia de interacción entre (FOs), la aproximación para fibras monomodo y el coeficiente de acoplamiento que es vital para describir el comportamiento de transferencia de energía del dispositivo.

Tomando como base el conocimiento recabado a lo largo de este capítulo se realizó una simulación que describe el comportamiento de la potencia óptica en un acoplador codireccional, haciendo uso de la matriz de transmisión y el coeficiente de acoplamiento para (FOs) y las dimensiones físicas del acoplador, como lo son su diámetro de cuello y longitud del mismo. La simulación es lo más aproximado a la realidad que describe el fenómeno físico de transferencia de energía, la figura 2.6 muestra el intercambio de energía obtenido en un acoplador bicónico compuesto de 2 fibras ópticas, con una longitud de 35.36 mm de distancia acoplamiento y un diámetro de cintura de 20 micras.

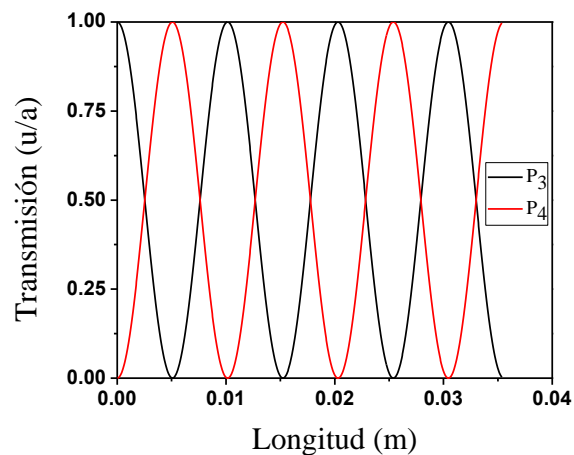


Figura 2.6 Transferencia de potencia en un acoplador de 3 cm de longitud.

Los acopladores de fibra óptica presentan un perfil físico que depende de su fabricación, este apartado será descrito en la sección 2.5. En la mayoría de los casos el acoplador presenta una región adelgazada donde ocurre el intercambio de energía, por lo cual se cómo conoce como región de acoplamiento. El dispositivo cuenta con cuatro puertos, siendo 2 de entrada y 2 de salida. La figura 2.7 muestra un esquema típico de un acoplador de fibra óptica.

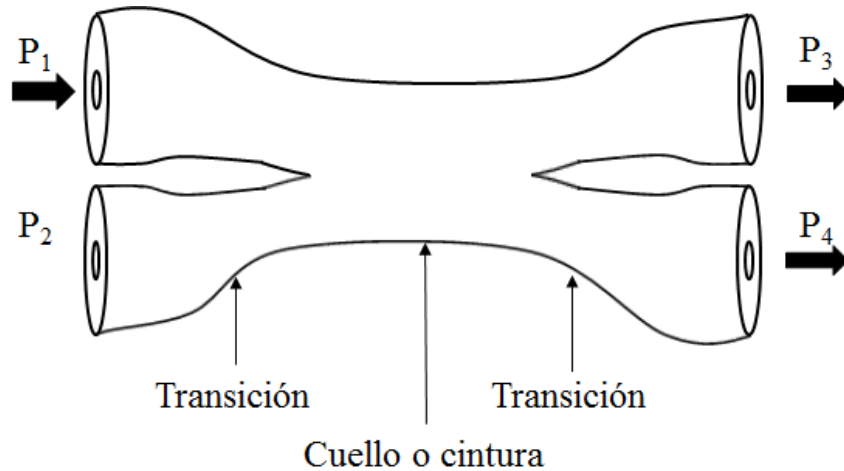


Figura 2.7 Esquema de un acoplador de fibra óptica.

2.5 Diseño de acopladores de fibra óptica por fusión y estiramiento

El laboratorio de fibras ópticas cuenta con un sistema para adelgazar fibra óptica usando la máquina para la fabricación de fibras ópticas estrechadas por fusión y estiramiento (MFFOE), la cual consiste de 3 motores a pasos, dos montajes para las fibras ópticas a estrechar, un control de gases para la flama y un mechero móvil. Dos de sus motores se encargan de mover los sujetadores de fibra para así estirar las fibras a una velocidad uniforme, el motor restante tiene la función de mover de izquierda a derecha el mechero y controlar la fusión de las fibras. El control de gases se encarga de aplicar un flujo de gas controlado, el cual consiste de una mezcla de oxígeno y butano, resultando una llama con temperatura mayor a los 1,000 °C. El calor aplicado a ambas fibras ópticas es uniforme lo que permite estirarlas sin fracturarlas o romperlas.

La MFFOE cuenta con su propio software para definir los parámetros del dispositivo a fabricar, como el diámetro de cuello o cintura (micras), la velocidad de los motores que estiran las fibras ópticas, la velocidad de oscilación del quemador, la amplitud del mechero y el parámetro de transición (α) deseado.

El método para obtener un acoplamiento adecuado es colocar las fibras y realizar cruces entre ellas en la región a estrechar. Al final del proceso de fabricación, si los núcleos de las fibras se encuentran lo suficientemente cerca, se puede obtener un acoplamiento de energía entre una fibra a otra.

El proceso de fabricación es monitoreado en tiempo real mediante el uso de 2 detectores de la marca ThorLabs PDA10D, los cuales operan en una región espectral de 800 a 2600 nm y detectan la luz de los puertos 3 y 4 del acoplador, los detectores son conectados a los canales 1 y 2 de un osciloscopio de marca Tektronix MDO3000, de tal forma se puede obtener la medición de transferencia de energía durante el proceso de estirado. El montaje usado para la fabricación de dichos dispositivos se ilustra en la figura 2.8.

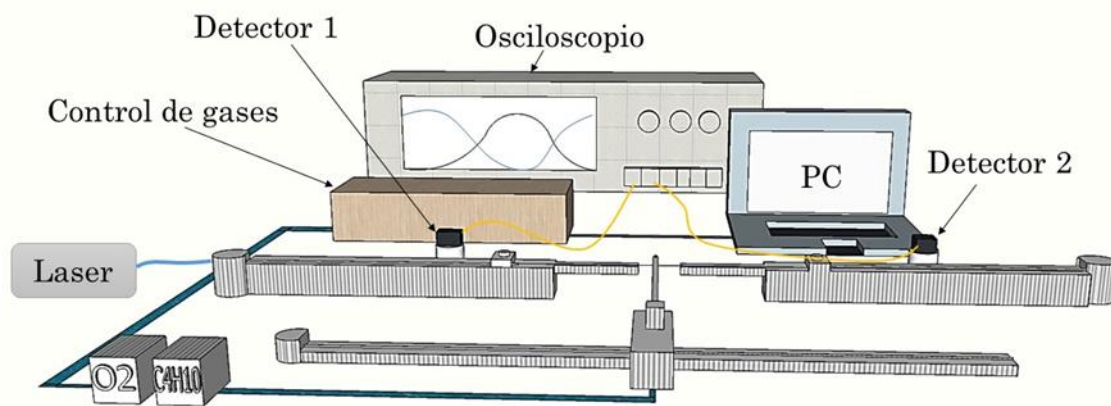


Figura 2.8 Montaje experimental para la fabricación de acopladores bicónicos.

Esta técnica tiene la ventaja de poder detener el proceso de fabricación en cualquier instante, esto nos permite fabricar acopladores con cualquier razón de acoplamiento de una manera precisa. Para la fabricación de estos dispositivos, se empleó fibra óptica estándar (Corning SMF 28), también se usó un láser de fibra óptica con emisión a 1.85 micras, con el objetivo de medir la transmisión de salida en los puertos 3 y 4. La figura 2.9 muestra las

gráficas de transmisión de potencia en función de la longitud de estiramiento obtenidas en la fabricación de 3 acopladores. La razón de acoplamiento es de 50/50, 80/20 y 60/40, respectivamente.

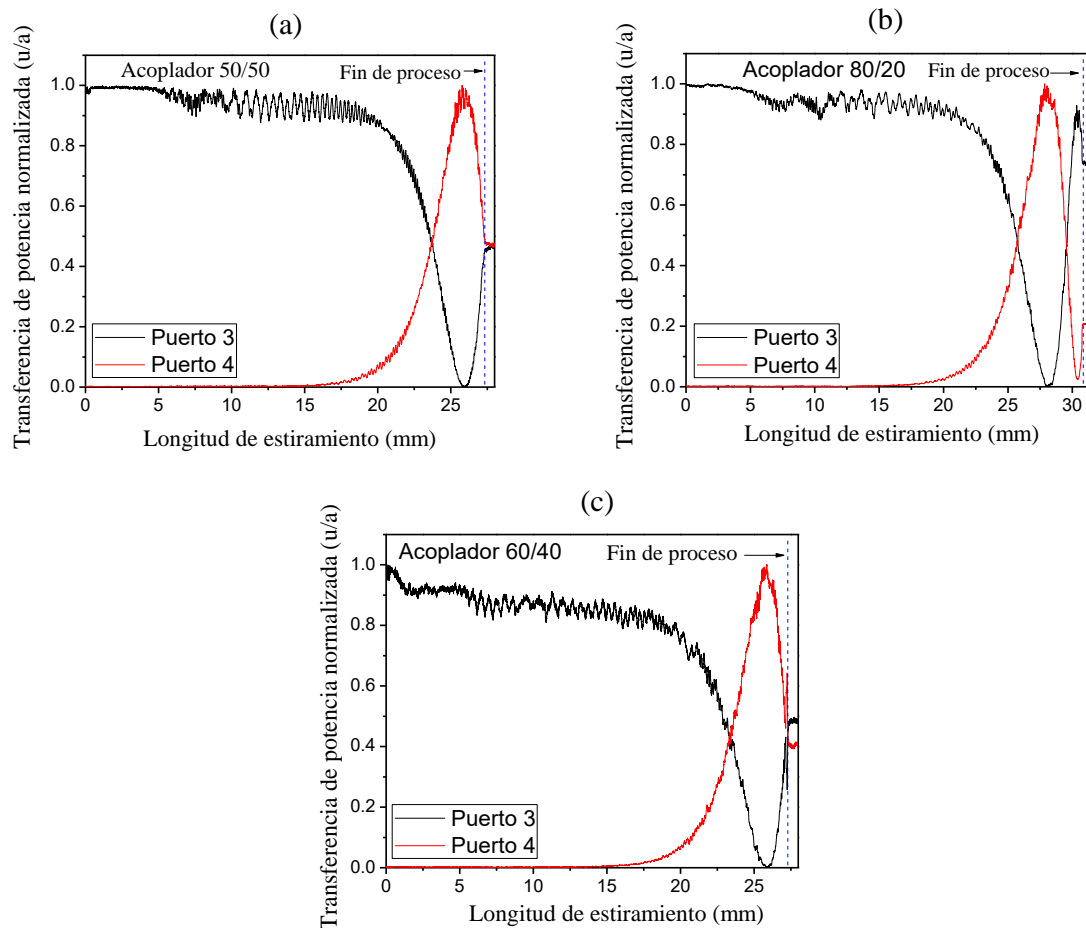


Figura 2.9 Graficas de potencia normalizada contra longitud de estiramiento obtenidas durante el proceso de fabricación de acopladores a 1854 nm con razón de acoplamiento (a) 50/50, (b) 80/20 y (c) 60/40.

El diseño físico al final del proceso de fabricación de un acoplador se ilustra en la figura 2.10, mostrando la dirección de propagación de la luz en el dispositivo.

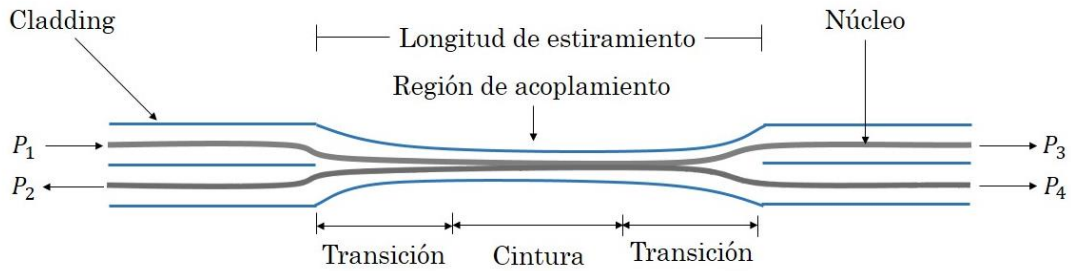


Figura 2.10 Esquema de un acoplador bicónico, fabricado por fusión y estiramiento.

La caracterización típica en un acoplador, se obtiene al medir las pérdidas por inserción, exceso de pérdidas y directividad. Para ello es necesario medir la potencia óptica en los puertos P_2 , P_3 y P_4 . Y usar a las siguientes ecuaciones.

$$\text{Razon de acoplamiento } R(\%) = \frac{P_4}{P_3 + P_4} \times 100 \quad (2.63)$$

$$\text{Exceso de pérdidas}(dB) = 10 \log \frac{P_1}{P_3 + P_4} \quad (2.64)$$

$$\text{Pérdidas por inserción } (dB) = 10 \log \frac{P_1}{P_4} = \text{Exceso de perdidas} + R(dB) \quad (2.65)$$

$$\text{Directividad}(dB) = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \quad (2.66)$$

Los acopladores fabricados bajo la técnica de fusión y estiramiento, presentan perdidas por inserción < 3 dB, por lo que vuelve a estos dispositivos muy competitivos con los que actualmente se encuentran en el mercado, teniendo la ventaja de operar en la región espectral de 2 micras y tener un costo de manufactura bajo.

2.6 Referencias

- [1] Jie Teng, Jian Yang, Chunxiao Lv, "Guidelines for design and fabrication of fused fiber coupler based wavelength division multiplexings", Opt. Fiber Technol. (2014). Pp. 239–244.
- [2] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, and R. G. Lamont, "Biconical-taper single-mode fiber coupler," Opt. Lett, pp. 327-328, 1981.
- [3] K. Okamoto, "Fundamentals of Optical Waveguides", Academic Press, Cap, 4., pp.159-166, 2000.

- [4] K. Okamoto, “*Fundamentals of Optical Waveguides*”, Academic Press, Cap, 3., pp.57-75, 2000.
- [5] Marcuse, D, “*Light Transmission Optics*,” New York: Van Nostrand Reinhold, 1972.
- [6] K. Okamoto, “*Fundamentals of Optical Waveguides*”, Academic Press, Appendix 4A, pp.168-170, 2000.
- [7] Hardy, A., and W. Streifer, “Coupled-mode theory of parallel waveguides”, IEEE J. Lightwave Tech. LT-3, pp. 1135–1147, 1985
- [8] B.E. A. Saleh, “*Fundamentals of photonics*” M.C. Teich pp. 313-317, second edition, 2007
- [9] Marcuse, D, “The coupling of degenerate modes in two parallel dielectric waveguides”, Bell. Syst. Tech. J. 50, pp. 1791–1816, 1971.
- [10] Watson, G. N. “*Theory of Bessel Functions*”, New York: Cambridge University Press, 1962.

Capítulo 3

Laser de Fibra Dopada con Tulio

3.1 Introducción

En el presente capítulo se realiza un análisis teórico y experimental de un láser de fibra óptica con una configuración de cavidad tipo anillo, siendo su objetivo principal la caracterización de los dispositivos WDM.

Siguiendo el contexto de fabricar dispositivos de fibra óptica como lo son los acopladores y WDMs en la región espectral de 2 micras, es necesario desarrollar una fuente de luz láser en dicha región espectral. El medio de ganancia propuesto para el láser es fibra dopada de iones de Tulio (Tm^{3+}), la cual es usada generalmente para el desarrollo de láseres de fibra óptica en la región espectral de 2 micras. En este capítulo se describen las propiedades espectrales (emisión, absorción) de este tipo de fibra óptica dopada.

Una característica importante en un láser de fibra óptica, es el requerimiento de un sistema de bombeo óptico, dicha señal de bombeo tiene como función excitar los iones de la fibra dopada, permitiendo el efecto de emisión estimulada. Por lo tanto, en nuestro caso es necesario implementar un láser de fibra óptica adicional que sirva de bombeo en la región espectral de 1550 nm para excitar los iones de la fibra dopada con tulio. El láser de bombeo propuesto tiene como medio activo una fibra dopada con iones de Erblio e Yterbio (Er/Yb) que de igual forma se detallan sus características espectrales.

Finalmente, se lleva acabo el desarrollo experimental para el sistema laser el cual funciona en el régimen de onda continua, por sus siglas en inglés mejor conocido como (CW, continuous wave). Es importante resaltar que el sistema laser descrito en este capítulo se pretende usar para futuras aplicaciones en la región espectral de 2 micras, ya que en la actualidad existe un gran interés de investigación por sus aportes en medicina, militares e industriales [1].

3.2 Fibras ópticas dopadas con Tulio

El interés de las fibras ópticas dopadas con tulio se debe a su gran ancho de banda espectral de operación que va de 1700 a 2100 nm, siendo una característica de esta tierra rara, la figura 3.1 muestra los diferentes rangos espectrales de operación para los diferentes iones de tierras raras usados como dopantes de las fibras de sílice [2].

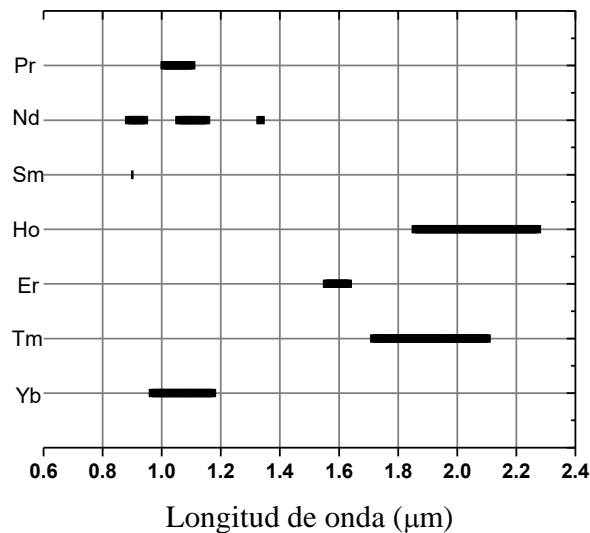


Figura 3.1 Longitudes de onda de operación en láseres de onda continua para láseres de fibra óptica dopada con tierras raras [3].

El tulio consta con una amplia banda de absorción, de la cual se deducen los estados excitados para la amplificación o emisión estimulada, estos varían de acuerdo a su medio de hospedaje y del tipo de dopante. Las fibras dopadas con iones de tulio usualmente utilizan medios de hospedaje basados en matrices cristalinas de sílice o flúor zirconitas, para nuestro caso usamos un medio de fibra de sílice como hospedaje. En general las fibras dopadas con iones de tulio presentan un diagrama de 3 niveles de energía con una transición no radiativa, como se muestra en la figura 3.2, la flecha descendente entre los niveles de energía $E_2 \rightarrow E_0$, indican la emisión estimulada o bien acción laser para la región espectral de 1.85 micras y la flecha ascendente entre los niveles energéticos $E_0 \rightarrow E_3$ representa el bombeo usado para excitar dicho estado.

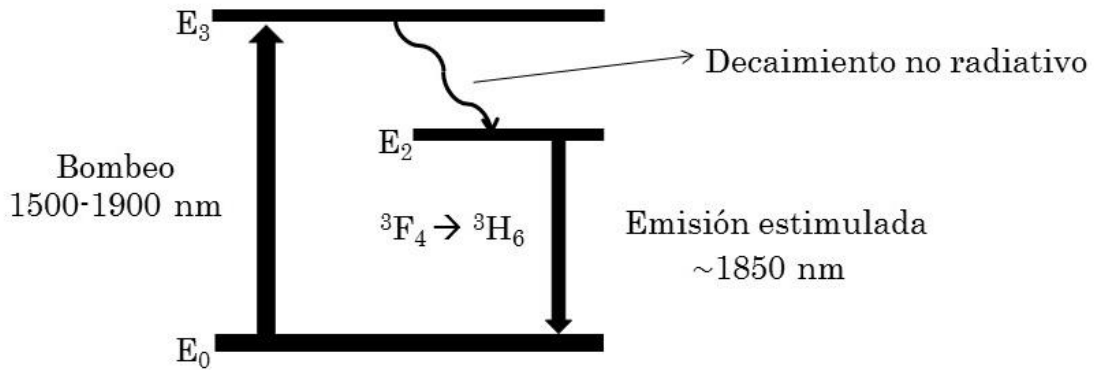


Figura 3.2 Niveles de energía en fibra de sílice dopado con Tm^{3+} .

La transición ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ cuenta con un pico central de emisión en 1850 nm y proporciona una amplia región de ajuste de operación láser, también presenta un ancho de banda extenso para su uso como amplificador óptico. Por otra parte, la banda de absorción que representa al estado excitado ${}^3\text{F}_4$ es casi igual de extensa, ver figura 3.3, para lograr dicho estado se requiere de un bombeo óptico de 1500 – 1900 nm [4].

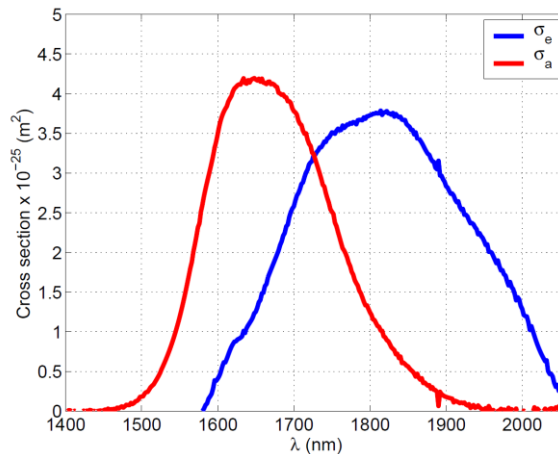


Figura 3.3 Espectro de absorción (σ_a) y emisión (σ_e) de iones de Tm^{3+} con hospedaje fibra de sílice [5].

Una característica importante del medio ópticamente activo de un láser, es la eficiencia cuántica, esta relaciona la densidad de iones que pueden ser excitados por un bombeo óptico externo y la eficiencia con la cual estos iones excitados puedan ser utilizados para la emisión estimulada. Las fibras de sílice dopadas con iones de tulio, cuentan con una eficiencia cuántica relativamente baja del orden 5 a 10% para el estado ${}^3\text{F}_4$ por lo que la

condición de umbral de emisión se ve afectada. Sin embargo, esto no afecta su pendiente de eficiencia, porque una vez sobrepasado el umbral la emisión estimulada sobrepasa los decaimientos no radiativos en dicho estado [6]. La eficiencia también es afectada si las bandas de bombeo se traslapan con las bandas de ESA por sus siglas en inglés (Excited State Absorption), por lo que es necesario seleccionar el bombeo adecuado dependiendo el estado energético que se desea excitar para la emisión estimulada

Como se mencionó, otra característica importante en los amplificadores y láseres de fibra óptica es el bombeo usado para excitar el medio activo, los iones de tulio en fibra de sílice presentan diferentes estados excitados, la figura 3.3 es el ejemplo para el caso de la transición ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$. No obstante, cada pico de absorción de dicho material le corresponde a un estado excitado, por tal motivo se propone un sistema de bombeo en la región espectral de 1550 nm basado en un láser de fibra óptica dopada con iones de Er/Yb, este bombeo es adecuado para excitar los iones de la fibra dopada con tulio al estado 3F_4 .

3.3 Sistema de bombeo en la región espectral de 1550 nm

El sistema de bombeo propuesto para el láser de fibra óptica dopada con tulio es de igual forma un láser de fibra óptica en el régimen de onda continua en la región espectral de 1550 nm. Consta de 3 elementos básicos para su funcionamiento; un sistema de bombeo a 975 nm, un medio activo y la cavidad laser o resonador óptico.

Las cavidades láser de fibra óptica pueden ser diseñadas con diferentes arreglos de cavidad y usualmente son clasificados en 2 grupos; cavidades tipo Fabry-Perot o Cavidades tipo anillo [8]. Su funcionamiento general es el de un resonador óptico el cual retroalimenta el medio de ganancia en formas específicas. Para desarrollar el sistema de bombeo a 1550 nm nos enfocamos en las cavidades tipo anillo, porque presentan menor dificultad en el montaje y son sistemas completamente de fibra óptica.

3.3.1 Cavidad tipo anillo

Las cavidades tipo anillo en los láseres de fibra óptica tienen la ventaja de ser un dispositivo completamente de fibra óptica.

En su forma más simple, 2 puertos de un WDM son conectados entre sí para formar una cavidad de anillo como se muestra en la figura 3.4, un aislador de fibra es colocado en el lazo brindando la uní-direccionalidad de operación, lo cual aporta mayor eficiencia en la retroalimentación de la cavidad, ya que sin el uso de dicho dispositivo presenta doble direccionalidad de operación. Regularmente se coloca un control de polarización en la cavidad a excepción si el medio de ganancia o fibra dopada preserve la polarización.

Hay diferentes diseños de cavidades laser como por ejemplo una cavidad laser de figura 8, llamada así por su apariencia, la cual consta de una cavidad tipo anillo con ciertas variantes, esta cavidad es usualmente usada en la fabricación de láseres de amarre de modos [9]. Existen un gran número de diseños de cavidades las cuales son elegidas dependiendo de su desempeño y operación.

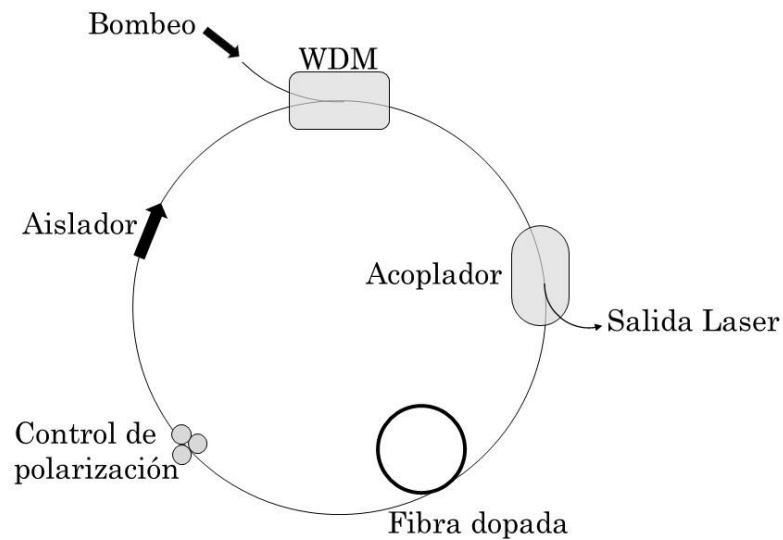


Figura 3.4 Bosquejo de cavidad laser de tipo anillo.

3.3.2 Desarrollo experimental del láser de bombeo a 1550 nm

El láser a desarrollar se basa en una cavidad de tipo anillo como se ilustra en la figura 3.5.

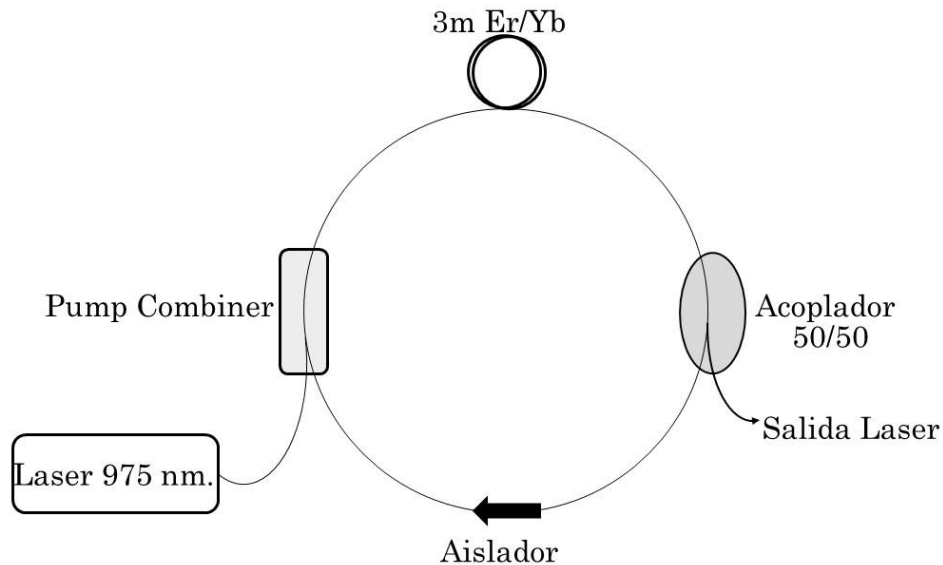


Figura 3.5 Diseño de laser de bombeo con cavidad tipo anillo y fibra dopada con Er/Yb como medio activo.

El medio activo es una fibra dopada de Er/Yb de 3m de longitud, y se usa un láser semiconductor con emisión en 975 nm y máxima potencia de bombeo de 10 W, este láser es controlado por una fuente de corriente y un control de temperatura, con una temperatura constante de 20° C. El láser semiconductor funciona como bombeo para el medio de ganancia, este es acoplado a una fibra especial de doble revestimiento la cual consta de un núcleo multimodo rodeado por un primer cladding de menor índice de refracción que también es rodeado de un segundo cladding externo de aun menor índice de refracción ver figura 3.6.

La fibra de doble revestimiento tiene la característica de poder transmitir alta potencia de bombeo a través de su cladding, este efecto se debe a que se propagan un gran número de modos que se traslapan espacialmente en la vecindad del núcleo dopado a diferencia de una fibra convencional que solo transmite el modo fundamental en el núcleo, esto se

atribuye a su alta apertura numérica (NA) ya que el área del primer cladding es de 10 a 100 veces mayor que el área del núcleo [10].

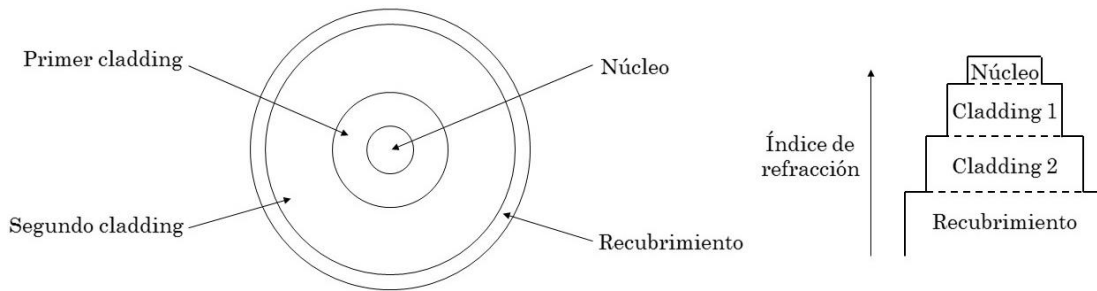


Figura 3.6 Configuración básica de una fibra de doble cladding y su perfil de índice de refracción.

Para acoplar el bombeo a la fibra dopada de Er/Yb se usa un combinador de potencia (pump combiner). La fibra dopada Er/Yb también consta de un doble revestimiento, tiene una longitud de 3 metros, una apertura numérica de 0.20 y menor a 0.45 en el núcleo y primer cladding, respectivamente, el núcleo dopado tiene un radio de 10 μm y su cladding de 128 μm . La fibra usada es de la marca CORACTIVE modelo DCF-EY-10/128

Los iones de tierras raras usadas como dopantes en esta fibra presentan diferentes anchos de banda de absorción y emisión, por ende principal motivo de co-dopar una fibra con iones de Er/Yb es debido a la fuerte absorción por parte de los iones de Yb en la región de 975 nm ver figura 3.7, dicha energía es transferida de forma no radiativa a los iones de Er y son utilizados en las transiciones de emisión estimulada de estos iones [11].

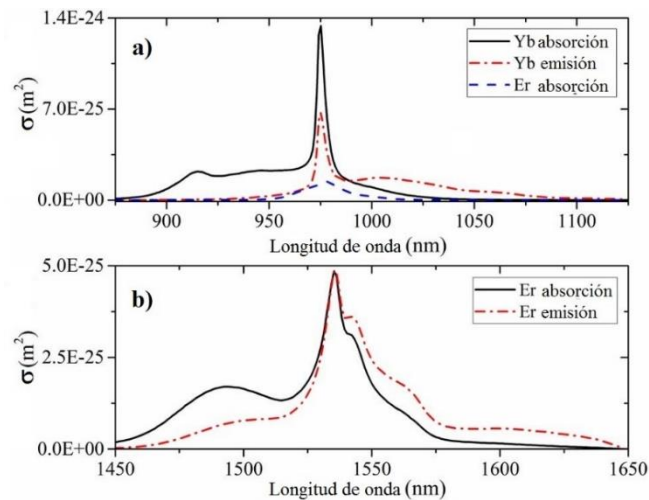


Figura 3.7 Espectro de absorción y emisión (a) Yb, (b) Er, en fibra óptica de sílice.

El Yb tiene 2 picos principales de absorción en 915 nm y 975 nm, al ser bombeado con luz de 975 nm, excita a los estados ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ siendo su estado de energía base y su estado excitado, respectivamente. De tal forma que los iones de Yterbio funcionan como sensibilizadores, o en otras palabras ayudan a mejorar la absorción de luz incidente de bombeo en el medio activo Er.

En cuanto los iones de Er^{3+} presentan un diagrama de 3 niveles energéticos, con un bombeo de 975 nm como se ilustra en la figura 3.8, los iones de Yb son excitados al estado ${}^2F_{5/2}$ por el bombeo, para después transferir su energía a los iones de Er en el estado ${}^4I_{11/2}$ el cual decae de forma no radiativa a ${}^4I_{13/2}$ dando lugar al estado donde ocurre la emisión estimulada por la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, siendo ${}^4I_{15/2}$ el estado de energía base. La fibra dopada con iones de Er, presenta una banda de emisión de 1450 - 1600 nm, donde se localizan sus picos principales de emisión 1530 y 1550 nm [13].

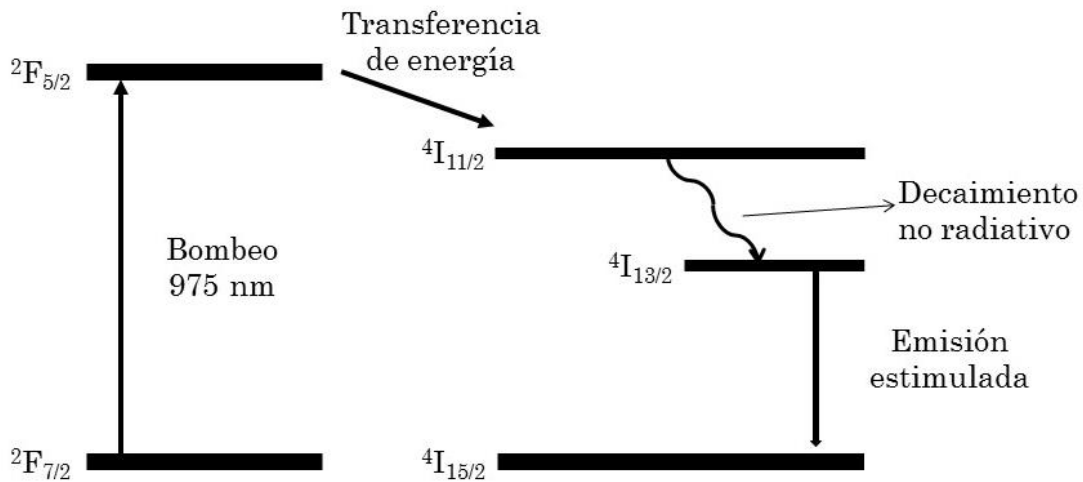


Figura 3.8 Diagrama de niveles para los iones de Er^{3+}/Yb^{3+} en fibra de sílice.

Continuando con el desarrollo del montaje, la fibra dopada Er/Yb se empalma al puerto 1 del acoplador con una razón de acoplamiento 50/50 (ver fig. 3.9), uno de los puertos de salida del acoplador transmite la emisión laser y el puerto de salida restante es empalmado al aislador, el cual da un sentido de unidireccional de operación del láser, por último la salida del aislador se conecta a al puerto de señal del combinador para cerrar la cavidad laser.

En la implementación del láser se realizaron empalmes específicos para cada tipo de fibra, de acuerdo a sus características geométricas y mecánicas, usando una empalmadora de arco eléctrico. Teniendo así un dispositivo laser completamente de fibra óptica con pérdidas despreciables entre empalmes.

La figura 3.9 muestra el montaje utilizado para la caracterización del láser. La potencia de salida láser se mide usando un sensor térmico de alta potencia, marca ThorLabs S302C y el espectro de salida un analizador de espectros ópticos (OSA AQ 6375 YOKOGAWA).

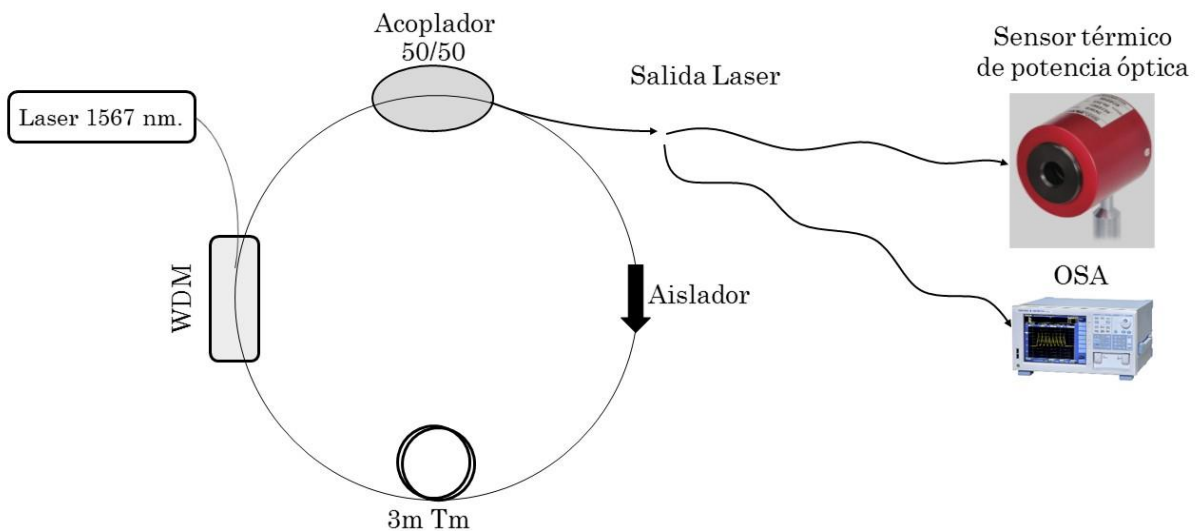


Figura 3.9 Montaje para caracterización de potencia óptica y corriente, pendiente de eficiencia y análisis espectral.

La figura 3.10 muestra la medición de potencia óptica de láser de bombeo que emite a una longitud de onda de 975 nm en función de la corriente aplicada, la emisión exhibe un comportamiento lineal y un umbral cuando la corriente alcanza el valor de 0.5 A, lo que concuerda con las especificaciones del fabricante, esta medición fue realizada aumentando la corriente inyectada al laser semiconductor y midiendo la potencia óptica de salida con el sensor térmico. Esta medición la usamos como referencia para asociar la cantidad de potencia óptica bombeada a la fibra Er/Yb.

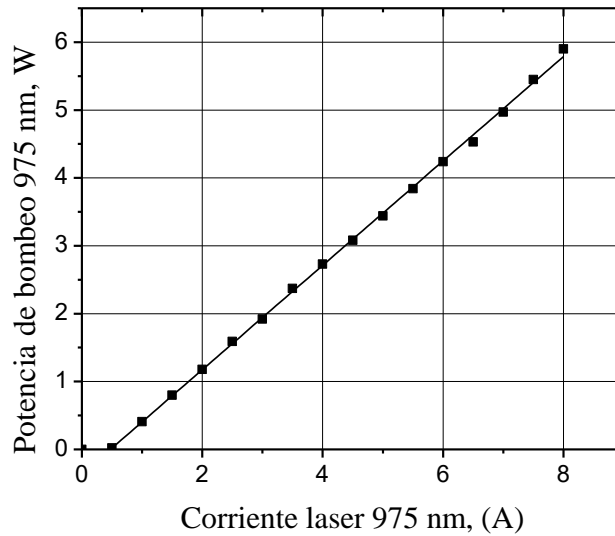


Figura 3.10 Medición potencia óptica -Corriente laser semiconductor a 20° C.

La figura 3.11a muestra la medición obtenida de la potencia de emisión para el láser de fibra óptica dopada con Er/Yb en función de la corriente láser del láser de bombeo. Este laser funcionará como fuente de bombeo para la fibra dopada con Tulio (Tm³⁺). La figura muestra un umbral en la cercanía de 0.7 A, en este punto se rompe la condición de umbral y la ganancia óptica es mayor que el total de pérdidas de la cavidad.

La fig. 11(b) muestra la relación entre la potencia de salida a 1567 nm y la potencia de bombeo aplicada (975 nm) El ajuste lineal muestra una eficiencia 0.14 con un error de 0.3%. Las mediciones muestran, que el láser puede emitir con una potencia de 500 mW cuando aplicamos un bombeo de 3.5 W, el cual equivale a una corriente aproximada de 5 amperes. Con el motivo de preservar el funcionamiento de los dispositivos usados en el montaje, ya que no son diseñados para trabajar en el rango de altas potencias, se ha limitado la operación del láser a una potencia máxima de 500 mW.

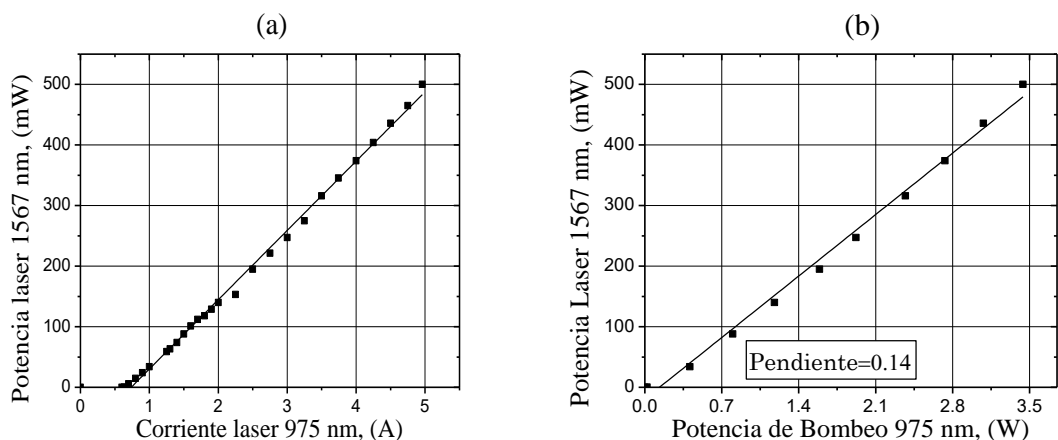


Figura 3.11 Medición potencia laser-corriente laser (a) y pendiente de eficiencia (b) Er/Yr umbral de corriente en 0.7 A.

En el análisis espectral del láser se muestra en la figura 3.12a, este resultado muestra un pico de emisión laser en la longitud de onda de 1567 nm, también cuenta con un codo adyacente centrado en 1610 nm pero este es debido a su ASE (Amplified Spontaneous Emission) por sus siglas en ingles . La medición se realizó con el analizador de espectros ópticos a una resolución de 0.1 nm y un span de 300 nm, la potencia del láser para esta caracterización es de 1 mW como se muestra en la figura 3.12b.

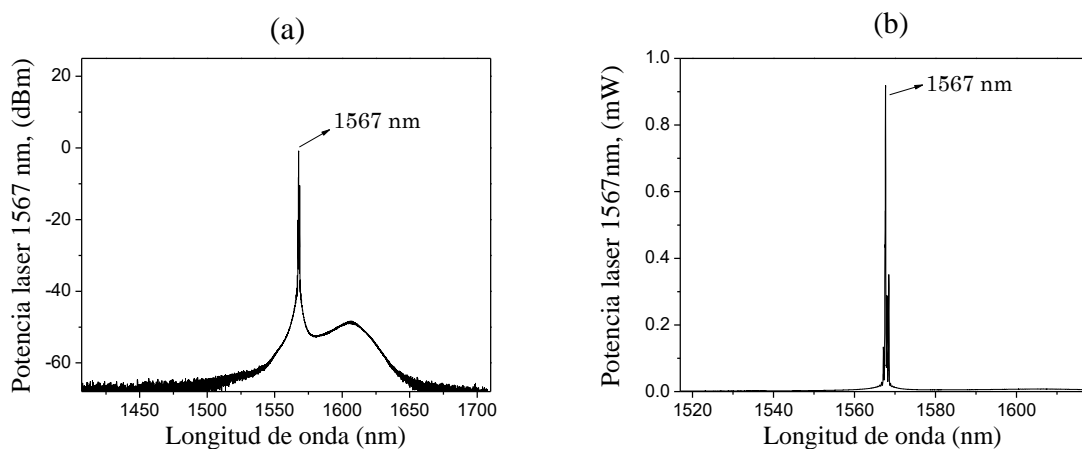


Figura 3.12 Espectro de emisión laser Er/Y en escala (a) logarítmica (b) lineal.

3.4 Montaje experimental para un láser de fibra óptica dopada con Tulio

En la sección 3.3 de este capítulo se describe el sistema de bombeo necesario para excitar la fibra dopada de iones de tulio, tomando las bases del láser implementado en la sección anterior, se realiza una nueva configuración de laser de fibra óptica teniendo ahora como medio activo una fibra monomodo dopada con iones de Tulio de marca CORACTIVE (SCF – TM – 8/125).

Para esta configuración se preserva la cavidad de anillo, la cual es acoplada al sistema de bombeo ya descrito en la sección anterior, como se esquematiza en la figura 3.13.

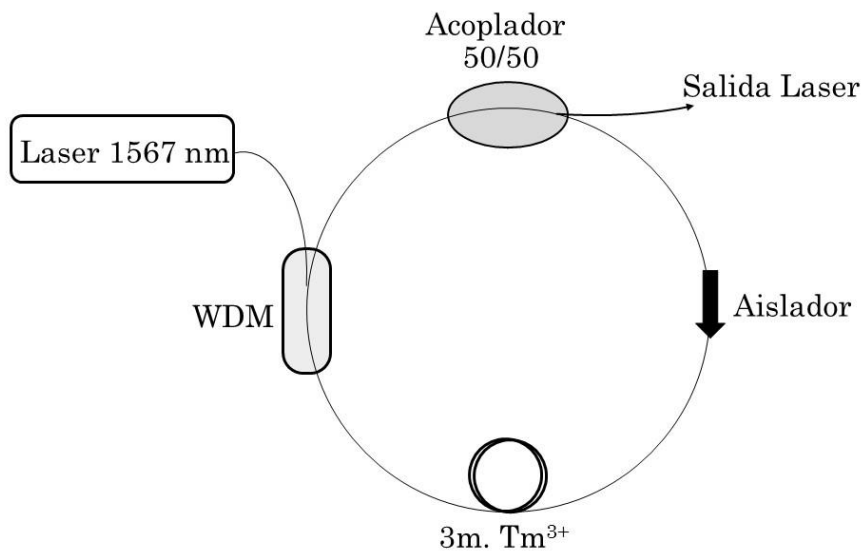


Figura 3.13 Diseño de laser de fibra óptica con cavidad tipo anillo, fibra dopada con Tulio como medio activo.

Esta cavidad tiene una configuración diferente en cuanto a los dispositivos de fibra óptica usados, en comparación a la mostrada en la figura 3.5. El medio de ganancia es ahora fibra dopada con iones de tulio, la cual se bombea con una longitud de onda de 1567 nm, esta se encuentra en el rango recomendado por las especificaciones del fabricante. El bombeo excita el estado 3F_4 y permitiendo una emisión en el rango de $1.8 \mu\text{m}$ en la transición ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$. En esta configuración es remplazado el combinador de potencia por un WDM 1550/1950 nm. Este dispositivo es usado regularmente para multiplexar canales con diferentes portadoras ópticas sobre un mismo canal. No obstante, también puede ser

usado en la fabricación de láseres de fibra óptica, ya que tiene el mismo principio de funcionamiento que el combinador de potencia.

Otro cambio importante en la configuración de este laser es el sentido de operación, por lo tanto la orientación del aislador es invertida. Esto tiene como objetivo suprimir el bombeo remanente acoplado por la cavidad laser de fibra dopada con Er/Yb, siendo una señal parasita.

En la caracterización de la cavidad laser. El montaje y el procedimiento son similar al descrito en la figura 3.9. Los resultados muestran una menor eficiencia en comparación a la descrita en la sección 2.3.2. La cavidad presenta un umbral de corriente en 1.63 Amperes ver figura 3.14a, manteniendo un comportamiento lineal. Las mediciones del sistema laser son truncadas para el límite de potencia de 32 mW de salida, referente a la corriente máxima de operación por el sistema de bombeo a 1567 nm.

El ajuste lineal presenta una pendiente de eficiencia de 0.07 con un error de 0.3% determinada por su grafica de potencia de emisión laser en función de la potencia de bombeo como se observa en la figura 3.14b

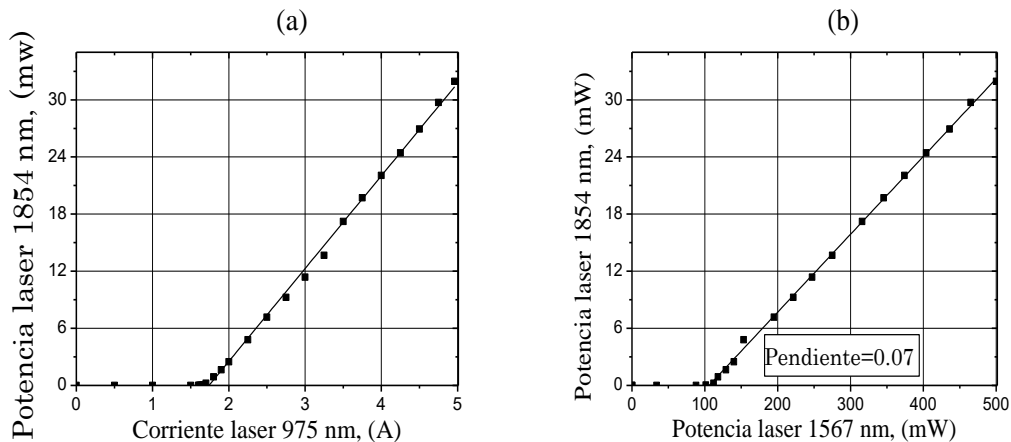


Figura 3.14 Medición (a) potencia laser-corriente laser y (b) pendiente de eficiencia, presentando un umbral de corriente en 1.63 A.

En el análisis espectral del sistema laser, se utilizó un montaje similar al descrito a la sección anterior, ver figura 3.9. La medición obtenida por el analizador de espectros ópticos, corrobora el pico principal de emisión centrado en la longitud de onda de 1854 nm como se

ilustra en la figura 3.15a, se observa un segundo codo adyacente en 1960 nm perteneciente a su ASE con un notorio el ancho de espectral que abarca de 1700 a 2000 nm. Lo cual comprueba que se excitó el estado de transición ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ para la emisión estimulada.

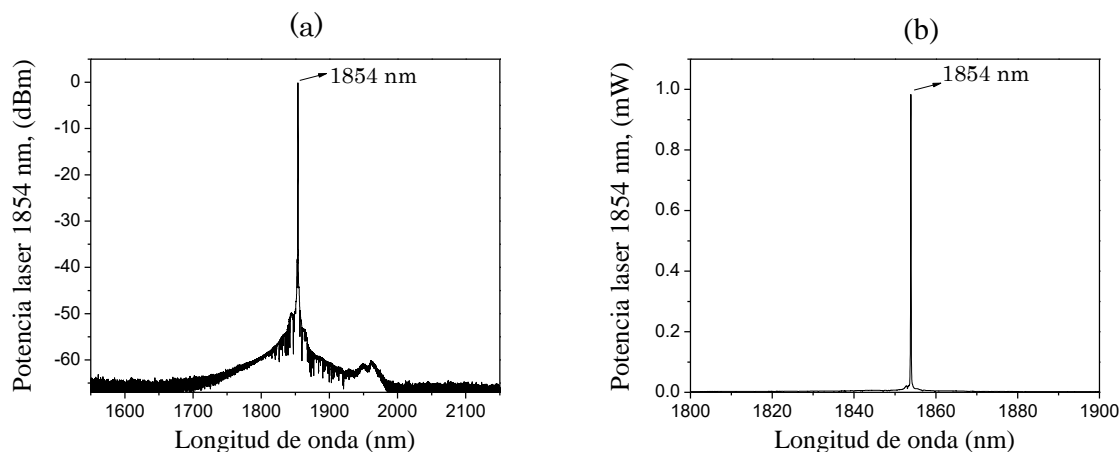


Figura 3.15 Espectro de emisión laser Tm^{3+} en escala (a) logarítmica (b) lineal.

Para esta medición se usó un analizador de espectros ópticos (OSA) a una resolución de 0.1 nm, un span de 600 nm centrado en 1850 nm y una potencia pico de ≈ 1 mW como se muestra en la figura 3.15b. Es importante resaltar que los dispositivos de fibra óptica usados en esta cavidad no están optimizados para trabajar en la región espectral de 2 micras, con excepción del WDM 1550/1950 nm.

3.5 Referencias

- [1] Rose Mary, Debaditya Choudhury and Ajoy K. Kar, “Applications of Fiber Lasers for the Development of Compact Photonic Devices,” IEEE J. Sel. Topics Quantum, SEP/OCT 2014.
- [2] W. T. Rhodes (Ed), “*Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*,” Springer Series, Chap. 5, pp. 57. 2014, Mountain View, CA: USA.
- [3] Michel J. F. Digonnet (Ed) “*Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*,” Marcel Dekker, Inc. Chap 3, pp.114, 2001, CA: USA.
- [4] R. Balda, J. Fernández, S. García-Revilla, J.M. Fernández Navarro, Spectroscopy and concentration quenching of the infrared emissions in Tm^{3+} -doped TeO_2 - TiO_2 - Nb_2O_5 glass. Opt. Express, 6750–6761 (2007).

- [5] Søren Dyøe Agger and Jørn Hedegaard Povlsen, "Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers," p.p. 53-54, *Optic. Exp.* 9 January 2006
- [6] Hanna, D.C., R. M. Percival, R. G. Smart, A. C. Tropper. "Efficient and tunable operation of a Tm-doped fiber laser." *Opt Commun.* 75:283-286, 1990.
- [7] P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers* (Wiley, New York, 1998).
- [8] P. Urquhart, in "*Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*," Marcel Dekker, Inc. Chap 3, 1993, CA: USA.
- [9] I. N. Duling, *Opt. & Photon. News*, 3(5), 29(1992); *Laser Focus World* 29 (4), 213(1993).
- [10] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, B. C. McCollum, "Double-Clad, offset core Nd fiber laser," *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors*, Postdeadline paper PD5, 1988.
- [11] J. D. Minelly, W. L. Barnes, R. I. Laming, P. R. Morkel, J. E. Townsend, S. G. Grubb, and D. N. Payne, "Diode-array pumping of Er³⁺/Yb³⁺ co-doped fiber lasers and amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 301-303, 1993.
- [12] Qun Han, Wenchuan Yan, Yunzhi Yao, Yaofei Chen, and Tiegeng Liu. "Optimal design of Er/Yb co-doped fiber amplifiers with an Yb-band fiber Bragg grating," *Photon. Res.* April 2016.
- [13] Keiichi Aiso, Yoshio Tashiro, Tsuneo Suzuki and Takeshi Yagi. "Development of Er/Yb Co-doped Fiber for High-Power Optical Amplifiers," pp.42-43, *Furukawa Rev.* 2001.

Capítulo 4

Fabricación y caracterización de dispositivos WDM en la región espectral de 2 micras

4.1 Introducción

Los acopladores bicónicos de fibra óptica, aparte de funcionar como divisores de potencia, pueden ser diseñados para operar como multiplexores por división de longitud de onda WDM (Wavelength Division Multiplexer). Los cuales, tienen como función el multiplexado de dos o más señales ópticas de diferente longitud de onda sobre un mismo canal.

Los WDMs son dispositivos esenciales en la implementación de cavidades laser de fibra óptica, donde el bombeo óptico y la emisión laser son multiplexadas por el WDM permitiendo obtener una cavidad todo-fibra. Por lo tanto, nuestro objetivo es fabricar dispositivos WDM para 1550/1850 nm, debido al reciente interés por desarrollar fuentes de luz láser en la región espectral de 2 micras [1], sin embargo, los dispositivos implementados en un sistema laser para dicha región espectral son escasos o inexistentes.

En este capítulo se detalla una técnica de fabricación de WDMs, la cual es fundamentada por un análisis de la respuesta espectral para un acoplador bicónico de fibra óptica por fusión débil, a partir de ello se obtienen los parámetros de fabricación para un WDM 1550/1850 nm. A su vez, se realiza la caracterización del dispositivo para posteriormente ser implementado en un sistema laser similar al descrito en el capítulo 3, con el objetivo de comparar el desempeño del dispositivo contra uno comercial.

4.2 Espaciamiento entre canales en un WDM de fibra óptica

Como se menciona en el capítulo anterior, los acopladores bicónicos tienen la función de ser dispositivos divisores de potencia óptica, es decir, transmiten un porcentaje de la potencia incidente en sus puertos de salida. La transmisión de salida está definida por las

características de fabricación del dispositivo, como lo son la longitud del cuello adelgazado y el diámetro de la sección transversal, sin embargo, dicha transmisión de energía también depende de la longitud de onda de operación. Por lo tanto, es posible asociar la dependencia en longitud de onda de un acoplador con los ciclos de acoplamiento durante el proceso de fabricación.

La figura 4.1a muestra la transmisión cruzada en el puerto 4 del acoplador, obtenida por la fabricación del acoplador utilizando una longitud de onda de 1550 nm. Esta grafica generalmente es referida como firma de estiramiento, la cual provee información esencial para determinar la longitud de estiramiento y fabricar un acoplador con una razón de acoplamiento específica. Las características físicas del acoplador diseñado, tales como la sección transversal, longitud de transición y longitud de cintura, se obtienen a través de un modelo preciso para fabricar fibras ópticas estrechadas [2]. Para este experimento, el dispositivo presenta una cintura uniforme de 4 mm de longitud, una sección transversal de 5 μm y 18.2 mm de longitud en sus transiciones. La respuesta espectral se muestra en la figura 4.1b, donde se ilustra un espaciamiento entre canales de $\Delta\lambda=20$ nm para las longitudes de onda de 1537 y 1557 nm.

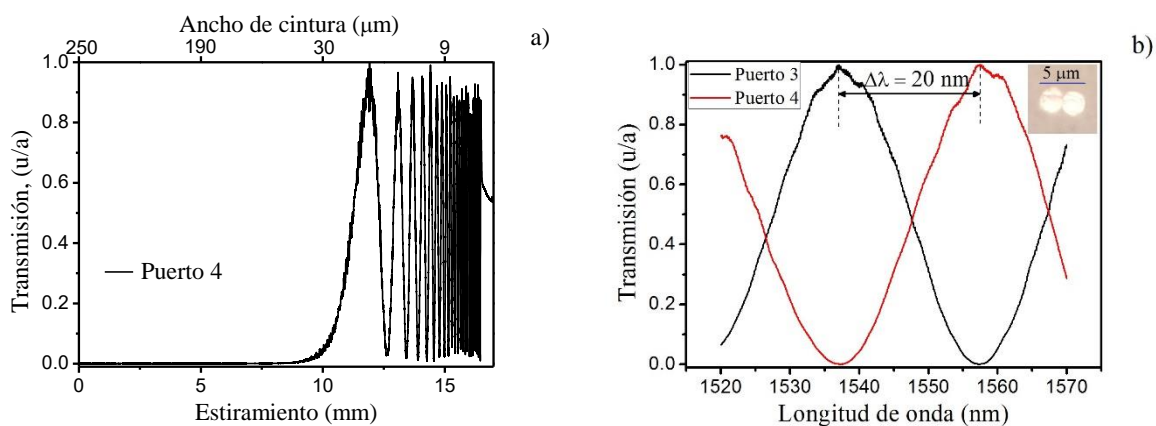


Figura 4.1 (a) Transmisión del puerto 4 del acoplador (firma de estiramiento). (b) Respuesta espectral del acoplador al final del proceso de fabricación, el recuadro muestra el diámetro de la sección transversal.

La transmisión del acoplador depende fuertemente de la interacción entre los modos simétrico y anti-simétrico en la estructura del acoplador [3]. Al viajar estos modos con diferentes constantes de propagación, la transferencia de energía varía según la diferencia

de fase acumulada. Por lo tanto, para que exista una transferencia total de energía entre un puerto y otro, debe existir una diferencia de fase de $\pm \pi/2$ entre los modos. Esta transferencia de energía ocurre lentamente para los primeros ciclos de acoplamiento, y se intensifica conforme el acoplador reduce su sección transversal, ver Fig. 4.1a. Por ciclo de acoplamiento se considera como la transición de un máximo a un mínimo de energía transferida, o viceversa.

Los resultados experimentales comprueban que es posible obtener un espaciamiento entre canales en un acoplador bicónico, ver figura 4.1b, dicho espaciamiento está relacionado por el producto κL , donde κ es el coeficiente de acoplamiento y L la longitud de la región de acoplamiento, por lo tanto, se analiza la dependencia espectral del coeficiente de acoplamiento con el objetivo de deducir una expresión que relacione el espaciamiento entre canales y los ciclos de acoplamiento en un acoplador.

Para el caso de un acoplador débilmente fusionado, con una estructura compuesta por dos fibras ópticas en contacto, ver recuadro en la figura 4.1b. El coeficiente de acoplamiento se puede expresar por la siguiente ecuación [4]:

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\Delta}}{r} \cdot \frac{U^2}{V^3} \cdot \frac{K_0(Wd/r)}{K_1(W)} \quad (4.1)$$

Donde r es el radio del centro al revestimiento de la fibra, d es la separación centro a centro de las fibras en contacto, y K_0 y K_1 son funciones de Bessel modificadas de segundo tipo de orden 0 y 1, respectivamente. Los parámetros U , V , W , y Δ se definen de la siguiente forma.

$$\Delta = \frac{(n_2^2 - n_3^2)}{2n_2^2} \quad (4.2a)$$

$$V = k \cdot (n_2^2 - n_3^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.2b)$$

$$W = r \cdot (\beta^2 - k^2 n_3^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2c)$$

$$U = r \cdot (k^2 n_2^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2d)$$

Siendo, n_2 es el índice de refracción del revestimiento de la fibra, n_3 es el índice de refracción del medio externo (aire), β es la constante de propagación y λ es la longitud de onda óptica. En estas expresiones, puesto que el diámetro en la fibra decae a valores muy pequeños en el acoplador, típicamente menores a 20 μm , el revestimiento es considerado como el núcleo de la guía de onda, y el aire como el revestimiento. Bajo esta consideración, el coeficiente de acoplamiento puede aproximarse a la siguiente expresión [4]:

$$\kappa = \frac{2}{r} \left(\frac{\Delta}{\pi D} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U_\infty}{V^{\frac{5}{2}} e^{V(D-2)}} \quad (4.3)$$

Donde $D = d/r$; si el parámetro V toma valores grandes U_∞ se aproxima a 2.405 en el caso de una fusión débil ($D=2$). La transferencia de energía entre los puertos P_3 y P_4 en el acoplador está determinada por las siguientes ecuaciones.

$$P_3 = P_0 \cos^2(\kappa L) \quad (4.4a)$$

$$P_4 = P_0 \sin^2(\kappa L) \quad (4.4a)$$

Donde P_0 es la potencia de entrada del acoplador y L es la longitud de la región de acoplamiento. Estas ecuaciones indican que un factor $\kappa L = \pi/2$ produce una máxima transferencia de energía entre los puertos P_3 y P_4 del acoplador. Por lo tanto, podemos asociar el número de máximos y mínimos en la transmisión con la diferencia de fase acumulada entre los modos, esto es $\kappa L = N\pi/2$, donde N es un entero positivo que corresponde al n -ésimo ciclo de acoplamiento.

La dependencia espectral del parámetro κL se muestra en la figura 4.2a, la cual se calculó tomando como referencia las condiciones de fabricación del acoplador mostrado en la figura 4.1b. El acoplador simulado tiene un diámetro final de 5 μm y una longitud L en la cintura de 4 mm (Ver apéndice C y D). La figura 4.2b muestra la correspondiente transmisión espectral, donde se observa una buena concordancia con el experimento, exhibiendo un espaciamiento entre canales de 18 nm.

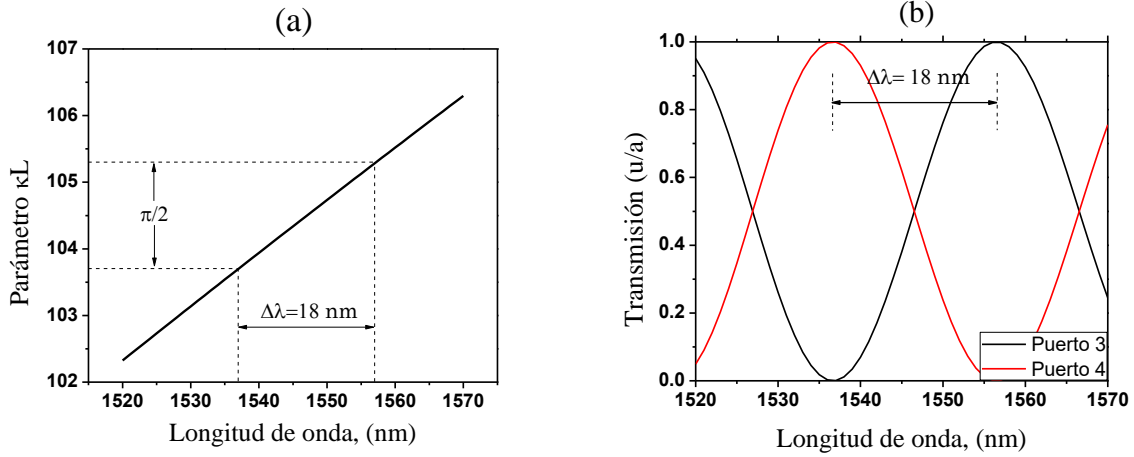


Figura 4.2. (a) Dependencia espectral del parámetro κL . (b) Respuesta espectral del acoplador. Ambas simulaciones se realizaron considerando un acoplador con diámetro final de $5 \mu\text{m}$ y una longitud L en la cintura de 4 mm .

Como se aprecia en la figura 4.2a, el parámetro κL tiene una dependencia lineal en función de su longitud de onda, la cual nos permite aproximar una expresión que relacione espaciamiento entre canales $\Delta\lambda$ y el número de ciclos de acoplamiento N .

Un WDM multiplexa 2 señales ópticas de diferente longitud de onda, de tal forma que existe una diferencia de fase correspondiente con el espaciamiento entre canales, ver figura 4.2 y es representada por la siguiente expresión.

$$|\kappa(\lambda_1)L - \kappa(\lambda_2)L| = \frac{\pi}{2} \quad (4.5)$$

Donde λ_1 y λ_2 representan la longitud de onda de operación del canal 1 y 2, respectivamente. Usando la respuesta lineal del parámetro κL , nos permite reescribir la ecuación 4.5 en función de la derivada $\partial\kappa/\partial\lambda_1$ de la siguiente forma.

$$\frac{\pi}{2} \approx \frac{\partial\kappa}{\partial\lambda_1} L \Delta\lambda = \frac{5}{2} \frac{\kappa}{\lambda_1} L \Delta\lambda \quad (4.6)$$

Despejando $\Delta\lambda$, y tomando en cuenta la diferencia de fase acumulada $\kappa L = N\pi/2$, se obtiene la siguiente expresión que relaciona el espaciamiento entre canales y número de ciclos N .

$$\Delta\lambda = \frac{2}{5} \cdot \frac{\lambda}{N} \quad (4.7)$$

Hasta ahora se ha deducido una expresión para el espaciamiento entre canales, la cual sirve para determinar el ciclo de estiramiento donde se logra el dispositivo WDM deseado. La figura 4.3 muestra el espaciamiento entre canales asociado a la ecuación 4.7 dependiente del ciclo de acoplamiento para un WDM que es fabricado con un láser con emisión a 1550 nm.

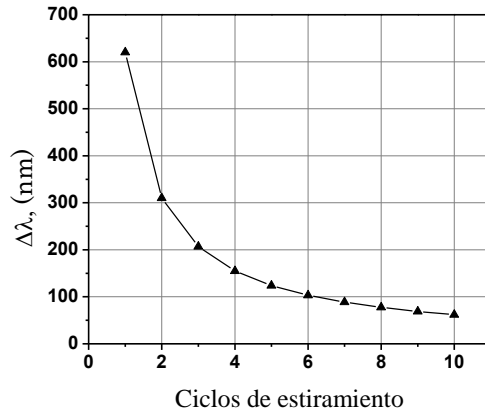


Figura 4.3 Espaciamiento espectral de un WDM para diferentes ciclos de estiramiento, calculado teóricamente ($\lambda=1550$ nm).

Gracias al análisis teórico para determinar el espaciamiento entre canales, se puede obtener el ciclo de estiramiento para un dispositivo WDM que opere en la región 1550/1850 nm, por lo tanto $\Delta\lambda = 300$ nm. Substituyendo $\Delta\lambda$ en la ecuación 4.7 obtenemos un ciclo de estiramiento de $N = 2$ usando una longitud de onda de 1550 nm para la fabricación, ver figura 4.3.

4.3 Fabricación de WDMs por fusión y estiramiento

En la fabricación del dispositivo WDM, se utilizó un montaje experimental similar al descrito en el capítulo 2, ver figura 2.xx, haciendo uso de la MFEOE y un láser sintonizable (TL tunable laser) con emisión a 1550 nm. Los parámetros para fabricar un WDM dependen principalmente del espaciamiento entre canales y la longitud de onda de

fabricación. En la sección 4.2 se determinó el ciclo de acoplamiento adecuado ($N=2$) para lograr un WDM 1550/1850 nm, de tal forma, el proceso de estiramiento debe ser detenido cuando la transferencia de energía logre dicho ciclo.

La tabla 4.1 muestra los parámetros usados en el software de la MFFOE para la fabricación del WDM (1550/1850 nm), estos parámetros definen el proceso de estirado y la forma del dispositivo.

Parámetro	Valor
Diámetro de cintura (μm)	10
V. de estiramiento (mm/min)	10
V. mechero (mm/seg)	4
Oscilación mechero (mm)	7
α	0

Tabla 4.1 Parámetros usados en el software de la MFFOE para la fabricación del WDM (1550/1850 nm.)

De acuerdo al análisis anterior, se fabricó un acoplador deteniendo el proceso de estirado en el segundo ciclo de acoplamiento. La figura 4.4 muestra la transferencia de energía entre los puertos 3 y 4 obtenida en tiempo real durante el proceso de fabricación, la línea punteada indica el final del proceso de estirado en el segundo ciclo de acoplamiento $N = 2$. El puerto 3, al tener una transmisión máxima es considerado como el puerto que opera a 1550 nm, por ende el puerto 4 es referido al puerto que opera a 1850 nm.

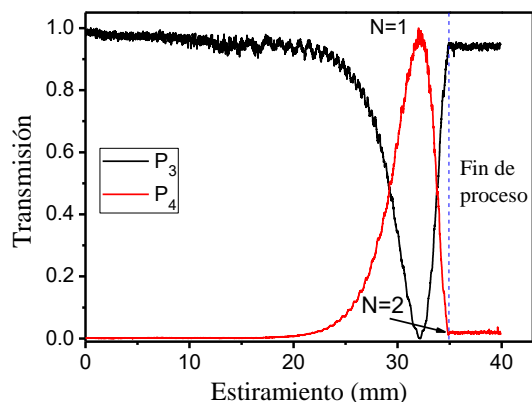


Figura 4.4 Transferencia de energía obtenida en la fabricación del WDM.

El dispositivo presenta las siguientes dimensiones físicas: un diámetro en la sección transversal de $23\ \mu\text{m}$, dicho diámetro es medido por un microscopio metalográfico con una resolución de 100x, una longitud total de estiramiento de 36.3 y una cintura uniforme de 6.5 mm. En el puerto 2 del dispositivo se realiza un corte con un ángulo de 10° con el fin de eludir reflexiones parasitas. Por último se resguarda el dispositivo en un protector de polímero, diseñado e impreso por una impresora 3D. La figura 4.5 ilustra el esquema del protector diseñado con sus dimensiones físicas.

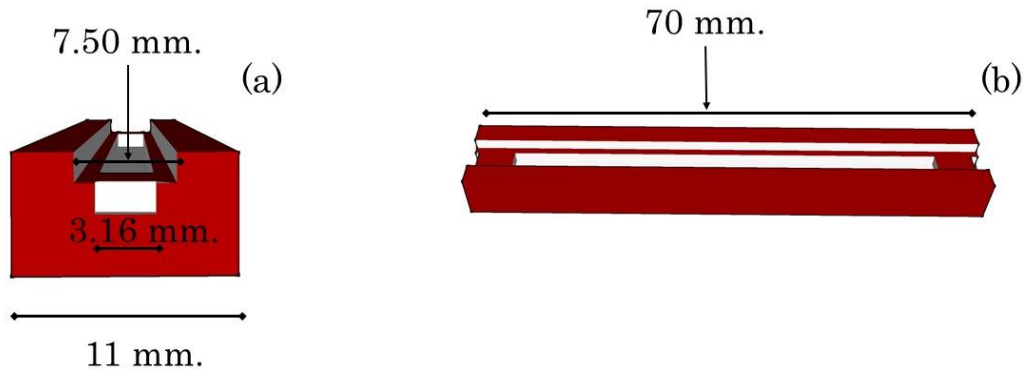


Figura 4.5 Protector de dispositivos WDM (a) vista frontal y (b) vista lateral.

El objetivo principal del protector es la fácil manipulación del WDM, ya que dicho dispositivo está constituido por 2 fibras ópticas fusionadas y adelgazadas del orden de micras, por lo cual es difícil manipular el dispositivo sin dañarlo, también sirve como protección para los usuarios, evitando que astillas o trozos de fibra adelgazada se incrusten en el cuerpo.

4.4 Caracterización del dispositivo WDM

En esta sección se caracteriza el dispositivo WDM descrito en la sección 4.3, presentando un análisis experimental de la dependencia espectral del dispositivo y se muestra la funcionalidad al multiplexar dos portadoras de luz y monitorear su transmisión.

Para analizar la dependencia de longitud de onda del dispositivo, se propone el siguiente montaje experimental, ver figura 4.6. Se utiliza una fuente de luz súper continua

(SC, supercontinuum) llamada así por su ancho espectral que abarca de 1200 a 2200 nm. Dicha fuente consta de un láser de fibra óptica de figura 8 (F8L) [5], que emite pulsos de alrededor de 9 nm de ancho espectral centrados en 1560 nm. Los pulsos del F8L, se multiplexan con un láser de bombeo de 975 nm a través de un combinador de potencia (pump combiner) para después ser amplificados por una fibra óptica de 3 metros de longitud dopada con Erblio e Yterbio (Er/Yb). La luz amplificada se acopla al WDM 1 que opera en la región 980/1550 nm, con el propósito de separar el bombeo remanente del láser de 980 nm y tener solamente el pulso amplificado, el pulso amplificado se propaga por una fibra de alta no linealidad (HNLF, highly non linear optical fiber).

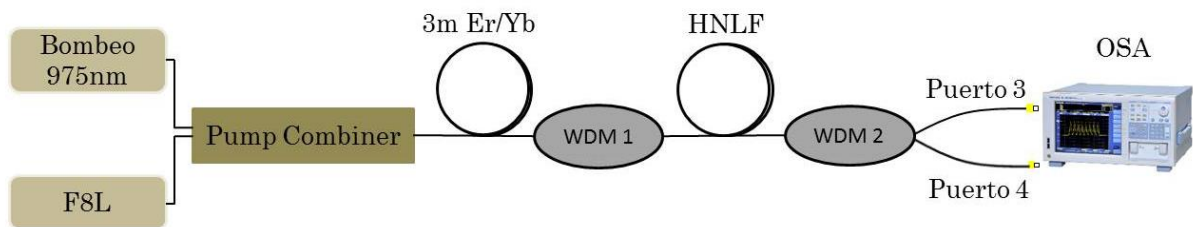


Figura 4.6 Montaje experimental para la caracterización del WDM usando la fuente (SC).

La fibra de alta no linealidad propicia la generación de efectos no lineales que derivan en la generación de un espectro supercontinuo, ver figura 4.7. El WDM 2 es el dispositivo a caracterizar, donde se analiza la transmisión de cada uno de sus puertos de salida, puerto 3 (1550 nm) y puerto 4 (1850 nm) mediante el analizador de espectros ópticos (OSA, Yokogawa AQ6375). La resolución usada por el analizador de espectros ópticos es de 0.2 nm.

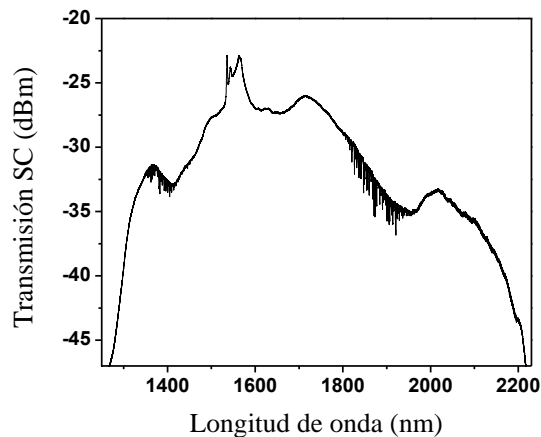


Figura 4.7 Espectro de referencia del SC.

El espectro cuenta con un pico en 1560 nm propio del F8L, la función de este espectro es poder compararlo con la transmisión del dispositivo WDM, por lo que es necesario no modificar ningún parámetro de funcionamiento del SC, para evitar perder precisión entre cada medición.

La transmisión resultante del puerto 3 (1550 nm) se muestra en la figura 4.8, obtenida a partir de la resta logarítmica de la transmisión del puerto 3 y el espectro de referencia del SC, la cual presenta una atenuación de -13.6 dB para la longitud de onda de 1850 nm, ver figura 4.8a. La transmisión normalizada de este puerto nos permite observar un máximo en la región espectral de 1450 a 1560 nm y un mínimo en transmisión de 1800 a 1900 nm como se muestra en la figura 4.8b.

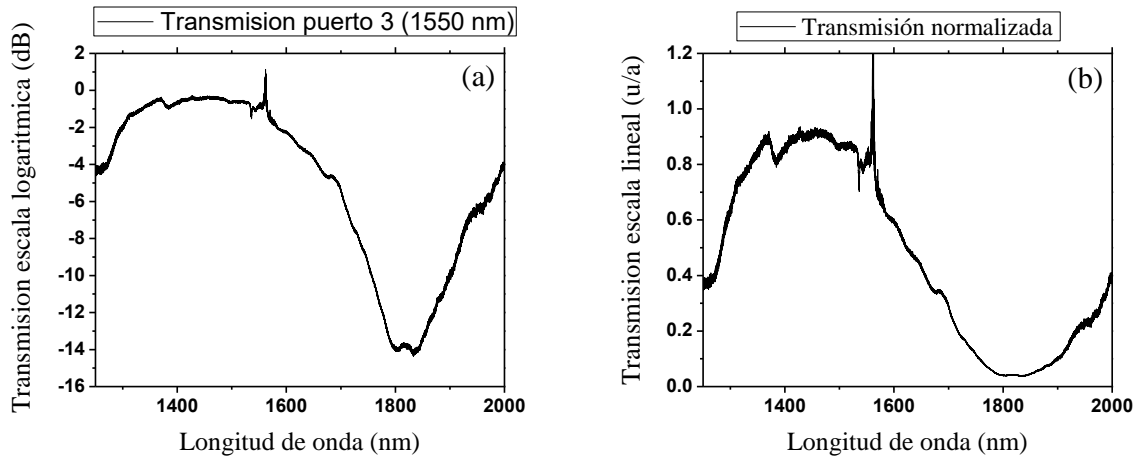


Figura 4.8 Transmisión WDM puerto 3 (1550 nm) (a) transmisión escala logarítmica, (b) transmisión normalizada escala lineal.

En el análisis del puerto 4 el cual opera en la longitud de onda 1850 nm presenta un máximo de transmisión en la región de 1700 a 1900 nm y un mínimo en la región de 1400 a 1500 nm ver figura 4.9b. El puerto 4 tiene una atenuación de 7 dB en la longitud de onda de 1550 nm como se muestra en la figura 4.9a. Esto indica que el WDM favorece a la longitud de onda de 1550 nm en transmisión (puerto 3), ya que atenúa en mejor forma la señal de 1850 nm (14 dB) en comparación al puerto 4.

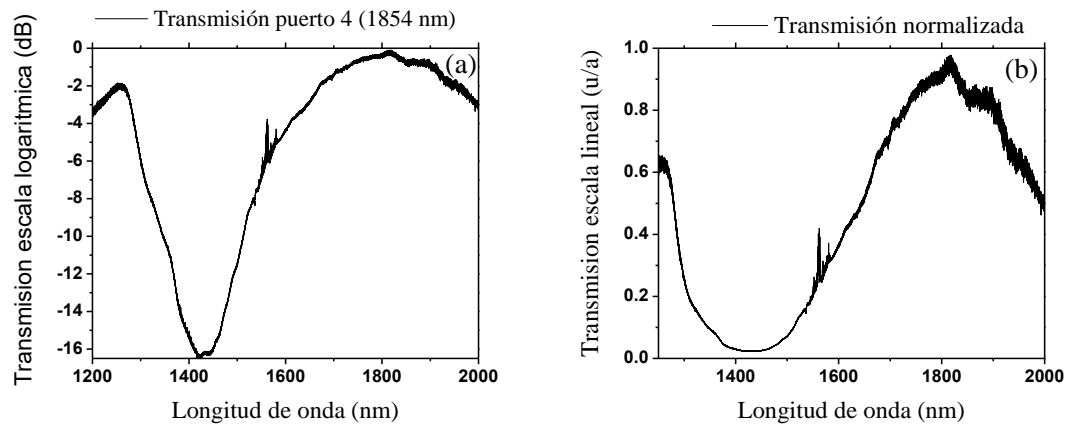


Figura 4.9. Transmisión WDM puerto 4 (1854 nm) (a) transmisión escala logarítmica, (b) transmisión normalizada escala lineal.

Para tener una idea más clara acerca la dependencia en longitud de onda del dispositivo WDM, se manipulan los datos de las mediciones de la transmisión de ambos puertos (3 y 4) y así observar el espaciamiento entre canales del dispositivo, como se ilustra en la figura 4.10.

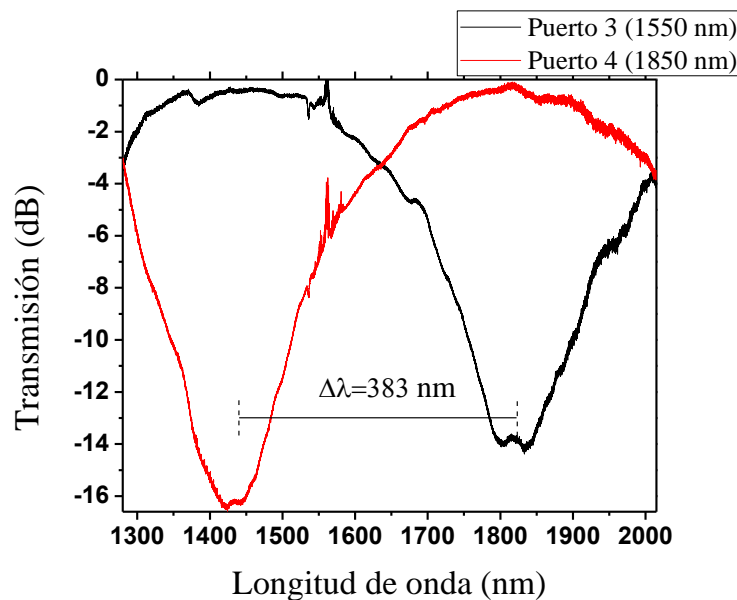


Figura 4.10 Transmisión de los puertos 3 (1550 nm) y 4 (1850 nm).

Analizando los resultados obtenidos, se demuestra que la aproximación teórica para un grado de fusión débil en la fabricación de WDMs es viable para un espaciamiento entre canales de $\Delta\lambda = 300$ nm, deteniendo el proceso de estirado en el segundo ciclo de

acoplamiento. Los resultados obtenidos por la caracterización de la dependencia espectral del WDM, son satisfactorios, mostrando una buena transmisión entre sus puertos para las longitudes de onda que se desean multiplexar (1550/1850 nm). Sin embargo el dispositivo opera en forma óptima en la región de 1440/1820 nm para un espaciamiento de $\Delta\lambda= 383$ nm.

Los WDMs y acopladores bicónicos se ven afectados en su potencia de salida ya que dependen del estado de polarización de la luz que incide, esto es por la birrefringencia propia que presenta el cristal de sílice. Es posible fabricar dispositivos con baja dependencia en polarización, para ello el dispositivo se fabrica con una fusión débil y los ciclos de acoplamiento bajos [6].

Una vez analizada la dependencia espectral del dispositivo, se verifica el funcionamiento como multiplexor. La forma propuesta es acoplar luz de 1854 nm en el puerto 4 y luz de 1550 nm en el puerto 3, la salida del WDM (puerto 1) es analizada por el analizador de espectros. Obteniendo una gráfica con los picos de emisión ambos láseres utilizados ver figura 4.11

La medición realizada en el analizador de espectros cuenta con resolución de 0.1 nm y un span de 500 nm, la potencia censada por el aparato es de 0.5 dBm (1.122 mW) y cuenta con un espaciamiento entre canales de $\Delta\lambda= 303.52$ nm lo cual comprueba que ambas señales portadoras son multiplexadas y transmitidas por el dispositivo.

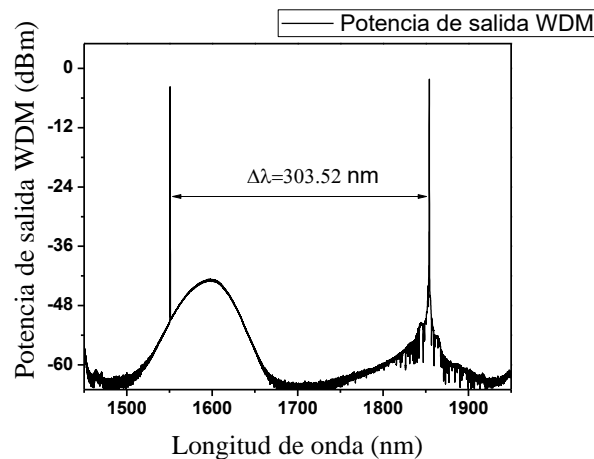


Figura 4.11 Espectro de salida del WDM.

Es posible medir las pérdidas por inserción de cada longitud de onda multiplexada por el dispositivo, haciendo una comparación de los picos de emisión a la salida del WDM individualmente, y los picos de emisión de los láseres empleados sin el dispositivo WDM. Para que la medición sea precisa es necesario usar las mismas condiciones de corriente y potencia de salida los láseres antes y después de acoplar el WDM ver figura 4.12.

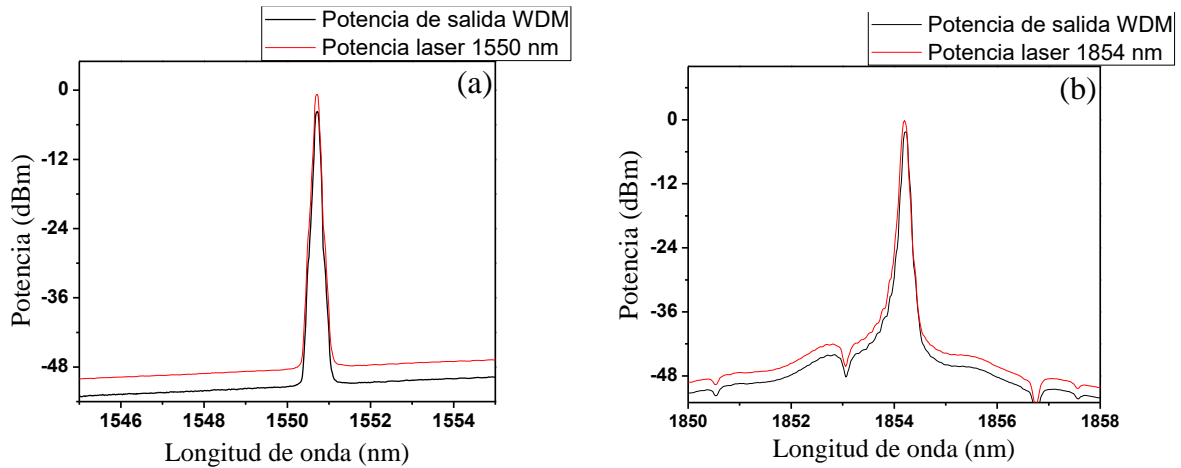


Figura 4.12 Comparación del espectro de salida del WDM y pico de emisión del láser: (a) $\lambda=1550$ nm, (b) $\lambda =1854$ nm.

Realizando el análisis de las gráficas mostradas en la figura 4.12 el WDM presenta pérdidas por inserción de acuerdo a su longitud de onda de operación, en el caso de 1550 nm tiene una pérdida en transmisión de -2.95 dBm y para la longitud de onda de 1854 nm tiene una pérdida en transmisión de -2.1 dBm.

4.5 Aplicación de un WDM como multiplexor en un láser de fibra óptica

Los WDMs son dispositivos esenciales en las cavidades laser, por lo tanto se propone implementar el dispositivo descrito en la sección 4.5 en un sistema laser de fibra óptica, para comparar el desempeño del multiplexor con un WDM comercial. En el capítulo 3 se describe la forma de elaborar un láser de fibra óptica y su principio de funcionamiento por lo que se retoma el montaje propuesto en la figura 3.13 y se introduce el WDM que se ha fabricado en el laboratorio, el objetivo de usar este dispositivo en una cavidad laser de tipo

anillo, para realizar una caracterización similar a la desarrollada en el capítulo 3, el montaje usado durante la caracterización se ilustra en la figura 4.13.

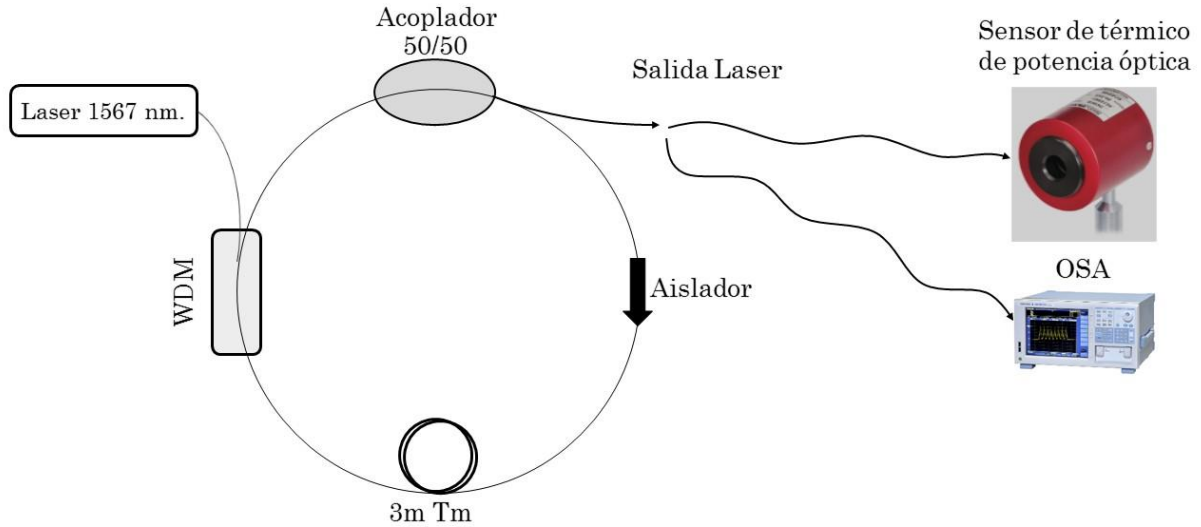


Figura 4.13 Montaje para la caracterización espectral y potencia óptica de salida de un láser de fibra óptica, usando el dispositivo WDM desarrollado en el laboratorio.

Se utiliza un láser de fibra óptica que opera en la longitud de onda de 1567 nm, dicho laser es la fuente de bombeo óptico para la fibra dopada con iones de Tulio. El bombeo óptico excita los iones de la fibra dopada con tulio, para así obtener la emisión estimulada propia de un láser. La señal de bombeo y señal laser son multiplexadas por el dispositivo fabricado (WDM). El acoplador 50/50 sirve para la retroalimentación de la cavidad y como salida laser mediante uno de sus puertos. El aislador brinda la dirección del modo de operación del láser.

El láser de bombeo a 1567 nm presenta un umbral de corriente de 650 mA. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.11, donde se compara la dependencia de potencia laser contra potencia de bombeo usando un WDM 1550/1997 nm, el cual es un dispositivo comercial (figura 4.14a) y el WDM 1550/1850 descrito en la sección 4.5 figura 4.14b.

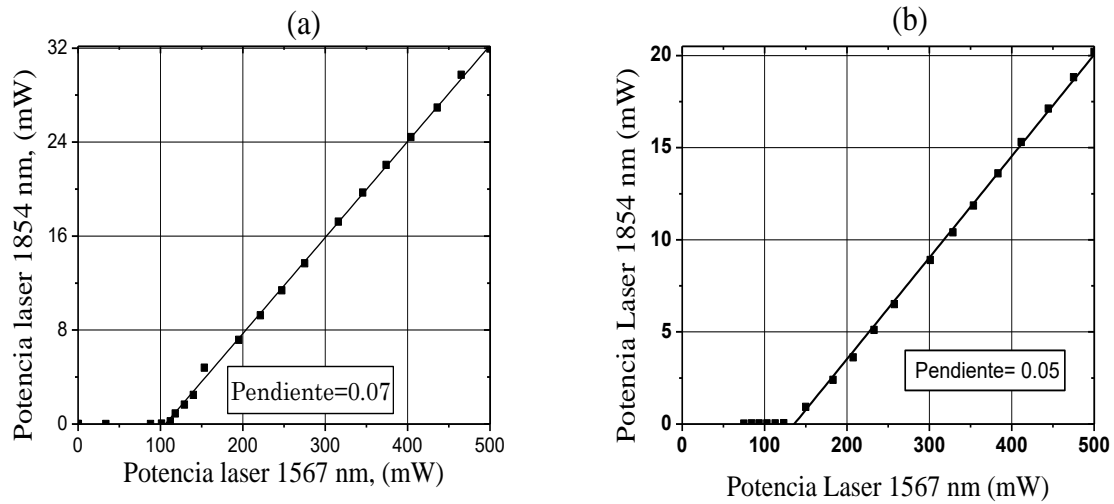


Figura 4.14 Grafica potencia laser vs potencia de bombeo, (a) WDM 1550/1997 nm comercial, (b) WDM 1550/1850. El recuadro muestra la pendiente de eficiencia.

El Laser presenta una pendiente de eficiencia del 5% deducido a partir de un ajuste lineal y calculando la pendiente para la medición realizada, ver figura 4.14b, en comparación con la pendiente obtenida en el capítulo 3, el cual incluye en su montaje un WDM comercial, presenta una eficiencia del 7%, ver figura 4.14a. Esto demuestra que la diferencia entre las pendientes de eficiencia es relativamente pequeña y su umbral de potencia de bombeo es de 112 mW en ambos casos.

Las condiciones con las que se realizan las caracterizaciones del sistema laser se mantienen inalteradas al usar el WDM comercial y el WDM implementado en el laboratorio, dichas condiciones son; la temperatura, corriente de bombeo, longitud de la cavidad, dispositivos de fibra óptica usados, detectores de potencia óptica, conectores, estilos de empalme de fibras ópticas y analizador de espectros ópticos, por lo tanto, la comparación del desempeño del sistema láser con cada dispositivo WDM usado sea precisa.

Una de las características más importantes de un láser de fibra óptica, es su emisión o longitud de onda de operación, por lo que se analiza el espectro de emisión del láser de fibra dopada con tulio, usando de igual forma ambos dispositivos WDM, y como se ha mencionado la caracterización de dicho laser ya fue descrita en el capítulo anterior teniendo así una referencia de emisión usando el WDM comercial en la cavidad laser

obteniendo un pico de emisión laser, centrado en 1854 nm. Usando el analizador de espectros ópticos (OSA) podemos medir la emisión laser de la cavidad con el WDM desarrollado en el laboratorio. Obteniendo el pico de emisión láser en 1854 nm, ver figura 4.15.

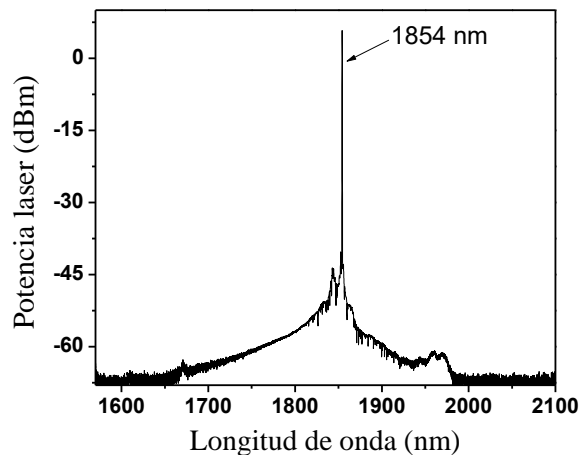


Figura 4.15 Espectro de emisión laser, pico centrado en 1854 nm.

Comparando con la figura 3.15 del capítulo 3 y la figura 4.15 la emisión laser permanece inalterada, esto indica que el dispositivo WDM fabricado funciona correctamente para usarse en cavidades laser que operen en la región espectral de 2 micras, teniendo una baja discrepancia en comparación a un dispositivo comercial. Por lo tanto, se abre un amplio campo de desarrollo de dispositivos WDM para ser implementados en diferentes cavidades laser u otras aplicaciones de interés.

Se concluye que los dispositivos WDM implementados en el laboratorio son de una alta calidad presentando un buen desempeño como multiplexor. El dispositivo presenta pérdidas por inserción aceptables, lo que permite implementarlo en una cavidad laser todo-fibra.

Los WDMs pueden ser fabricados a partir de fuentes de luz láser a 1550 nm, siendo una ventaja en la fabricación, debido a escasas de fuentes de luz láser en la región espectral de 2 micras. Los resultados experimentales obtenidos son persistentes con la información teórica presentada, por último los dispositivos presentan una baja dependencia en

polarización, ya que son elaborados con una fusión débil y ciclos bajos de transferencia de potencia periódica.

4.6 Referencias

- [1] P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson and A. L. G. Carter, Tm-doped fiber lasers: fundamentals and power scaling, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* 15 (2009) 85-92.
- [2] T. A. Birks and Y. W. Li, The shape of fiber tapers, *J. Lightw. Technol.*, 10 (1992) 432-438.
- [3] A. Ghatak, and T. Thyagarajan, *Optical electronics*, Cambridge University Press, Appendix G, (1991) 609-612.
- [4] A. Ankiewicz, A. Snyder, and X.-H. Zheng, Coupling between parallel optical fiber cores- critical examination, *J. Lightw. Technol.*, 4 (1986) 1317–1323.
- [5] E.N. Hernandez Escobar, *Análisis experimental de un láser de figura ocho con salida dependiente de la polarización*. Cap. 4, IICO. 2016
- [6] M.N. McLandrich, R.J. Orazi, H. Marlin, Polarization independent narrow channel wavelength division multiplexing fiber couplers for 1.55 μm , *J. Lightw. Technol.* 9 (1991) 442–447.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro

5.1 Conclusiones

A lo largo de este proyecto, se ha recabado evidencia teórica y experimental que demuestra que el desarrollar dispositivos WDM basados en acopladores bicónicos bajo una fusión débil es factible. En nuestro caso, los parámetros de fabricación (ciclos de acoplamiento y espaciamento entre canales) para un WDM, se obtuvieron a partir de la dependencia espectral del coeficiente de acoplamiento en un acoplador de fibra óptica. Esto permitió deducir una expresión para poder calcular el espaciamento entre canales ($\Delta\lambda$), en función del número de ciclos de acoplamiento (N).

Se presentó la fabricación de un WDM en particular, el cual opera en la región espectral de 2 micras con un espaciamento entre canales de $\Delta\lambda=300$ nm, el dispositivo cuenta con dos canales a 1550 y 1850 nm. Para su fabricación se empleó una técnica estándar de fusión y estiramiento, la cual es un proceso preciso y permite obtener dispositivos de una buena calidad y replicables. Durante la fabricación se monitoreo en tiempo real la transmisión entre los puertos del dispositivo, esto nos permite detener el proceso con precisión una vez que se ha logrado el ciclo de acoplamiento deseado ($N=2$). Es importante resaltar que para la fabricación de un WDM 1550/1850 nm es esencial hacer uso de un láser con emisión a 1550 nm, ya que el ciclo de acoplamiento calculado es mediante esta longitud de onda de operación. Esto brinda una gran ventaja debido a la gran disponibilidad de fuentes de luz láser en dicha región espectral en comparación a una que opere a 1850 nm.

El dispositivo fabricado es robusto a los cambios ambientales y de una buena estabilidad en transmisión de acuerdo a un uso mecánico moderado, debido a que el WDM es encapsulado en un protector de polímero plástico. También tienen la ventaja de ser dispositivos compactos y de muy bajo costo de manufactura en comparación a un dispositivo comercial. El WDM 1550/1850 nm, es competente para su uso en diferentes aplicaciones esto es respaldado por los resultados obtenidos durante la caracterización de

este dispositivo. Se realizaron dos tipos de caracterización; una para mostrar la dependencia espectral y otra para mostrar su funcionamiento como multiplexor.

La dependencia espectral del dispositivo muestra una buena transmisión en cada canal analizado, el canal que opera a 1550 nm presenta una atenuación de ≈ 14 dB para la longitud de onda de 1850 nm y 7 dB para la longitud de onda de 1550 nm en el canal que trabaja a 1850 nm. Es importante resaltar que estos resultados son para un espaciamiento entre canales de 300 nm, sin embargo este dispositivo tiene una operación mejorada para un espaciamiento de 380 nm, teniendo una aislación por diafonía entre sus canales de 15 dB. En cuanto a su funcionalidad de multiplexor 1550/1850 nm, el WDM presento una transmisión óptima de ambas señales de luz láser a través del puerto 1 del dispositivo, con pérdidas por inserción menores a 3 dB.

Como se me menciona el dispositivo es competente para ser implementado en diferentes aplicaciones de interés, siendo nuestro caso, su función como multiplexor en una cavidad laser de fibra óptica dopada con Tulio. El desempeño del WDM es adecuado permitiendo el funcionamiento óptimo de un láser de fibra óptica que opera en la región espectral de 2 micras, esto satisface el objetivo principal de este trabajo de tesis al desarrollar un WDM, el cual es económico y funcional en la región espectral mencionada, dando la oportunidad de seguir desarrollando e investigando en tecnología de fuentes de luz láser de fibra óptica dopada con tulio.

5.2 Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro se propone la posibilidad de fabricar WDMs bajo el análisis del coeficiente de acoplamiento para un dispositivo fabricado con una fusión fuerte, ya que el análisis teórico y experimental realizado en este proyecto es únicamente para el caso de una fusión débil, donde la simetría cilíndrica de las fibras ópticas se conserva. El coeficiente de acoplamiento para una fusión débil es descrito por la ecuación 4.3 y solamente es válido hasta el punto crítico, es decir cuando las distancias de centro a centro de ambas fibras son igual al doble de sus radios. Esta condición no se cumple para el caso de una fusión fuerte, lo cual implica que la simetría cilíndrica de ambas fibras no se conserva y se traslapan una

sobre la otra, como se ilustra en la figura 5.1. Donde la línea punteada azul simula el traslape de ambas fibras y la sección transversal de la región de acoplamiento se aproximada a una simetría cartesiana.

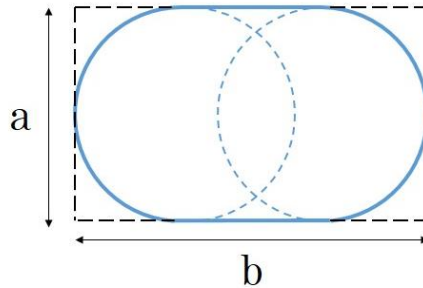


Figura 5.1 Sección transversal de un acoplador con una fusión fuerte y dimensiones $a \times b$.

En este caso, la manera adecuada para tratar este problema, es mediante los análisis de una guía de onda compuesta o bien 2 guías de onda rectangulares colindantes. Donde el acoplamiento se lleva a cabo por la superposición de los supermodos par e impar de una guía de onda plana y cada modo tiene diferente constante de propagación, esto se ve reflejado directamente en la transmisión potencia óptica, ya que es transferida de una guía de onda a otra. Por lo cual, el coeficiente de acoplamiento es descrito como la mitad de la diferencia de las constantes de propagación y se escribe:

$$\kappa = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} \quad (6.1)$$

Donde β_+ corresponde a la constante de propagación del supermodo par y β_- el impar. Para calcular estas constantes de propagación de una guía de onda compuesta, se propone usar el método de elemento finito, con el objetivo de poder deducir numéricamente el coeficiente de acoplamiento y utilizar la dependencia lineal de este, correspondiente al cambio en longitud de onda. De tal forma, podemos relacionar el espaciamiento entre canales dependiendo del ciclo de estiramiento. Esto brinda una forma diferente para calcular el espaciamiento entre canales de un WDM por una fabricación de fusión fuerte y poder comparar el tipo de fabricación óptima, mas sin embargo, una fusión fuerte conlleva a ciclos de acoplamiento mayores. Esto propicia a tener una mayor dependencia en los

estados de polarización de la luz, en la región de acoplamiento, pudiendo afectar el desempeño del dispositivo.

Como es de nuestro interés el desarrollo de dispositivos de fibra óptica que operen en el rango espectral de 2 micras, con el objetivo de ser implementados en cavidades laser de fibra óptica de Tulio, se propone la fabricación de espejos de lazo óptico compatibles en esta región espectral.

Un espejo de lazo óptico basado en un acoplador direccional generalmente tiene una apariencia como la que se ilustra en la figura 5.2. Donde el principio de funcionamiento, es basado a partir del efecto de interferencia descrito por un interferómetro Sagnac, donde los puertos de salida del acoplador son conectados entre sí para crear un lazo, siendo la región donde interfiere la luz dependiendo de la razón de acoplamiento del dispositivo y de los estados de polarización de luz incidente.

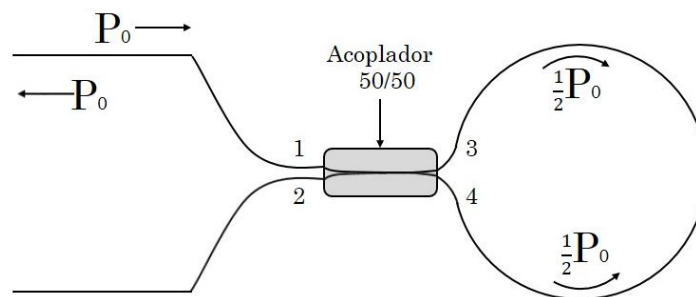


Figura 5.2 Esquema de un espejo de lazo óptico ideal donde la luz inicial es reflejada en su totalidad.

Una forma de entender el principio de funcionamiento es mediante un acoplador con una razón 50/50 en sus puertos de salida P_3 y P_4 , estos puertos son conectados entre sí, generando un lazo. Al acoplar luz de una cierta longitud de onda en el puerto P_1 , esta se propagara hasta la región de acoplamiento para después ser dividida en razones iguales por sus puertos de salida, por lo que sufrirá un desfase de $\pi/2$ en relación a luz que tiene una dirección continua y la que es dividida por el puerto colindante. El 50% de luz inicial viaja en sentido de las manecillas del reloj a lo largo del puerto 3 del acoplador, mientras que el otro 50 % viaja en sentido contrario de las manecillas del reloj por el puerto 4, ver figura 6.2. De tal forma que la potencia transmitida en el puerto 2 es la suma del campo

electromagnético en sentido horario con una fase arbitraria (Φ) y el campo en sentido anti-horario con una fase relativa ($\Phi - \pi$), los campos tienen una amplitud idéntica, propiciando una interferencia destructiva, por ende una transmisión en el puerto 2 es igual a cero. Esto se entiende por conservación de energía, que la luz es reflejada en su totalidad por el puerto 1 para la longitud de onda incidente, esta asunción no es del todo precisa ya que es idealizando un acoplador sin pérdidas por inserción y sin dependencia a los estados de polarización generados por la birrefringencia propia del lazo óptico.

Dicho lo anterior, el dispositivo funciona como un espejo ideal que refleja la luz totalmente para una longitud de onda específica. Sin embargo no funciona de la misma forma para una longitud de onda diferente, por lo cual la transmisión del puerto 2 es diferente de cero, esto se debe a la dependencia espectral de un acoplador de fibra óptica. Este tipo de dispositivos tienen una aplicación inmediata en el desarrollo de cavidades tipo Fabry-Perot para un láser de fibra óptica. Siendo de nuestro interés el desarrollo de dichos dispositivos que sean compatibles con la región espectral de las fibras dopada de Tulio.

Apéndices

En esta sección, se adjuntan los siguientes apéndices: apéndice A; describe la metodología usada para la solución de las ecuaciones diferenciales de modos acoplados, Apéndice B; contiene el código fuente del programa que simula la transferencia de energía en un acoplador bicónico de fibra óptica, Apéndice C; contiene el código fuente del programa que simula la dependencia espectral de la transmisión de un acoplador bicónico, Apéndice D; contiene el código fuente del programa que simula la linealidad espectral del coeficiente de acoplamiento para una fusión débil

Apéndice A: Soluciones para las ecuaciones diferenciales de un acoplador codireccional

El apéndice A demuestra las soluciones para las ecuaciones diferenciales de modos acoplados descritas en la sección 2.2, y se determina el valor para las constantes: a_1 , a_2 , b_1 y b_2 . Si derivamos la ecuación 2.31 respecto a z obtenemos:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 A}{dz^2} &= \frac{d}{dz} [-j\kappa_{12}B(z)\text{Exp}(-j\Delta\beta z)] \\ &= -j\kappa_{12} \left[-j\Delta\beta \text{Exp}(-j\Delta\beta z)B(z) + \text{Exp}(-j\Delta\beta z) \frac{dB(z)}{dz} \right]\end{aligned}\quad (1A)$$

Sustituyendo la ecuación 2.32 en 1A y $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

$$\frac{d^2 A}{dz^2} + j\Delta\beta \frac{dA}{dz} + K^2 A = 0, \quad K^2 = \kappa_{12}\kappa_{21} \quad (2A)$$

Rescribiendo la ecuación diferencial en su ecuación característica y buscando las raíces que satisfagan la igualdad.

$$\lambda^2 + j\Delta\beta\lambda + K = 0 \quad (3A)$$

Con:

$$\lambda_1 = j(\delta + q)$$

$$\lambda_2 = j(\delta - q)$$

$$\delta = \frac{\Delta\beta}{2} \text{ y } q = \sqrt{\delta^2 + K^2} \quad (4A)$$

La solución general es $A(z)=a_1A_1(z) + a_2A_2(z)$ donde a_1 y a_2 son constantes y $A_1(z)=Exp[\lambda_1 z]$, $A_2(z)=Exp[\lambda_2 z]$. Tomando en cuenta que la solución exacta para raíces complejas es $A_{1,2}(z)=Exp(\alpha + j\lambda_{1,2} z)$ pero en este caso $\alpha=0$ por lo tanto:

$$A(z) = [a_1 e^{jqz} + a_2 e^{-jqz}] Exp(-j\delta z) \quad (5A)$$

Queda entonces demostrada la ecuación 2.33a y se utiliza el mismo método para encontrar la solución general de 2.32 y así poder demostrar 2.33b. Para obtener una relación para las constantes a_1 , a_2 , b_1 y b_2 , se tiene que derivar respecto a z las ecuaciones 2.33, igualando con 2.31 y 2.32 deducimos la amplitud de campo como:

$$A(z) = \left\{ -\frac{1}{\kappa_{21}} [(\delta + q)b_1 e^{jqz} + (\delta - q)b_2 e^{-jqz}] Exp(-j\delta z) \right\} \quad (6A)$$

$$B(z) = \left\{ -\frac{1}{\kappa_{12}} [(q - \delta)a_1 e^{jqz} + (-\delta - q)a_2 e^{-jqz}] Exp(j\delta z) \right\} \quad (7A)$$

Por inspección obtenemos la siguiente relación.

$$\kappa_{21}a_1 = -(\delta + q)b_1$$

$$\kappa_{21}a_2 = (q - \delta)b_1$$

$$\kappa_{12}b_1 = -(q - \delta)a_1$$

$$\kappa_{12}b_2 = (q + \delta)a_2 \quad (8A)$$

Ahora tomando en cuenta las condiciones iniciales $A(0)=a_1 + a_2$ y $B(0)=b_1 + b_2$, para evaluar a 6A y 7A con $z = 0$ encontramos los valores de a_1 , a_2 , b_1 y b_2 mediante las relaciones 8A.

$$a_1 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{\delta}{q} \right) A(0) - \frac{\kappa_{12}}{q} B(0) \right] \quad (9A)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\delta}{q} \right) A(0) + \frac{\kappa_{12}}{q} B(0) \right] \quad (10A)$$

$$b_1 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\delta}{q} \right) B(0) - \frac{\kappa_{21}}{q} A(0) \right] \quad (11A)$$

$$b_2 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{\delta}{q} \right) B(0) + \frac{\kappa_{21}}{q} A(0) \right] \quad (12A)$$

Si sustituimos las ecuaciones 9A – 12A en 2.33, simplificando y usando la forma exponencial del *senx* y *cosx* se obtienen los coeficientes de la matriz de transmisión de la sección 2.3.1.

Apéndice B: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la transferencia de energía en un acoplador bicónico

Programa referente a la figura 2.6

```
clear all; clc; clf;
tic;
% Programa que simula el intercambio de energía en un acoplador
% direccional de fibra óptica

% Definimos la longitud de onda de operación (micras)
lamda=1.5

% Definimos el diametro final del acoplador (micras)
Diametro_acoplador_micras=20;

% Diametros de la fibra que utilizamos para fabricar el acoplador (micras)
Dcl=125 %
Dc =8.2 % (8.2 para smf-28);

% El acoplador tiene 2 fibras, entonces diámetro de una de las fibras que
componen al acoplador es:
d_taper=(Diametro_acoplador_micras)/2 % (micras)

% Radios de la fibra en el acoplador
razon=Dcl/d_taper;
rcl=(Dcl/razon)/2;
rc =(Dc/razon)/2;
rext=Dcl/razon;

% Definimos una longitud z del acoplador (metros)
z=0.10; % m

% Coeficientes de Sellmeier
load 'sellmeier2.dat';

% Factor de corrección
aaaa=0.99419; % 0.9996 (smf-28)

% Coeficientes del núcleo(4.1 GeO2) % Coeficientes del revestimiento
(Si)
Bc1=sellmeier2(4,1)*aaaa; Bc11=sellmeier2(1,1);
Bc2=sellmeier2(4,2)*aaaa; Bc12=sellmeier2(1,2);
Bc3=sellmeier2(4,3)*aaaa; Bc13=sellmeier2(1,3);

ac1=sellmeier2(4,4)*aaaa; ac11=sellmeier2(1,4);
ac2=sellmeier2(4,5)*aaaa; ac12=sellmeier2(1,5);
ac3=sellmeier2(4,6)*aaaa; ac13=sellmeier2(1,6);
```

```

% relación de Sellmeier (agrawal), Ref. 12 y 36 del cap. 2

W=(2*pi*3e14/lamda);

Wc1=2*pi*3e14/sqrt(ac1);      Wc11=2*pi*3e14/sqrt(ac11);
Wc2=2*pi*3e14/sqrt(ac2);      Wc12=2*pi*3e14/sqrt(ac12);
Wc3=2*pi*3e14/sqrt(ac3);      Wc13=2*pi*3e14/sqrt(ac13);

nc=(sqrt(1 + (Bc1*Wc1^2)/(Wc1^2-W^2) + ...
          (Bc2*Wc2^2)/(Wc2^2-W^2) + (Bc3*Wc3^2)/(Wc3^2-W^2)))

ncl=(sqrt(1 + (Bcl1*Wc11^2)/(Wc11^2-W^2) + ...
          (Bcl2*Wc12^2)/(Wc12^2-W^2) + (Bcl3*Wc13^2)/(Wc13^2-W^2)))

next=1

% neff del modo del nucleo (asumimos nc=ncl y ncl=next
Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP01(x,ncl,next,lamda,rcl,rect);
aux =Auxiliar_LP01(ncl,next,lamda,rcl,rect);
nc_eff_01=fzero(Ecuacion,[aux ncl-0.000000000001]) %nc_eff(i)=Raiz;

%Guardamos la información en un arreglo
AA(1,1)=lamda;
AA(1,3)=nc_eff_01;
% Hay que checar estos 2 parámetros
AA(1,8)=nc;
AA(1,9)=ncl;

% Mostramos en pantalla en índice efectivo
neff=AA(1,3)

% Calculamos kappa en (1/m)
Num=1; % Parámetro que nos indica el número de modo del overlap (viene de
un programa previo)
overlap_between_modes=overlap(rc,rcl,rect,AA,Num,next);
kappa=overlap_between_modes(:,1)*1e6 %Kappa en m-1

% Calculamos betas, delta beta y gamma
B1=(2*pi/(lamda*1e-6))*neff;
B2=(2*pi/(lamda*1e-6))*neff;
delta_beta=B2-B1; % si delta beta = 1000 ya hay cambios
gamma=sqrt(kappa^2+ (delta_beta/2)^2 );
F=(kappa/gamma)^2;

% iniciamos dando pequeños valores a z (distancia)
step_z=1000; % Es el numero de secciones en que dividimos la distancia Z
for i=1:step_z
    argumento=(gamma*(z*(i/step_z)));
    P1(i)=1-(F*(sin(argumento))^2);
    P2(i)=F*(sin(argumento))^2;
    kz(i)=argumento/pi; % arreglo producto kz normalizado a pi
    L(i)=z*i/step_z; % arreglo se las secciones de la longitud Z
end

```

```
end

figure(1)
plot(L,P1,L,P2);
title('Transferencia de Energía');
xlabel('z, metros');
ylabel('Transmisión');

P11=P1';
P22=P2';
LL=L';;
save Puerto_3.dat P11 -ascii
save Puerto_4.dat P22 -ascii
save Longitud.dat LL -ascii
```

Apéndice C: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la dependencia espectral en un acoplador bicónico

Programa referente a la figura 4.2b

```
clear all; clc; clf;
tic;
% Programa que simula el intercambio de energía en un acoplador
% direccional de fibra ?óptica

% Definimos la longitud de onda de operación (nanómetros)
lamdas=1300:1:1900;

% Definimos el diámetro final del acoplador (micras)
Diametro_acoplador_micras=20;

% Definimos una longitud z del acoplador (metros)
z=0.007 % m

% Diámetros de la fibra que utilizamos para fabricar el acoplador (micras)
Dcl=125; %
Dc =8.2; % (8.2 para smf-28);

% El acoplador tiene 2 fibras
% entonces diámetro de la fibra en el acoplador es:
d_taper=(Diametro_acoplador_micras)/2; % (micras)

% Radios de la fibra en el acoplador
razon=Dcl/d_taper;
rcl=(Dcl/razon)/2;
rc =(Dc/razon)/2;
rext=Dcl/razon;

%Iniciamos el ciclo de trabajo;
for i=1:length(lamdas)
    lamda=lamdas(i)/1000

% Coeficientes de Sellmeier
load 'sellmeier2.dat';

    % Factor de corrección
    aaaa=0.99419; % 0.9996 (smf-28)

    % Coeficientes del núcleo(4.1 GeO2) % Coeficientes del revestimiento
    (Si) Bc1=sellmeier2(4,1)*aaaa; Bc11=sellmeier2(1,1);
    Bc2=sellmeier2(4,2)*aaaa; Bc12=sellmeier2(1,2);
    Bc3=sellmeier2(4,3)*aaaa; Bc13=sellmeier2(1,3);

    ac1=sellmeier2(4,4)*aaaa; ac11=sellmeier2(1,4);
```



```

ac2=sellmeier2(4,5)*aaaa;          ac12=sellmeier2(1,5);
ac3=sellmeier2(4,6)*aaaa;          ac13=sellmeier2(1,6);

% relación de Sellmeier (Agrawal), Ref. 12 y 36 del cap. 2

W=(2*pi*3e14/lamda);

Wc1=2*pi*3e14/sqrt(ac1);      Wc11=2*pi*3e14/sqrt(ac11);
Wc2=2*pi*3e14/sqrt(ac2);      Wc12=2*pi*3e14/sqrt(ac12);
Wc3=2*pi*3e14/sqrt(ac3);      Wc13=2*pi*3e14/sqrt(ac13);

nc=(sqrt(1 + (Bc1*Wc1^2)/(Wc1^2-W^2) + ...
          (Bc2*Wc2^2)/(Wc2^2-W^2) + (Bc3*Wc3^2)/(Wc3^2-W^2)));

ncl=(sqrt(1 + (Bc11*Wc11^2)/(Wc11^2-W^2) + ...
           (Bc12*Wc12^2)/(Wc12^2-W^2) + (Bc13*Wc13^2)/(Wc13^2-W^2)));

%next=1;
%next=1.010;
%next=1.3490;
next=1.351;
%next=1.3545;

% neff del modo del Core (asumimos nc=ncl y ncl=next
Ecuacion=@(x) RelacionDispersion_LP01(x,ncl,next,lamda,rcl,rect);
aux =Auxiliar_LP01(ncl,next,lamda,rcl,rect);
nc_eff_01=fzero(Ecuacion,[aux ncl-0.000000000001]);

%Guardamos la información en un arreglo
AA(1,1)=lamda;
AA(1,3)=nc_eff_01;
% Hay que checar estos 2 parámetros
AA(1,8)=nc;
AA(1,9)=ncl;

% Mostramos en pantalla en índice efectivo
neff=AA(1,3);

% Calculamos kappa en (1/m)
Num=1; % Parámetro que nos indica el número de modo del overlap (viene de
un programa previo)
overlap_between_modes=overlap(rc,rcl,rect,AA,Num,next);
kappa=overlap_between_modes(:,1)*1e6; %Kappa en m-1

% Calculamos betas, delta beta y gamma
B1=(2*pi/(lamda*1e-6))*neff;
B2=(2*pi/(lamda*1e-6))*neff;
delta_beta=B2-B1; % si delta_beta = 1000 ya hay cambios
gamma=sqrt(kappa^2+ (delta_beta/2)^2 );
F=(kappa/gamma)^2;

```

```

% iniciamos dando pequeños valores a z (distancia)
%step_z=100; % Es el número de secciones en que dividimos la distancia Z
%for i=1:step_z
    argumento=(gamma*z);
    P1_lamda(i)=(1-(F*(sin(argumento))^2));
    P2_lamda(i)=(F*(sin(argumento))^2);
    kz(i)=argumento/pi; % arreglo producto kz normalizado a pi
    L_lamda(i)=lamda*1000; % arreglo de lambdas en nm
%end

end

toc

figure(1)
plot(L_lamda,P1_lamda,L_lamda,P2_lamda),grid;
title('Transferencia de Energía');
xlabel('Lambda, nanometros');
ylabel('Transmisión');

P11=P1_lamda';
P22=P2_lamda';
LL=L_lamda';
save Puerto_3_lamda.dat P11 -ascii
save Puerto_4_lamda.dat P22 -ascii
save Lamda.dat LL -ascii

```

Apéndice D: Programa elaborado en el software Matlab, el cual simula la linealidad espectral del coeficiente de acoplamiento por una fusión débil

Programa referente a la figura 4.2a

```
clear all; clc; clf;
tic;
% Programa que simimula el intercambio de energia en un acoplador
% direccional de fibra ?ptica

% Definimos la longitud de onda de operaci?n(nanometros)
lamdas=1520:1:1570;

% Definimos el diametro final del acoplador(micras)
Diametro_acoplador_micras=5;

% Defenimos una longitud z del acoplador (metros)
z=0.004 % m

% Diametros de la fibra que utilizamos para fabricar el acoplador (micras)
Dcl=125; %
Dc =8.2; % (8.2 para smf-28);

% El acoplador tiene 2 fibras
% entonces diametro de la fibra en el acoplador es:
d_taper=(Diametro_acoplador_micras)/2; % (micras)

% Radios de la fibra en el acoplador
razon=Dcl/d_taper;
rcl=(Dcl/razon)/2;
rc =(Dc/razon)/2;
rext=Dcl/razon;

%Iniciamos el ciclo de trabajo;
for i=1:length(lamdas)
    lamda=lamdas(i)/1000;

% Coeficientes de sellmeier
load 'sellmeier2.dat';

% Factor de correcci?n
aaaa=0.99419; % 0.9996 (smf-28)

% Coeficientes del n?cleo(4.1 GeO2) % Coeficientes del revestimiento
(Si)
Bc1=sellmeier2(4,1)*aaaa; Bc11=sellmeier2(1,1);
Bc2=sellmeier2(4,2)*aaaa; Bc12=sellmeier2(1,2);
Bc3=sellmeier2(4,3)*aaaa; Bc13=sellmeier2(1,3);

ac1=sellmeier2(4,4)*aaaa; ac11=sellmeier2(1,4);
```

```

ac2=sellmeier2(4,5)*aaaa;          ac12=sellmeier2(1,5);
ac3=sellmeier2(4,6)*aaaa;          ac13=sellmeier2(1,6);

% relacion de sellmeier (agrawal), Refs 12 y 36 del cap. 2

W=(2*pi*3e14/lamda);

Wc1=2*pi*3e14/sqrt(ac1);      Wc11=2*pi*3e14/sqrt(ac11);
Wc2=2*pi*3e14/sqrt(ac2);      Wc12=2*pi*3e14/sqrt(ac12);
Wc3=2*pi*3e14/sqrt(ac3);      Wc13=2*pi*3e14/sqrt(ac13);

nc=(sqrt(1 + (Bc1*Wc1^2)/(Wc1^2-W^2) +...
          (Bc2*Wc2^2)/(Wc2^2-W^2) + (Bc3*Wc3^2)/(Wc3^2-W^2)));

ncl=(sqrt(1 + (Bc11*Wc11^2)/(Wc11^2-W^2) +...
           (Bc12*Wc12^2)/(Wc12^2-W^2) + (Bc13*Wc13^2)/(Wc13^2-W^2)));

%next=1;
%next=1.010;
%next=1.3490;
next=1.351;
%next=1.3545;

% neff del modo del core (asumimos nc=ncl y ncl=next
Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP01(x,ncl,next,lamda,rcl,rect);
aux =Auxiliar_LP01(ncl,next,lamda,rcl,rect);
nc_eff_01=fzero(Ecuacion,[aux ncl-0.000000000001]);

%Guardamos la informaci?n en un arreglo
AA(1,1)=lamda;
AA(1,3)=nc_eff_01;
% Hay que checar estos 2 parametros
AA(1,8)=nc;
AA(1,9)=ncl;

% Mostramos en pantalla en indice efectivo
neff=AA(1,3);

% Calculamos kappa en (1/m)
Num=1; % Parametro que nos indica el numero de modo del overlap (viene de
un programa previo)
overlap_between_modes=overlap(rc,rcl,rect,AA,Num,next);
kappa(i)=overlap_between_modes(:,1)*1e6; %Kappa en m-1

% Calculamos betas, delta beta y gamma
CL=kappa*z;
L_lamda(i)=lamda*1000;          % arreglo de lamdas en nm
%end

end

```

```
toc
plot(L_lamda,CL),grid;
xlabel('\lambda, (nm)');
ylabel('Parametro \kappaL');

P11=CL';
LL=L_lamda';
save Parametro_kappaL.dat P11 -ascii
save Lamda.dat LL -ascii
```