

TESIS DEFENDIDA POR

Noemí Lizárraga Osuna

Y aprobada por el siguiente comité:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Director del Comité

Dra. Diana Tentori Santacruz

Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov

Miembro del Comité

Dr. Arturo Velazquez Ventura

Miembro del Comité

Dr. Horacio Soto Ortiz

Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa en
Ciencias en Óptica*

Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla

*Director de Estudios
de Posgrado*

23 de Noviembre del 2005

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA

**Láser DBR de Fibra Dopada con Erbio con Retroalimentación
Aleatoriamente Distribuida**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Noemí Lizárraga Osuna

Ensenada, Baja California a Noviembre del 2005.

RESUMEN de la tesis de **Noemí Lizárraga Osuna**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, B. C. Noviembre del 2005.

Láser DBR de Fibra Dopada con Erblio con Retroalimentación Aleatoriamente Distribuida

Resumen aprobado por:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Director de Tesis

Se presenta un trabajo experimental sobre un láser DBR de fibra óptica dopada con erbio con retroalimentación basada en rejillas de Bragg aleatoriamente distribuidas. Las rejillas se fabricaron usando el método de mascarilla de fase, con un láser de onda continua de UV (longitud de onda de 244 nm). Se grabaron varias cadenas de rejillas de Bragg aleatorias. La aleatoriedad se debe a las variaciones en las distancias de separación entre las rejillas, así como también en el periodo de las mismas. Los espectros de reflexión de las cadenas de rejillas se midieron usando como fuente de iluminación un láser de semiconductor sintonizable con una resolución de hasta 0.01 nm. Estos resultados coincidieron con los obtenidos a través de una simulación numérica, desarrollada por el método de matriz de transferencia. El programa de simulación se escribió en MATLAB.

En principio, la ventaja de utilizar rejillas aleatorias, es que permiten generar una línea muy angosta en el espectro de reflexión debido a efectos de interferencia múltiple entre las mismas. Por lo tanto, el espectro de emisión láser a la salida presenta un ancho de línea muy estrecho, menor a 0.01 nm.

En este trabajo se construyeron láseres de fibra óptica con cavidades aleatorias. Se compara además la potencia de salida de las diferentes cavidades láser y la longitud de onda de salida de los láseres construidos.

Palabras clave: Rejillas de Bragg aleatorias, láser de fibra óptica, cavidad láser.

ABSTRACT of the thesis presented by **Noemí Lizárraga Osuna**, as a partial requirement to obtain the SCIENCE MASTER degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, B. C. November 2005.

Fiber Optical Er Laser with Randomly Distributed Feedback

Abstract approved by:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Thesis director

In this thesis, we present an experimental study of optical fiber lasers with feedback based on randomly distributed Bragg gratings. The Bragg gratings were fabricated by face mask technique using as the light source a continuous UV laser with wavelength 244 nm. A set of Bragg gratings spaced randomly and with some randomization in the grating period formed a random mirror of a laser cavity. The reflection spectrum of each of gratings was measured using a semiconductor tuneable laser with a resolution of 0.01 nm. The experimental results are in a good agreement with results obtained by numerical simulations based on the transfer-matrix technique. The numerical calculations were carried out with the use of the MATLAB software.

The advantage of using randomly spaced random Bragg gratings for the distributed feedback is the possibility it offers to obtain a narrow emission line of the fiber laser. This is due to fact that the transmission spectrum of the random mirror can have narrow peaks, which result from multiple scattering and interference of the light propagating through the randomly spaced Bragg gratings. In our experiments FWHM of the laser lines as narrow as less 0.01 nm were reached. For all of the different lasers fabricated the spectrum of the emitted light and the wavelength of the laser as a function of the pumping current and number of the Bragg gratings were investigated.

Keywords: Random Bragg gratings, fiber laser, laser resonator.

A la Reina del Acoplamiento

Agradecimientos

- Antes que a nadie agradezco a Dios nuestro señor por haberme puesto en el camino indicado, además por ayudarme a seguir sin decaer.
- A mis padres Rosa y Juan por su apoyo incondicional y paciencia para estar aquí. A mis hermanos Verónica, Javier y Juan.
- A mis mejores amigos Raúl y Karla por recibirme en mis vacaciones como si fuera una “Reina”.
- A todos mis compañeros de la maestría, pero en especial a las tres personas que me ayudaron a estar serena Norma, Karina y Joel.
- A la Dra. Elena Tchaikina por soportar mis locuras, ¿Cuántos dolores de cabeza soportó?
- A los miembros que conformaron mi comité de tesis: la Dra. Diana Tentori, el Dr. Stepanov, el Dr. Arturo Velázquez y el Dr. Horacio Soto les agradezco tanto haberme tenido paciencia cuando no demostré brillantez en el proyecto.
- A Héctor Pérez Aguilar que sin duda fue otro miembro más del comité.
- También a mis “Doctores favoritos” favoritos el Dr. Raúl Rangel y el Dr. Eugenio Méndez.
- A todo CICECE para que no se enojen conmigo.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por su apoyo.

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Resumen	II
Abstract	III
Agradecimientos	V
Lista de Figuras	IX
Lista de Tablas	XIV
I. Introducción	1
I.1. Reseña Histórica	1
I.2. Objetivos	4
I.3. Estructura de la tesis	4
II. Características de las Rejillas de Bragg	6
II.1. Fotosensibilidad de Fibras Ópticas	6
II.2. Rejillas de Bragg	8
II.3. Fabricación de Rejillas de Bragg (RB)	10
II.3.1. Método holográfico	10
II.3.2. Método de Mascarilla de Fase (MF)	11
II.4. Análisis del Comportamiento de la Luz que Pasa a través de una Rejilla de Bragg	13
II.4.1. Teoría de Modos Acoplados	13
II.4.2. Método de Matriz de Transferencia	20
III. Conceptos Generales de un Láser	30
III.1. Láser de Semiconductor	31
III.1.1. Láseres de Semiconductor tipo DFB y DBR	32
III.2. Láser de Fibra Óptica Dopada con erbio	33
III.2.1. Espectroscopia del Erbio (Er^{+3})	33
III.2.2. Sección Eficaz de Absorción y de Emisión	35
III.2.3. Amplificador y Láser	37
III.3. Factor Q de calidad, Fineza y Tiempo de vida del fotón	45
IV. Resultados Experimentales de Rejillas de Bragg Aleatorias	49
IV.1. Arreglo Experimental para la Fabricación de Rejillas de Bragg Uniformes y Aleatorias	49
IV.2. Arreglo Experimental para la Caracterización de Rejillas de Bragg	52
IV.3. Caracterización de las Rejillas de Bragg Fabricadas	53
IV.4. Resultados sobre la Simulación para Rejillas de Bragg Aleatorias	64
V. Resultados Experimentales para un Láser DBR de Fibra Dopada con Erbio con Retroalimentación Aleatoriamente Distribuida	66

Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
V.1. Láser de Fibra Óptica tipo DBR y Arreglo Experimental Para su Caracterización	66
V.1.1. Caracterización de los dispositivos	68
V.2. Funcionamiento y Resultados Experimentales de un Láser de Fibra Óptica tipo DBR	71
V.2.1. Primera Combinación de Rejillas de Bragg	72
V.2.2. Segunda Combinación de Rejillas de Bragg	77
V.2.3. Tercer Combinación de Cadenas de Rejillas de Bragg Aleatorias	83
VI. Resumen y Conclusiones	95
VI.0.4. Resumen	95
VI.0.5. Conclusiones	95
VI.1. Trabajo a Futuro	97
Bibliografía	98

Lista de Figuras

Figura	Página
1. Coeficiente de transmisión (T) de luz propagada en un sistema aleatorio con índice de refracción como función de longitud de onda [Bliokh <i>et al.</i> , 2004].	4
2. Esquema de una rejilla de Bragg grabada en el núcleo de una fibra dopada con germanio en donde la condición de Bragg sólo se cumple para la longitud de onda λ_3	9
3. Arreglo para grabar una RDB por el método holográfico empleado por Meltz <i>et al.</i>	11
4. Grabado de una rejilla de Bragg por el método de Mascarilla de Fase. El periodo de la MF es Λ_{MF} y el periodo de la rejilla de Bragg grabada es $\Lambda_{RB} = \Lambda_{MF}/2$	12
5. Para calcular el espectro de reflexión de una rejilla de Bragg se tomaron en cuenta los parámetros $L = 2$ mm, $\varsigma_{ac} = 1$ y $\lambda_b = 1530.1$ nm	20
6. Propagación del campo electromagnético a través de una interfaz.	21
7. Propagación del campo electromagnético a través de un medio homogéneo.	23
8. Propagación del campo electromagnético a través de una capa de espesor l , con el medio M_1 y M_2 representan la primer y segunda interfaz, respectivamente, y M_l al medio homogéneo.	24
9. Esquema de rejillas de Bragg aleatorias grabadas en el núcleo de una fibra óptica fotosensible.	26
10. Mediciones de la intensidad transmitida en forma logarítmica de un apilamiento de N películas de plástico con grosor de 0.25 mm. ($\cdot\cdot\cdot$), las cuales fueron iluminadas con luz proveniente de un láser He-Ne. La línea sólida es un ajuste realizado con base en los resultados obtenidos (—) y la línea (— — —) muestra las predicciones de la teoría de rayos.	27
11. Mediciones de la intensidad transmitida en forma logarítmica de un apilamiento de N películas de plástico con grosor de 0.1 mm. ($\cdot\cdot\cdot$), las cuales fueron iluminadas con luz proveniente de un láser He-Ne. La línea sólida es un ajuste realizado con base en los resultados obtenidos (—) y la línea (— — —) muestra las predicciones de la teoría de rayos.	28
12. Estructura general de un láser. El láser está constituido por dos espejos (R_1 y R_2) que forman la cavidad láser, un medio activo y un sistema de excitación. Uno de los espejos de la cavidad es parcialmente transmisor R_2	30
13. Procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada para un láser de semiconductor.	31
14. Láser de semiconductor DFB.	32

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
15. Láser de semiconductor DBR.	33
16. Espectro de emisión del Er^{+3} bombeado con una potencia de 4.48 mW.	34
17. Niveles de energía del Er^{+3} con sus respectivos tiempos de vida [Larose, 1995].	35
18. Sistema de tres niveles de energía del erbio, donde ν_B es la señal a la longitud de onda de bombeo, ν_L es la señal a la longitud de onda de la generación láser, τ_{32} y τ_{21} son los tiempos de vida que decaen de un estado a otro [Dignonnet, 1990].	39
19. Resonador Fabry-Perot formado por dos espejos cuyos coeficientes de reflexión respectivos son R_1 y R_2 y están separados por una distancia d	42
20. Resonador Fabry-Perot formada por dos espejos cuyas reflectividades respectivas son R_1 y R_2 y dentro del resonador se encuentra un medio amplificador. R_2 es parcialmente transmisor.	45
21. Decaimiento de fotones en una cavidad.	47
22. Arreglo experimental usado para grabar rejillas de Bragg. Utiliza los siguientes elementos: un láser LEXEL 95-SHG-cw (UV), una lente esférica con distancia focal de 7cm, un diafragma, una lente cilíndrica (L_1) con distancia focal de 15 cm, una lente cilíndrica (L_2) con distancia focal de 10 cm y una mascarilla de fase con una periodicidad de 1057.	50
23. Alineación de la mascarilla de fase. (a) Alineación de la mascarilla de fase sin fibra óptica fotosensible. (b) Alineación de la mascarilla de fase y la fibra óptica fotosensible.	51
24. Arreglo experimental utilizado para capturar el espectro de reflexión de las rejillas de Bragg fabricadas. Este arreglo utiliza los siguientes elementos: un láser sintonizable infrarrojo modelo 6300 de New Focus, un microobjetivo 40x, un acoplador 50/50, un obturador periódico, un amplificador síncrono modelo SR830 de Stanford, una detector modelo 2011-FC de New Focus y una computadora personal.	53
25. Espectro de reflexión para una rejilla de Bragg donde la condición de Bragg se satisface para 1530.10 nm.	55
26. Espectro de reflexión para una rejilla de Bragg grabada con una desalineación ligera. La longitud de onda de Bragg es 1529.31 nm, y su ancho FWHM es $\Delta\lambda = 0.13$ nm.	56
27. Espectro de reflexión para dos rejillas de Bragg donde la reflectancia máxima ocurre a una longitud de onda de 1529.74 nm; con un ancho FWHM de $\Delta\lambda = 0.13$ nm.	57

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
28. Espectro de reflexión para una cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias grabadas en una fibra óptica dopada con germanio.	58
29. Continuación de la cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias.	59
30. Reflectancia máxima en función del número de rejillas que forman a una cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias.	60
31. Espectro de reflexión para una cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias grabadas en una fibra óptica dopada con germanio.	61
32. Continuación de la cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias.	62
33. Reflectancia máxima en función del número de rejillas que forman a una cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias.	63
34. Comparación numérica y experimental de una cadena de tres rejillas de Bragg aleatorias.	65
35. Arreglo experimental de un láser de fibra óptica dopada con erbio.	67
36. Potencia de salida (P_0) en función de la corriente de bombeo para el diodo láser JDS modelo 6300.	69
37. Espectro típico de emisión espontánea de una fibra dopada con erbio (HG980) bombeada a una potencia, $P_0 = 3$ mW.	70
38. Esquema experimental para medir el espectro de salida de un láser de fibra óptica con una cavidad formada por la rejilla de Bragg R_1 y la cara final de la fibra que transporta la señal de 1550 nm de un WDM.	73
39. Resultados experimentales para un láser de fibra óptica con R_1 funcionando como uno de los espejos de la cavidad. Espectro de reflectividad (línea negra continua), de superluminiscencia (línea gris discontinua, $P_B = 0.2$ mW) y de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 4.3$ mW).	74
40. Esquema de un láser de fibra óptica donde las rejillas R_1 y R_2 forman la cavidad.	75
41. Espectros de reflexión de las rejilla de Bragg R_1 (línea gris continua), R_2 (línea discontinua) y del producto de ambos (línea negra continua).	76
42. Resultados obtenidos para un láser con una cavidad formada por las rejillas de Bragg R_1 y R_2 . El producto de los espectros de reflexión de las rejillas es la línea negra continua, el de superluminiscencia es la línea discontinua ($P_B = 3.61$ mW) y el de emisión láser la línea gris continua ($P_B = 4.3$ mW).	76

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
43. Resultados obtenidos para un láser de fibra óptica con la rejilla de Bragg R_3 como uno de los espejos que forman a la cavidad. Espectro de transmitancia (línea gris punteada, $P_B = 2.27$ mW), espectro de reflexión de R_3 (línea negra continua), espectro de superluminiscencia (línea negra discontinua, $P_B = 2.52$ mW) y espectro de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 3.3$ mW).	78
44. Potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para un láser con la rejilla de Bragg R_3 funcionando como uno de los espejos de la cavidad.	79
45. Espectro de reflexión de la rejilla de Bragg R_3 (línea gris continua), espectro de reflexión de R_4 (línea gris discontinua) y producto de los espectros de reflexión de ambas rejillas de Bragg (línea negra continua).	79
46. Resultados obtenidos para un láser de fibra óptica con una cavidad formada por las rejillas de Bragg R_3 y R_4 . El producto de los espectros de reflexión de las dos rejillas es la línea negra continua, el espectro de superluminiscencia la línea punteada ($P_B = 2$ mW) y espectro de emisión láser la línea gris continua ($P_B = 2.27$ mW).	80
47. Comparación de la potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para el primer análisis (cuadro gris) y el segundo análisis (cuadro negro) para la segunda combinación de rejillas de Bragg.	81
48. Variación de la longitud de onda de emisión láser (círculos) en función de la corriente de bombeo para un láser de fibra óptica con R_3 y R_4 como cavidad. La línea cotinua es el promedio de la longitud de onda de emisión láser.	82
49. Resultados obtenidos para la primera etapa de la cuarta combinación. Espectro de reflexión de R_6 (línea negra continua), espectro de transmitancia (línea negra punteada, $P_B = 2$ mW), espectro de superluminiscencia (línea discontinua, $P_B = 2.52$ mW) y espectro de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 2.73$ mW).	83
50. Potencia de salida normalizada para un láser con R_6 como uno de los espejos que forma a la cavidad.	84
51. Emisión de un láser de fibra óptica tipo DBR en función del número de rejillas para una corriente de bombeo de $I_{LD} = 61$ mA.	85
52. Emisión de un láser de fibra óptica tipo DBR en función del número de rejillas para una corriente de bombeo de $I_{LD} = 61$ mA	86
53. Comparación del producto de los espectros de reflexión de R_5 por la cadena de 15 rejillas de Bragg aleatorias (línea negra continua) con la emisión láser a $I_{LD} = 61$ mA (línea gris continua).	87

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
54. Emisión láser para una cavidad formada por la 15va. rejilla de Bragg correspondiente a la cadena R_7 y la cadena de rejillas de Bragg aleatorias R_6 en función de la corriente de bombeo I_{LD}	88
55. Espectro de reflexión de R_6 (línea discontinua), espectro de reflexión de R_5 (línea gris continua) y producto de los espectros de reflexión de ambas rejillas (línea negra continua).	89
56. Producto de los espectros de reflexión de ambas cadenas (línea negra continua), espectro de transmitancia (línea negra punteada, $P_B = 3.3$ mW), espectro de superluminiscencia (línea gris discontinua, $P_B = 3.61$ mW) y emisión láser (línea gris continua, $P_B = 3.8$ mW).	90
57. Comparación de la potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para el primer análisis (cuadro) y el segundo análisis (línea) para la cuarta combinación de rejillas de Bragg.	91
58. Potencia de salida para un láser con cavidad formada por las cadenas de rejillas de Bragg aleatorias R_5 y R_6	92
59. Producto de una cadena de cinco rejillas aleatorias por una rejilla de Bragg (línea continua) y el factor Q de calidad (línea punteada)	93
60. Espectros de reflexión para una rejilla de Bragg (línea negra) y para una cadena de cinco rejillas aleatorias (línea gris).	93

Lista de Tablas

Tabla	Página
I. Parámetros de operación para el diodo láser de JDS Uniphase modelo 1200.	68
II. Comparación de las escalas espectrales del láser sintonizable y el espectrofotómetro.	71
III. Rejillas de Bragg usadas en las cavidades del láser.	72
IV. Rejillas de Bragg usadas para construir las cavidades del láser (segunda combinación)	77

Capítulo I

Introducción

I.1. Reseña Histórica

Desde el descubrimiento del láser¹ han habido notables cambios en la tecnología que nos rige actualmente. Durante los años sesenta se probaron varios métodos para obtener acción láser y se desarrollaron la mayor parte de los tipos de láseres que conocemos en la actualidad. En forma simultánea, se abrió un nuevo campo en el área de fibras ópticas con las técnicas de deposición de vapores químicos agregando iones de tierras raras en su núcleo [Poole *et al.*, 1985].

Estos avances permitieron que el grupo de Mears de la Universidad de Southampton desarrollaran el primer láser de fibra dopada con erbio [Mears *et al.*, 1986]; con este elemento químico perteneciente a la familia de los lantánidos se tiene un sistema láser que opera como un sistema de tres niveles dependiendo de la fuente de bombeo óptico utilizada, permitiendo modelar cualitativamente su funcionamiento.

De igual forma, en 1978 Hill y colaboradores del Centro de Investigación de Comunicaciones de Canadá descubrieron, durante un experimento sobre efectos no lineales para el diseño de una fibra de sílice con características especiales, que al exponer el núcleo de la fibra a la luz de un láser de argón de 488 nm ésta resultó fotosensible [Hill *et al.*, 1978].

Como resultado en 1989 se dió otro paso importante por Meltz y compañeros, quienes fueron los primeros en demostrar la fabricación de rejillas de Bragg reflectivas en el

¹La palabra láser significa “amplificación de luz por emisión estimulada de radiación”.

núcleo de la fibra óptica fotosensible, por medio de la técnica de escritura lateral. La rejilla de Bragg es un dispositivo con una variación periódica del índice de refracción, que se introduce longitudinalmente a lo largo del núcleo de la fibra y que actúa como una estructura de reflexión múltiple.

A raíz de este descubrimiento, las rejillas de Bragg se utilizan en láseres de fibras ópticas, los cuales se basan en las estructuras de los láseres de semiconductor DBR² [Hsu, 1997] y [Dong *et al.*, 1997] y DFB³ [Lauridsen *et al.*, 1998]; [Alam *et al.*, 2003]. Estas rejillas de Bragg actúan como cavidad óptica seleccionando una longitud de onda para la retroalimentación. En diferentes modelos de láseres de fibra óptica basados en rejillas se han hecho esfuerzos para optimizar algunos de sus parámetros tales como potencia, ancho de emisión, etc. [Bellemare, 2003].

Otro tema que es importante mencionar es la propagación de ondas en medios aleatorios que ha sido objeto de una gran cantidad de investigaciones tanto teóricas como experimentales [Anderson, 1958]; [Van Rossum y Nieuwenhuizeb, 1999]. A pesar de este esfuerzo, el tema aún presenta muchos retos y continuamente se reportan nuevos e inesperados resultados. El interés en este tema está motivado por el descubrimiento de que en medios altamente desordenados, y debido a efectos de esparcimiento múltiple pueden darse efectos de interferencia que sobreviven y se realzan dentro de un sistema. Frecuentemente, la gente se refiere a este fenómeno como efectos de localización.

Los fenómenos de interferencia entre ondas que han sido esparcidas múltiples veces en medios con una alta aleatoriedad se manifiestan de diversas maneras; por ejemplo podemos mencionar la localización fuerte [Anderson, 1958], la localización débil, que se identifica como un reforzamiento en la dirección de retroesparcimiento (“enhanced backscattering”) [McGurn *et al.*, 1985]; [Méndez y O’Donnell, 1987]; [Brouwer, 1998],

²Por sus siglas en inglés, Distributed Bragg Reflector.

³Por sus siglas en inglés, Distributed Feed Back.

los picos satélite [Freilikher *et al.*, 1997] y [Méndez *et al.*, 1999] y los láseres aleatorios [Chang *et al.*, 2003].

Este último tema es de gran importancia para la realización de este trabajo, ya que está relacionado con la propagación de ondas en medios desordenados que presentan esparcimiento múltiple y amplificación. Actualmente se han realizado estudios experimentales y estudios teóricos de diferentes tipos de láseres aleatorios citados en la literatura. Estos láseres pueden estar formados por polvo de óxido de zinc, películas policristalinas, arreglos de nano-alambres o un apilamiento de películas dieléctricas cuyo posicionamiento genera un medio desordenado [Cao *et al.*, 1999]; [Thareja y Mitra, 2000]; [Burin *et al.*, 2001]; [Bahoura *et al.*, 2002]; [Jiang y John, 2002]; [Feng y Ueda, 2004]. La cavidad de los láseres aleatorios funciona con esparcimiento múltiple y hace posible la obtención de una línea angosta a la salida.

En la figura (1) se presenta el espectro típico del coeficiente de transmitancia de un medio desordenado (1D) modelado analíticamente para un arreglo de películas dieléctricas [Bliokh *et al.*, 2004]. Se puede observar que muchas de las líneas que se presenta a la salida muestran un ancho angosto y muy pronunciado como por ejemplo para la línea de λ_b .

Como análogo de las películas dieléctricas aleatorias se pueden aplicar rejillas de Bragg aleatorias. Actualmente sólo existe en el área experimental un artículo en donde se investiga la propagación de luz dentro de una cadena de rejillas de Bragg aleatorias [Shapira y Fischer, 2005].

Finalmente, como una opción más de láseres de fibras ópticas se han propuesto láseres de anillo con los cuales también se puede tener a la salida emisión láser con un ancho de línea angosto.

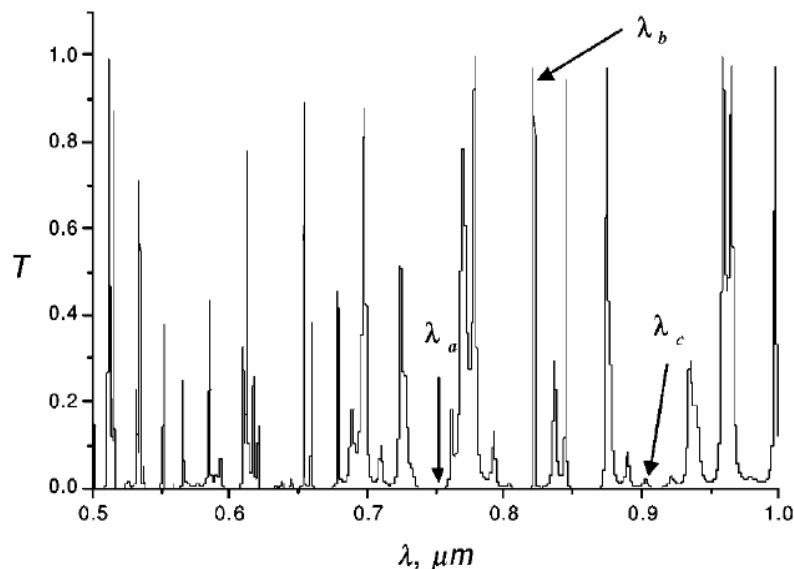


Figura 1: Coeficiente de transmisión (T) de luz propagada en un sistema aleatorio con índice de refracción como función de longitud de onda [Bliokh *et al.*, 2004].

I.2. Objetivos

El principal objetivo de este trabajo es realizar un estudio experimental de un láser DBR de fibra dopada con erbio con retroalimentación aleatoriamente distribuida.

Como metas específicas se plantearon las siguientes:

- Fabricación de una cadena de rejillas de Bragg en posiciones aleatorias.
- Medición de la reflectancia de la cadena de rejillas.
- Estudio experimental de los parámetros espectrales y de la potencia de un láser, cuya cavidad resonadora usa rejillas de Bragg aleatorias como espejos.

I.3. Estructura de la tesis

La estructura de esta tesis es la siguiente:

En el Capítulo II se mencionan los aspectos importantes de las rejillas de Bragg y cómo se imprimen. La fabricación de estas rejillas se puede llevar a cabo usando varios métodos, entre los cuales se destaca el método de mascarilla de fase, que por su sencillez fue el utilizado en nuestro experimento. Así mismo mencionamos las teorías utilizadas para describir la propagación de luz a través de las rejillas de Bragg.

En el Capítulo III se muestran los conceptos generales para entender el funcionamiento de un láser. Además se mencionan las propiedades espectroscópicas del elemento químico que pertenece a la familia de las tierras raras llamado erbio, y las razones por las que se añade al núcleo de la fibra óptica.

En el Capítulo IV se muestra el arreglo experimental usado para fabricar y caracterizar rejillas de Bragg, así como los resultados obtenidos.

En el Capítulo V se muestra el arreglo experimental utilizado para crear un láser de fibra óptica con una estructura tipo DBR y los resultados obtenidos para láseres creados con distintas cavidades.

En el Capítulo VI se presentan las conclusiones que obtuvimos de la realización de esta investigación.

Capítulo II

Características de las Rejillas de Bragg

En este capítulo se explican las características de una rejilla de Bragg, la cual se fabrica modulando el índice de refracción dentro del núcleo de una fibra óptica que presenta propiedades de fotosensibilidad en el UV. Las rejillas de Bragg pueden ser fabricadas a través de varios métodos entre los cuales destacan el método de grabado holográfico, el de mascarilla de fase y el grabado punto por punto. El comportamiento de la radiación electromagnética a través de un medio periódico, puede explicarse usando varios modelos, como son: “teoría de modos acoplados” [Kogelnik y Shank, 1972], “ondas de Bloch” [Russell, 1994]; [Peral y Campmany, 1997] y el método de “matriz de transferencia” [Yamada y Sakuda, 1987] por mencionar algunos. En este trabajo se usan los modelos de teoría de modos acoplados y de matriz de transferencia.

II.1. Fotosensibilidad de Fibras Ópticas

Con el descubrimiento de la fotosensibilidad en fibras ópticas se han desarrollado nuevos componentes para muchas aplicaciones como es el caso de las rejillas de Bragg. Este dispositivo presenta características interesantes, útiles en el área de comunicaciones ópticas, ya que puede usarse como: filtro, reflector, etc.

La fotosensibilidad es una propiedad que da como resultado un cambio permanente del índice de refracción en el núcleo de la fibra cuando es expuesta a luz con una

intensidad y longitud de onda característica que depende del material del núcleo. La fotosensibilidad en fibras de sílice dopadas con germanio (*Ge*) fue observada por primera vez en un experimento realizado por Hill donde se llevaba a cabo un estudio experimental sobre efectos no lineales. El arreglo experimental estuvo constituido de un láser de argón de 488 nm acoplado al núcleo de una fibra óptica con características especiales; además, se agregó un aislador para evitar inestabilidades con la luz reflejada del láser de argón. Posteriormente, colocaron la fuente de un láser de bombeo y la fibra en un tubo térmico aislado. La luz láser incidente se reflejó $\sim 4\%$, debido a la diferencia del índice de refracción de la fibra y del aire, formando un patrón de interferencia permanente en el núcleo de la fibra. A este fenómeno se le conoce como *rejillas de Hill* [Hill *et al.*, 1978].

Los estudios iniciales mostraban que para el crecimiento de la rejilla en una fibra se requería exclusivamente la presencia de germanio como dopante en el núcleo de la fibra [Stone, 1987]. Con el tiempo, numerosos estudios probaron que la fotosensibilidad se da en varios tipos de fibras y muchas de estas fibras contienen dopantes diferentes al germanio, por ejemplo: el europio (*Eu*), el cerio (*Ce*) y el erbio (*Er*).

El cambio del índice de refracción depende del grado de irradiación UV, así como de la composición del vidrio. Típicamente, los láseres ultravioleta iluminan la fibra dopada con germanio a altas intensidades incrementando el índice de refracción en el rango de 10^{-5} a 10^{-2} [Williams *et al.*, 1993]. Algunos estudios muestran que el cambio del índice de refracción es función del tiempo de exposición UV y que dependen también de la estructura y composición de las fibras fotosensibles [Douay *et al.*, 1997].

Existen modelos que explican el fenómeno de fotosensibilidad en las fibras ópticas; entre ellos están: el “modelo de centros de color” [Hand y Russell, 1990], el “modelo de compactación” [Bernadin y Lawandy, 1990] y el “modelo basado en cambios estructurales” [Chiang *et al.*, 1993].

El modelo más utilizado para explicar la fotosensibilidad en fibras de germanio-sílice es el modelo de centros de color. Este modelo es más aplicable a fibras de germanio-sílice previamente hidrogenadas, en las que se forman defectos microscópicos. El modelo afirma que la luz UV ioniza centros con deficiencia de oxígeno, liberando fotoelectrones que son atrapados en sitios vecinos. Esto provoca la creación de nuevos centros de color; lo que modifica el espectro de absorción del vidrio en el UV, de manera permanente.

Sin embargo, el modelo basado en cambios estructurales supone que la fotoionización de defectos de fibras ópticas de germanio-sílice no sólo da como resultado la redistribución de electrones, si no que también induce esfuerzos mecánicos y variaciones en la densidad del vidrio [Starodubov *et al.*, 1997]. El esfuerzo axial en el núcleo de la fibra se incrementa en gran proporción durante el grabado de la rejilla con luz UV pulsada. Este incremento de la tensión es evidencia de que el vidrio se compacta bajo la acción del UV incrementando localmente el índice de refracción.

II.2. Rejillas de Bragg

Una rejilla de Bragg grabada en una fibra óptica monomodal es una modulación periódica del índice de refracción dentro del núcleo. De forma física las interfaces de una rejilla uniforme son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra y el espaciamiento tiene un periodo constante. La estructura se muestra en la figura (2).

La luz que se propaga a lo largo del núcleo de la fibra óptica, será esparcida por cada una de las interfaces que componen a la rejilla de Bragg, produciendo un efecto que semeja al funcionamiento de un espejo óptico. Una de las principales características de las rejillas de Bragg es la llamada *condición de Bragg* que satisface el empatamiento de fase y la conservación de energía. La conservación de energía requiere que la frecuencia de radiación incidente y reflejada sean la misma. Para el empatamiento de fase se

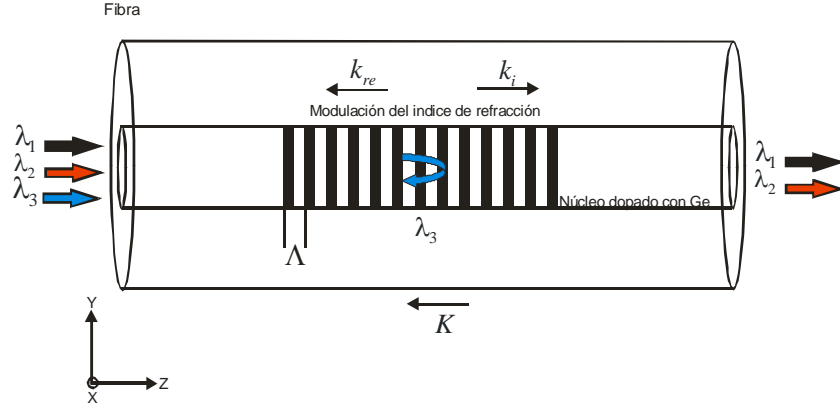


Figura 2: Esquema de una rejilla de Bragg grabada en el núcleo de una fibra dopada con germanio en donde la condición de Bragg sólo se cumple para la longitud de onda λ_3 .

necesita que el vector de onda reflejado se encuentre relacionado de la siguiente manera:

$$k_{re} = k_i + K, \quad (1)$$

donde K es el vector de onda de la rejilla, k_i es el vector de onda incidente y k_{re} es el vector de onda reflejado. El vector de onda de la rejilla tiene su dirección normal a los planos de la rejilla con una magnitud de $2\pi/\Lambda$, siendo Λ el periodo correspondiente de la rejilla mostrada en la figura (2). El vector de onda difractado es igual en magnitud al vector de onda incidente, pero es opuesto en dirección. Por lo tanto, la condición de empataamiento de fase se puede escribir como:

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

De la ecuación (2) se obtiene la relación de la longitud de onda:

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda, \quad (3)$$

conocida como condición de Bragg, donde n_{ef} es el índice de refracción efectivo de la fibra.

Ahora bien, cuando la luz pasa a través de una rejilla y no se satisface la condición de Bragg, la luz reflejada por los planos posteriores llega a estar fuera de fase y finalmente se cancelarán por interferencia destructiva. Sin embargo, cuando la condición de Bragg se satisface, las contribuciones de la luz reflejada de cada uno de los planos de la rejilla se suman constructivamente en la dirección contraria a la propagación inicial de la luz, formando un pico reflejado con una longitud de onda central (λ_B) definido por los parámetros de la rejilla (ver figura (5)).

II.3. Fabricación de Rejillas de Bragg (RB)

Para grabar rejillas de Bragg se utilizan técnicas externas. Las técnicas externas caen en dos categorías que son: interferométricas y no interferométricas. En la categoría interferométrica se encuentra el método holográfico, mientras que, en la categoría no interferométrica están los métodos de mascarilla de fase [Hill, 1993]; [Anderson *et al.*, 1993] y de grabado punto por punto [Malo *et al.*, 1993].

En esta sección sólo explicaremos un método para grabar rejillas de Bragg representativo de cada categoría.

II.3.1. Método holográfico

El método holográfico para el grabado de rejillas de Bragg fue demostrado por Meltz *et al* en 1989. Ellos usaron un arreglo interferométrico, con un láser de bombeo de excímero que opera en el rango de 486-500 nm y un cristal no lineal para generar el segundo armónico para obtener la longitud de onda de 244 nm perteneciente al UV. Básicamente este método funciona de la siguiente manera: la radiación UV se propaga a través de un divisor de haz formando dos haces ópticos de la misma intensidad, con un ángulo 2θ entre ellos, que posteriormente interfieren. La luz que interfiere forma un

patrón de franjas de baja calidad para haces de baja coherencia espacial. Para evitar las franjas de baja calidad se incluye un segundo espejo que compensa las reflexiones del divisor de haz. Estos haces son enfocados por dos lentes cilíndricas al núcleo de la fibra óptica, logrando la generación de una rejilla de Bragg, [Meltz *et al.*, 1989]. El arreglo que corresponde a esta descripción se muestra en la figura (3).

El método holográfico tiene la ventaja de que permite ajustar el periodo deseado de la rejilla de Bragg y su desventaja es que requiere estabilidad mecánica del equipo utilizado y una fuente con una longitud de coherencia mayor que la diferencia de camino óptico entre los haces de luz.

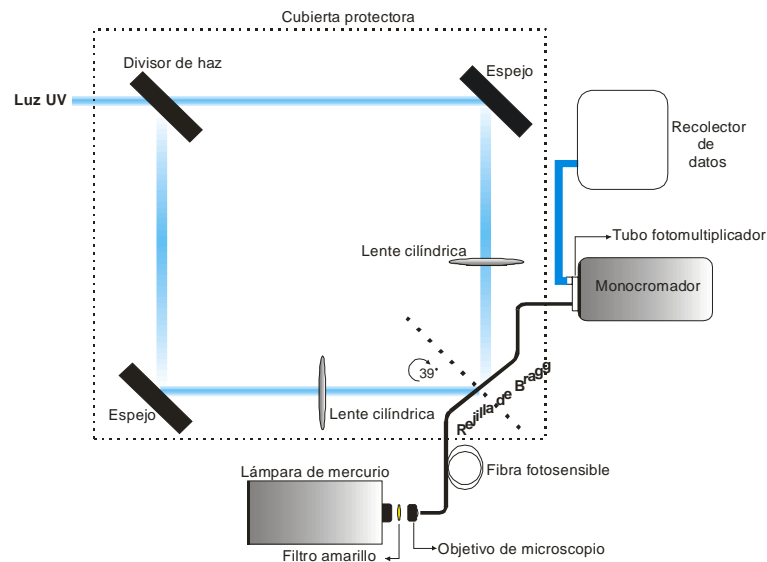


Figura 3: Arreglo para grabar una RDB por el método holográfico empleado por Meltz *et al.*

II.3.2. Método de Mascarilla de Fase (MF)

Típicamente, un láser de luz UV ilumina la fibra a través de un bloque de surcos paralelos muy finos generados en una placa planoparalela de cuarzo; a este dispositivo

se le llama *Mascarilla de Fase*.

El principio de operación de este método está basado en la difracción de un haz incidente UV en varios órdenes de difracción, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm N$. La mascarilla de fase difracta la mayor parte de la luz en dos direcciones, generando un patrón de interferencia que cubre a la fibra, alternando regiones de alta y baja intensidad. En las regiones de alta intensidad, la luz UV rompe las uniones en el vidrio cambiando su índice de refracción (modulación) y de esta manera forma una rejilla (ver la figura (4)).

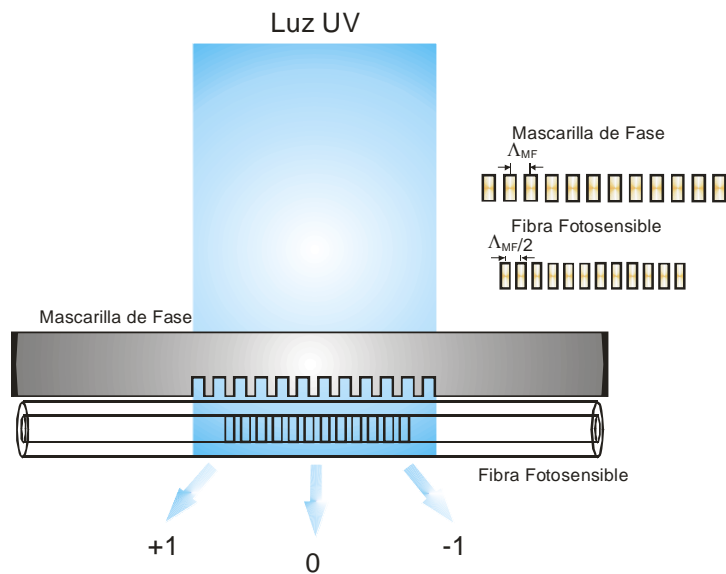


Figura 4: Grabado de una rejilla de Bragg por el método de Mascarilla de Fase. El periodo de la MF es Λ_{MF} y el periodo de la rejilla de Bragg grabada es $\Lambda_{RB} = \Lambda_{MF}/2$.

Debido a la geometría de la mascarilla de fase, la separación de las líneas de la rejilla en la fibra es la mitad del espaciamiento de las líneas paralelas de la mascarilla, independientemente de la longitud de onda utilizada para el grabado. El patrón de interferencia generado en el núcleo de la fibra es producido por la superposición de los órdenes de difracción más fuertes. Para un patrón sinusoidal puro sólo deben interferir dos órdenes de difracción (± 1). Para el grabado de las rejillas de Bragg es necesario cancelar el orden cero de difracción; las mascarillas de fase están diseñadas

para satisfacer este requisito.

Una de las ventajas por las que este método es ampliamente utilizado es porque permite la fabricación de rejillas de Bragg idénticas, siempre y cuando se mantenga la misma alineación.

II.4. Análisis del Comportamiento de la Luz que Pasa a través de una Rejilla de Bragg

La propagación de la luz a través de una rejilla de Bragg puede ser explicada por varios métodos, de los cuales para este trabajo sólo se usan la teoría de modos acoplados y el método de matriz de transferencia.

El primer método se utiliza para analizar las características de reflexión de una rejilla de Bragg. Este análisis permite la comprensión física del desempeño observado.

El segundo método es utilizado debido a la sencillez de la manipulación de matrices para simular cadenas de rejillas. La rejilla se divide en secciones y la variación del índice de refracción dentro de cada una de estas secciones es tal que pueden ser consideradas rejillas uniformes.

II.4.1. Teoría de Modos Acoplados

La teoría de modos acoplados considera que los campos del modo de una guía de onda donde no existe perturbación, permanecen sin cambio en presencia de una perturbación débil. Este método describe el cambio de amplitud de los campos a lo largo de la fibra usando un sistema de ecuaciones diferenciales de primer orden. Las soluciones analíticas corresponden a perturbaciones periódicas sinusoidales uniformes. En este trabajo se considera que la propagación de los modos es en la dirección z y se usa el sistema de unidades MKS (ver figura (2)), [Kashyap, 1999].

La ecuación de onda es:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2} + \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}}{dt^2}, \quad (4)$$

donde \vec{E} es el vector del campo eléctrico, μ_0 es la permeabilidad magnética, ε_0 es la constante dieléctrica y \vec{P} es el vector de polarización definido como:

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}, \quad (5)$$

donde $\vec{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$ es una contribución lineal (no-perturbación); $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal y $\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 [\chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots]$ es una contribución no lineal (perturbación); $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$ son las susceptibilidades no lineales. Sustituyendo la ecuación (5) en la ecuación (4) la ecuación de onda se convierte en:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2} + \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{NL}}{dt^2}, \quad (6)$$

donde la permitividad relativa es ($\varepsilon_r = 1 + \chi^{(1)} = \varepsilon/\varepsilon_0$).

La luz se propaga dentro de la fibra óptica en forma de modos. Los modos transversales del campo eléctrico tienen la forma:

$$\vec{E}_x(y, z) = \frac{1}{2} \sum_m a_m u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)}, \quad (7)$$

donde a_m es la amplitud del modo m , u_m es la distribución transversal del m -ésimo modo guiado y β_m es la constante de propagación. El subíndice x indica la polarización en la que está vibrando el campo eléctrico.

Los modos transversales en un medio con cargas libres deben satisfacer la ecuación de ortogonalidad dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{e}_z \cdot [u_m \times u_v^*] dx dy = \frac{1}{2} \left[\frac{\beta_m}{\omega \mu_0} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_m \cdot u_v^* dx dy = \delta_{mv}. \quad (8)$$

donde \hat{e}_z es un vector unitario a lo largo del eje de propagación y δ_{mv} es la delta de Kronecker.

Ahora, introduciendo modos transversales en la ecuación de onda, es decir, sustituyendo la ecuación (7) en la ecuación de onda (6) y sólo considerando la contribución no lineal del vector de polarización tenemos:

$$\frac{d^2}{dz^2} \left[\frac{1}{2} \sum_1^m a_m u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{d^2}{dt^2} \left[\frac{1}{2} \sum_1^m a_m u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{NL}}{dt^2}. \quad (9)$$

Las derivadas de la ecuación (9) tienen las siguientes soluciones:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2}{dz^2} \left[\frac{1}{2} \sum_1^m a_m u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \\ & -\frac{1}{2} \sum_1^m \left[\beta_m^2 a_m(z) u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} + 2i\beta_m \frac{da_m(z)}{dz} u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} - \frac{d^2 a_m(z)}{dz^2} u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} \left[\frac{1}{2} \sum_1^m a_m u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = -\frac{1}{2} \sum_1^m [\omega^2 a_m(z) u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)}]. \quad (11)$$

Sustituyendo estas derivadas en la ecuación (9) tenemos:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \sum_1^m \left[\beta_m^2 a_m(z) u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} + 2i\beta_m \frac{da_m(z)}{dz} u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] + \\ & \frac{1}{2} \sum_1^m \left[\frac{d^2 a_m(z)}{dz^2} u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \omega^2 a_m(z) u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{NL}}{dt^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Si suponemos que la perturbación es débil, la variación de las amplitudes de los modos será lenta y podremos usar la aproximación de la envolvente lenta (SVEA)⁴:

$$\frac{d^2}{dz^2} a_m \ll \beta_m \frac{d}{dz} a_m. \quad (13)$$

Además, si consideramos que la aproximación anterior y $\beta_m^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \omega^2$ la ecuación (12) se reduce de la siguiente manera:

$$\sum_1^m \left[-i\beta_m \frac{da_m(z)}{dz} u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{NL}}{dt^2}. \quad (14)$$

⁴Por su siglas en inglés, Slowly Varying Envelope Approximation.

Multiplicando por u_m^* ambos lados de la ecuación (14) e integrando sobre la sección eficaz de la fibra óptica tenemos:

$$\sum_1^m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[-i\beta_m \frac{da_m}{dz} u_m u_m^* e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] dx dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{P}_{NL} u_m^* dx dy. \quad (15)$$

Sustituyendo la relación de ortogonalidad de la ecuación (8) en la ecuación (15) se obtiene:

$$\sum_1^m \left[-2i\omega\mu_0 \frac{da_m(z)}{dz} e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{P}_{NL} u_m^* dx dy. \quad (16)$$

En este análisis se supone que solamente dos modos sufren un intercambio de energía fuerte, y por lo tanto, se pueden despreciar los demás modos. El análisis puede ser explicado en dos formas diferentes de acoplamiento, siendo uno el acoplamiento co-direccional y otro el acoplamiento contra-direccional. El acoplamiento co-direccional se refiere al acoplamiento entre modos que llevan la misma dirección de propagación, mientras que, el acoplamiento contra-direccional ocurre cuando existe un acoplamiento del modo que se propaga en una dirección con otro modo que se propaga en la dirección contraria. La ecuación (16) se puede aplicar para describir el acoplamiento contra-direccional. El campo total transversal se describe como la suma de ambos campos (el que se propaga hacia adelante y el que se propaga hacia atrás) como:

$$E_T = \frac{1}{2} [a_\nu u_\nu e^{i(\omega t - \beta_\nu z)} + b_m e^{i(\omega t - \beta_m z)}] \quad (17)$$

por lo que, sustituyendo la ecuación anterior en la ecuación (16) tenemos:

$$\left[\frac{da_\nu}{dz} e^{i(\omega t - \beta_\nu z)} \right] - \left[\frac{db_m}{dz} e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] = \frac{i}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^2}{dt^2} \vec{P}_{NL} u_{m,\nu}^* dx dy, \quad (18)$$

donde, a_ν es la amplitud del modo que se propaga hacia adelante y b_m es la amplitud del modo que se propaga hacia atrás.

Como la constante dieléctrica varía periódicamente a lo largo de la dirección de propagación podemos representar la polarización de la siguiente manera:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\varepsilon_r - 1 + \Delta\varepsilon(z)] \vec{E}. \quad (19)$$

por lo que $\Delta\varepsilon(z)$ es la parte perturbada del tensor dieléctrico y la permitividad relativa del núcleo no-perturbado está relacionado con el índice de refracción del medio como ($\varepsilon_r = n^2$). La perturbación está relacionada con la modulación del índice de refracción como $\Delta\varepsilon(z) \approx 2n\delta n(z)$.

Definiendo la modulación de amplitud del índice de refracción como:

$$\delta n(z) = 2n \left[\overline{\Delta n} + \frac{\nu \overline{\Delta n}}{2} \left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \varphi(z)]} \right) \right], \quad (20)$$

donde n es el índice de refracción resultante de la modulación del índice perturbado, $\overline{\Delta n}$ es el promedio del índice de refracción sobre un periodo de la rejilla, ν es la visibilidad de las franjas, Λ es el periodo de la perturbación, N es un número entero que significa su orden armónico y $\varphi(z)$ es una variación de fase arbitraria.

De esta manera, la polarización perturbada puede estar relacionada con el cambio de índice de refracción de la forma:

$$\vec{P}_{NL} = 2n\varepsilon_0 \left[\overline{\Delta n} + \frac{\nu \overline{\Delta n}}{2} \left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \varphi(z)]} \right) \right] \vec{E}. \quad (21)$$

Sustituyendo la ecuación (21) en la ecuación (18) podemos llegar a:

$$\begin{aligned} \left[\frac{da_v}{dz} e^{i(\omega t - \beta_v z)} \right] - \left[\frac{db_m}{dz} e^{i(\omega t - \beta_m z)} \right] &= -in\omega\varepsilon_0 a_v \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\overline{\Delta n} + \frac{\nu \overline{\Delta n}}{2} \left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \varphi(z)]} \right) \right] \\ &\quad u_\nu e^{i(\omega t - \beta_\nu z)} u_{m,\nu}^* dx dy - in\omega\varepsilon_0 b_m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \\ &\quad \left[\overline{\Delta n} + \frac{\nu \overline{\Delta n}}{2} \left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \varphi(z)]} \right) \right] \\ &\quad u_m e^{i(\omega t - \beta_m z)} u_{m,\nu}^* dx dy. \end{aligned} \quad (22)$$

Tomando en cuenta sólo el acoplamiento contra-direccional, la ecuación (22) se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \frac{db_m}{dz} e^{i(\omega t - \beta_m z)} &= in\omega\varepsilon_0 b_m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Delta n} u_m e^{i(\omega t - \beta_v z)} u_m^* dx dy \\ + in\omega\varepsilon_0 a_v \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\nu \overline{\Delta n}}{2} &\left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \varphi(z)]} \right) u_\nu e^{i(\omega t - \beta_v z)} u_\nu^* dx dy. \end{aligned} \quad (23)$$

Suponiendo que el modo v y el modo m son iguales y que el acoplamiento es contra-direccional, los modos tienen signos opuestos. Dividiendo entre $e^{i(\omega t - \beta_m z)}$ ambos lados de la ecuación (23) podemos llegar a la ecuación que describe el acoplamiento de modos para b_m . De manera similar, de la ecuación (22) obtenemos el acoplamiento de modos para a_ν :

$$\frac{db_m}{dz} = \varsigma_{dc} b_m + \varsigma_{ac} a_\nu e^{-i(\Delta\beta - \varphi(z))}, \quad (24)$$

$$\frac{da_\nu}{dz} = -i\varsigma_{dc} a_\nu - i\varsigma_{ac}^* b_m e^{i(\Delta\beta - \varphi(z))}, \quad (25)$$

donde ς_{dc} es el coeficiente de acoplamiento dc y ς_{ac} el coeficiente de acoplamiento ac:

$$\varsigma_{dc} = n\omega\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Delta n} u_m u_m^* dx dy.$$

$$\varsigma_{ac} = (\nu/2)\varsigma_{dc}.$$

$\Delta\beta$ es el factor de “Empatamiento de Fase”. Cuando $\Delta\beta = 0$ se obtiene un intercambio completo de energía y el coeficiente de acoplamiento ac es una cantidad real. El empatamiento de fase está dado por:

$$\Delta\beta = \beta_m + \beta_\nu - m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (26)$$

De las ecuaciones de modos acoplados podemos calcular las características de una rejilla de Bragg, por lo tanto, para resolver las ecuaciones (24) y (25) proponemos el siguiente cambio de variables

$$\begin{aligned} F &= a_\nu e^{-(i/2)[\Delta\beta - \varphi(z)]} \\ G &= b_m e^{-(i/2)[\Delta\beta - \varphi(z)]} \end{aligned} \quad (27)$$

para formar el siguiente sistema de ecuaciones de modos acoplados:

$$\frac{dF}{dz} + i \left[\varsigma_{dc} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) \right] F = -i\varsigma_{ac}^* G. \quad (28)$$

$$\frac{dG}{dz} - i \left[\varsigma_{dc} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) \right] F = -i\varsigma_{ac} F. \quad (29)$$

Para obtener el coeficiente de reflexión se establecen las siguientes condiciones de frontera:

$$\begin{aligned} F(0) &= 1 \\ G(L) &= 0 \end{aligned} \quad (30)$$

donde $F(0)$ es la amplitud de la onda incidente, $G(L)$ es la amplitud de onda transmitida y L es la longitud de la rejilla. Bajo estas condiciones el coeficiente de reflexión está dado por:

$$r = \frac{F(0)}{G(0)} = \frac{-\varsigma_{ac} \sinh(sL)}{\delta \sinh(sL) - is \cosh(sL)}. \quad (31)$$

donde $\delta = \varsigma_{dc} + \frac{\Delta\beta}{2}$ y $s = \sqrt{|\varsigma_{ac}|^2 - \delta^2}$. Al término $\frac{\Delta\beta}{2}$ se le conoce como desintonización, la cual indica la rapidez del intercambio de potencia entre el campo “irradiado” (generado) y el campo de polarización (en la frontera). Por consiguiente, la reflectividad de la rejilla [Limberger et al., 1993] está expresada de la siguiente manera:

$$R = \frac{\varsigma_{ac}^2 \sinh^2(sL)}{\delta^2 \sinh^2(sL) + s^2 \cosh^2(sL)}. \quad (32)$$

La ecuación (32), representa el espectro de reflexión como se muestra en la figura (5).

De la ecuación (26) podemos encontrar el valor de la longitud de onda para el pico máximo de reflexión de la siguiente forma:

$$\Delta\beta = 2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{ef} \right) \cos \theta - m \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (33)$$

donde el vector de onda $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Si consideramos el primer orden de acoplamiento ($\Delta\beta = 0$, $m = 1$) y la propagación de la luz a incidencia normal ($\theta \approx 0$) obtenemos la

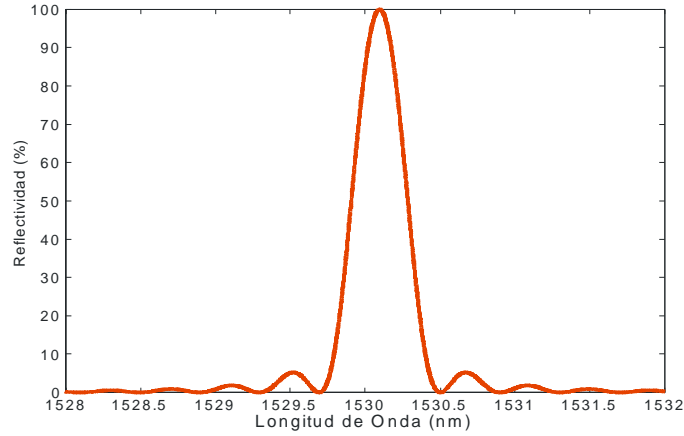


Figura 5: Para calcular el espectro de reflexión de una rejilla de Bragg se tomaron en cuenta los parámetros $L = 2$ mm, $\varsigma_{ac} = 1$ y $\lambda_b = 1530.1$ nm

condición en la cual ocurre la máxima reflectancia [Mihailov y Grower, 1994] para la longitud de onda de Bragg:

$$\lambda_b = 2n_{ef}\Lambda. \quad (34)$$

II.4.2. Método de Matriz de Transferencia

Una rejilla compleja puede ser considerada como una cadena de varias secciones pequeñas, cada una de periodo constante y modulación única del índice de refracción. Este método describe la propagación de una onda plana a través de una capa delgada. Para explicarlo empezaremos con la ecuación de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + k^2 S(z) = 0, \quad (35)$$

donde la constante de propagación es $k = n\frac{\omega}{c}$ y S representa a las componentes del campo electromagnético para la polarización p y la polarización s .

La solución general de la ecuación (35) tiene la forma:

$$U(z) = R^{(+)} \exp(ik_c z) + R^{(-)} \exp(-ik_c z), \quad (36)$$

$R^{(+)}$ y $R^{(-)}$ son las amplitudes transmitida y reflejada del campo electromagnético para ambas direcciones, respectivamente. Considerando sólo la polarización p , las componentes del campo magnético y el campo eléctrico se pueden escribir como:

$$H(z) = R^{(+)} \exp(ik_c z) - R^{(-)} \exp(-ik_c z), \quad (37)$$

$$E(z) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} [R^{(+)} \exp(ik_c z) + R^{(-)} \exp(-ik_c z)], \quad (38)$$

donde μ es la permeabilidad magnética y ε es la permitividad eléctrica.

Propagación de una onda plana en una interfaz

Analizaremos primero la propagación de una onda plana a través de una interfaz (frontera de separación de un medio y otro). La amplitud del campo electromagnético que se propaga por el primer medio le corresponde el subíndice i y un índice de refracción n_i , mientras que para el medio del lado derecho le corresponde el subíndice d y un índice de refracción n_d , ver figura (6).

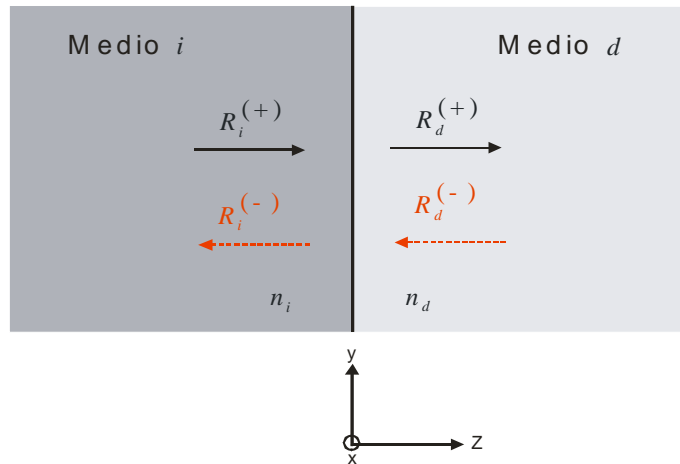


Figura 6: Propagación del campo electromagnético a través de una interfaz.

El campo electromagnético en ambos medios se puede representar de la siguiente forma [Pérez, 2003]:

Medio derecho (d):

$$\begin{aligned} H_d(z) &= R_d^{(+)} \exp(ik_c z) - R_d^{(-)} \exp(-ik_c z), \\ E_d(z) &= \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_d}} [R_d^{(+)} \exp(ik_c z) + R_d^{(-)} \exp(-ik_c z)]. \end{aligned}$$

Medio izquierdo (i):

$$\begin{aligned} H_i(z) &= R_i^{(+)} \exp(ik_c z) - R_i^{(-)} \exp(-ik_c z), \\ E_i(z) &= \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_i}} [R_i^{(+)} \exp(ik_c z) + R_i^{(-)} \exp(-ik_c z)]. \end{aligned}$$

Considerando que $z = 0$, las amplitudes del campo eléctrico y magnético se pueden expresar como:

$$R_d^{(+)} = \left(\frac{u+v}{2u} \right) R_i^{(+)} + \left(\frac{u-v}{2u} \right) R_i^{(-)}, \quad (39)$$

$$R_d^{(-)} = \left(\frac{u-v}{2u} \right) R_i^{(+)} + \left(\frac{u+v}{2u} \right) R_i^{(-)}. \quad (40)$$

donde $u = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_d}} = 1/n_i$ y $v = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_i}} = 1/n_d$.

Las ecuaciones (39) y (40) se pueden describir de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} R_d^{(+)} \\ R_d^{(-)} \end{pmatrix} = \frac{1}{2u} \begin{pmatrix} u+v & u-v \\ u-v & u+v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_i^{(+)} \\ R_i^{(-)} \end{pmatrix}. \quad (41)$$

Para un medio no magnético ($\mu \approx 1$) la matriz de la ecuación (41) se convierte en:

$$M_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{n_d}{n_i} & 1 - \frac{n_d}{n_i} \\ 1 - \frac{n_d}{n_i} & 1 + \frac{n_d}{n_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad (42)$$

La matriz M_1 describe la propagación de la onda plana a través de una interfaz, de la cual podemos obtener las amplitudes del campo de la siguiente forma:

$$R_d^{(+)} = m_{11} R_i^{(+)} + m_{12} R_i^{(-)}, \quad (43)$$

$$R_d^{(-)} = m_{21} R_i^{(+)} + m_{22} R_i^{(-)}, \quad (44)$$

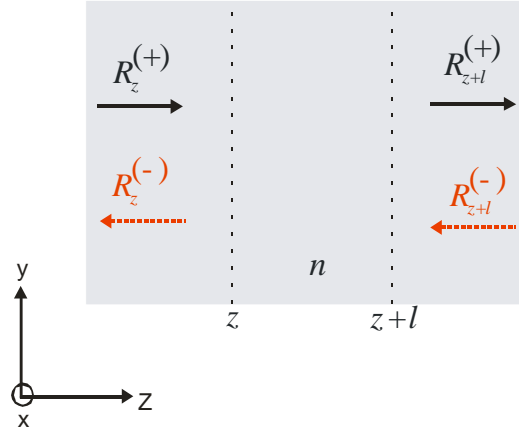


Figura 7: Propagación del campo electromagnético a través de un medio homogéneo.

Considerando sólo las reflexiones por el lado izquierdo ($R_d^{(-)} = 0$) de las ecuaciones (43) y (44) obtenemos los coeficientes de reflexión y transmisión:

$$r = \frac{R_i^{(-)}}{R_i^{(+)}} = -\frac{m_{21}}{m_{22}} = \frac{n_d - n_i}{n_d + n_i}. \quad (45)$$

$$t = \frac{R_d^{(-)}}{R_i^{(+)}} = \frac{m_{11}m_{22} - m_{12}m_{21}}{m_{22}} = \frac{2n_d}{n_d + n_i}. \quad (46)$$

Propagación de una onda plana a través de un medio homogéneo

Ahora consideremos la propagación de la onda plana a través de un medio homogéneo con índice de refracción n , como se muestra en la figura (7). En este caso las amplitudes del campo electromagnético son:

$$R_{z+l}^{(+)} = R_z^{(+)} \exp(ik_c l), \quad (47)$$

$$R_{z+l}^{(-)} = R_z^{(-)} \exp(-ik_c l), \quad (48)$$

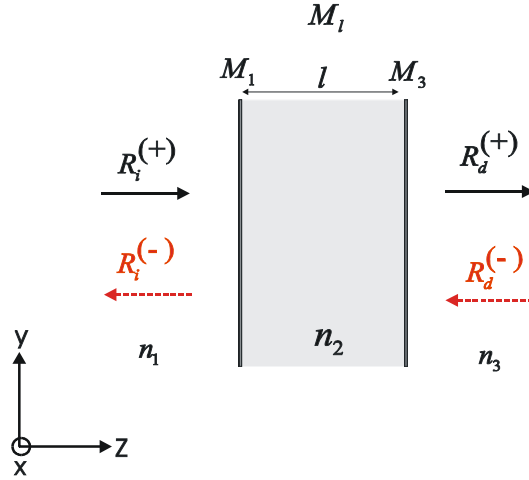


Figura 8: Propagación del campo electromagnético a través de una capa de espesor l , con el medio M_1 y M_2 representan la primer y segunda interfaz, respectivamente, y M_l al medio homogéneo.

escribiendo estas ecuaciones en forma matricial obtenemos:

$$\begin{pmatrix} R_{z+l}^{(+)} \\ R_{z+l}^{(-)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(ik_c l) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_c l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_z^{(+)} \\ R_z^{(-)} \end{pmatrix} = M_l. \quad (49)$$

Propagación de una onda plana a través de una capa

De igual manera como se analizó la propagación de una onda plana a través de una interfaz y un medio homogéneo se puede analizar la propagación a través de una capa. En este caso la capa está compuesta por dos interfaces, que divide a tres medios. El primer y tercer medio tienen un índice de refracción n_1 y n_3 y el medio interno de espesor l tiene un índice de refracción n_2 (ver figura 8).

Utilizando las ecuaciones (42) y (49) la matriz que describe la propagación de una onda armónica a través de un medio con índice de refracción n_2 y un par de interfaces

se puede escribir como:

$$M_S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{n_2}{n_1} & 1 - \frac{n_2}{n_1} \\ 1 - \frac{n_2}{n_1} & 1 + \frac{n_2}{n_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(ik_c l) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_c l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 + \frac{n_3}{n_2} & 1 - \frac{n_3}{n_2} \\ 1 - \frac{n_3}{n_2} & 1 + \frac{n_3}{n_2} \end{pmatrix}. \quad (50)$$

De la ecuación (50) el coeficiente de reflexión está dado por:

$$r = -\frac{m_{21}}{m_{22}} = \frac{r_{32} + r_{21} \exp(i2k_c l)}{1 + r_{21} r_{32} \exp(i2k_c l)}, \quad (51)$$

donde $r_{21} = (n_2 - n_1) / (n_2 + n_1)$ y $r_{32} = (n_3 - n_2) / (n_3 + n_2)$ son los coeficientes de reflexión para cada interfaz. Y el coeficiente de transmisión está dado por:

$$t = \frac{m_{11} m_{22} - m_{12} m_{21}}{m_{22}} = \frac{t_{21} t_{32} \exp(ik_c l)}{1 + r_{21} r_{32} \exp(i2k_c l)}, \quad (52)$$

donde $t_{21} = (2n_2) / (n_2 + n_1)$ y $t_{32} = (2n_3) / (n_3 + n_2)$ son los coeficientes de transmisión para cada interfaz.

Simulación de rejillas de Bragg Aleatorias

Matriz de Transferencia

Las cadenas de rejillas de Bragg aleatorias se simulan a través del método de “matriz de transferencia”.

Las rejillas de Bragg están construidas por varias interfaces. Las matrices M_1 y M_2 definen las interfaces que corresponden a una modulación de índice de refracción. Cada interfaz está separada por una matriz del medio M_{d1} y M_{d2} con una distancia fija d , respectivamente. El producto total de las matrices de las interfaces y las del medio en su conjunto describen a una rejilla de Bragg, es decir:

$$M_S = (M_2 M_{d2} M_1 M_{d1})^N \quad (53)$$

donde N representa el número de crestas que tiene una rejilla de Bragg y está dado como:

$$N = \frac{L}{\Lambda}$$

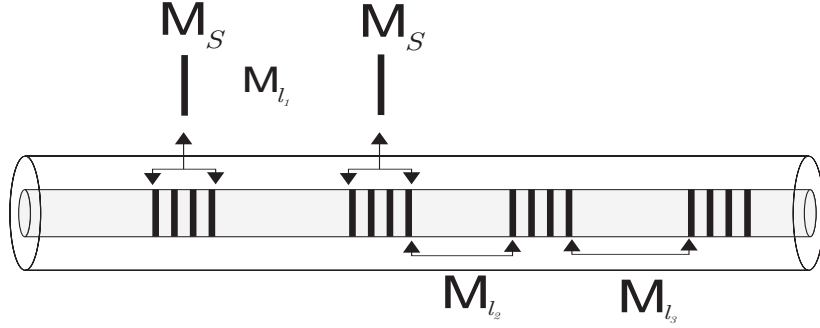


Figura 9: Esquema de rejillas de Bragg aleatorias grabadas en el núcleo de una fibra óptica fotosensible.

en donde L es el tamaño de la rejilla de Bragg y Λ es su periodicidad.

Una cadena de rejillas de Bragg está formada por varias rejillas grabadas en la misma fibra fotosensible, las cuales están separadas por una determinada distancia. Al considerar una cadena de rejillas de Bragg aleatorias, la distancia de separación entre ellas es aleatoria, por lo que se definen matrices con distancias aleatorias, M_{l_1}, M_{l_2}, \dots , (ver figura (9)). La matriz de transferencia que define a una cadena de rejillas de Bragg aleatorias se puede escribir de la siguiente manera:

$$M_{ST} = M_S M_{l_2} M_S M_{l_1} \dots \quad (54)$$

El método matricial ha sido objeto de numerosos estudios teóricos sobre la propagación de la luz a través de un arreglo de películas aleatorias. Berry y Klein desarrollaron dos fórmulas analíticas a través del método matricial, donde describen la transmitancia total para un arreglo de placas posicionadas aleatoriamente para un sistema incoherente (teoría de rayos) y uno coherente (teoría de ondas), respectivamente [Berry y Klein, 1997]:

$$T_N = \frac{\tau}{\tau + 2N(1 - \tau)} \quad (55)$$

$$T_N = \exp \{-2N \log(1/\tau)\} \quad (56)$$

donde T es la transmitancia total del sistema, N es el número de placas y τ es la transmitancia para una placa.

Experimentalmente, midieron la transmitancia de un apilamiento de dos diferentes películas de plástico (carbonato de poliéster) de un grosor de 0.25 mm y otra para películas de plástico con un grosor de 0.1 mm. Este apilamiento fue iluminado con la luz de un láser He-Ne. Los resultados obtenidos se muestran en las figuras (10) y (11) donde se observa que la transmitancia decae exponencialmente como lo predice la teoría de ondas de la ecuación (56), y que la teoría de rayos descrita por la ecuación (55) no funciona para este caso.

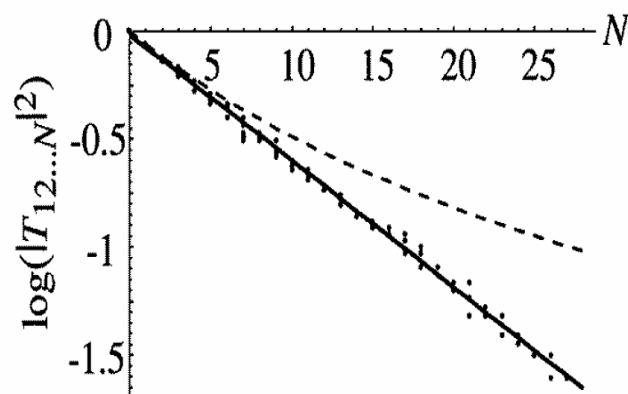


Figura 10: Mediciones de la intensidad transmitida en forma logarítmica de un apilamiento de N películas de plástico con grosor de 0.25 mm. ($\cdot \cdot \cdot$), las cuales fueron iluminadas con luz proveniente de un láser He-Ne. La línea sólida es un ajuste realizado con base en los resultados obtenidos (—) y la línea (---) muestra las predicciones de la teoría de rayos.

Rejillas Ordenadas (no aleatoria)

Anteriormente, se analizaron dos teorías para describir la transmisión para un medio de películas posicionadas aleatoriamente. El mismo análisis se realizó para rejillas de

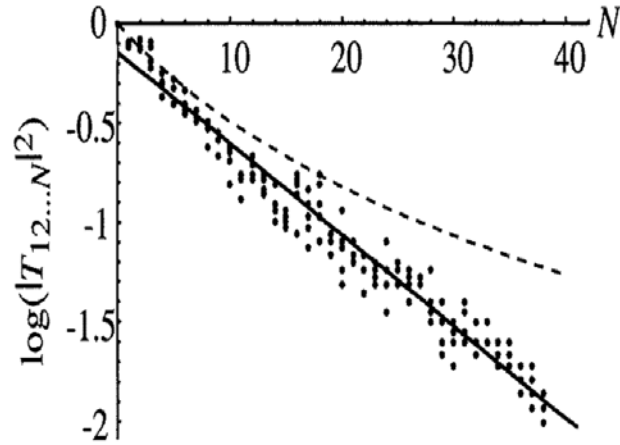


Figura 11: Mediciones de la intensidad transmitida en forma logarítmica de un apilamiento de N películas de plástico con grosor de 0.1 mm. ($\cdot\cdot\cdot$), las cuales fueron iluminadas con luz proveniente de un láser He-Ne. La línea sólida es un ajuste realizado con base en los resultados obtenidos (—) y la línea (---) muestra las predicciones de la teoría de rayos.

Bragg aleatorias y ordenadas [Shapira y Fischer, 2005], en donde llegaron al mismo resultado anterior (ecuación (56)) para describir un arreglo de rejillas de Bragg aleatorias.

Para rejillas ordenadas el resultado obtenido es el siguiente:

$$T_N \propto \exp(-NLs) \quad (57)$$

donde L es la longitud de la rejilla y $s = \sqrt{|\zeta_{ac}|^2 - \delta^2}$ definido en la subsección anterior.

En este caso la exponencial depende fuertemente de la selección del espaciamiento de la rejilla.

Resumiendo, podemos definir a las rejillas de Bragg ordenadas como un conjunto de rejillas separadas, con la misma distancia entre ellas. La longitud de onda de Bragg de la primera rejilla es la misma para las siguientes rejillas.

En el caso de una cadena de rejillas de Bragg aleatorias nos referimos a varias rejillas

separadas aleatoriamente entre ellas. Por lo tanto la longitud de onda de reflexión para cada rejilla probablemente sea diferente también.

Cabe mencionar que fabricar una serie de rejillas de Bragg uniformemente distribuidas es casi imposible, debido a que las perturbaciones del ambiente (vibraciones, etc.), pueden causar cambios a la rejilla en el proceso de fabricación.

Capítulo III

Conceptos Generales de un Láser

En este capítulo describimos los conceptos generales para entender el funcionamiento de un amplificador y un láser. La palabra láser⁵ es el acrónimo de amplificación de luz por emisión estimulada de radiación.

Básicamente el láser se compone de un medio amplificador, un sistema de retroalimentación óptica y un sistema de excitación. La retroalimentación óptica se realiza por dos espejos de alta calidad óptica, los cuales forman la cavidad del láser. Uno de los espejos no es completamente reflector, permitiendo así la transmisión de la potencia de salida. El medio amplificador ó medio activo es el encargado de amplificar las ondas resonantes de la cavidad. El sistema de excitación se encarga de suministrar energía al medio activo para realizar el proceso de amplificación (ver la figura (12)).

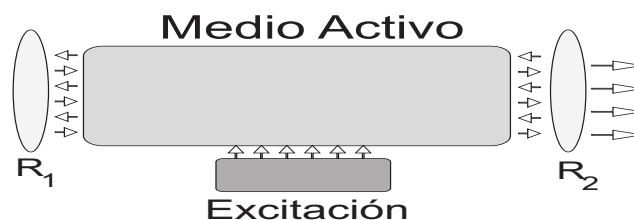


Figura 12: Estructura general de un láser. El láser está constituido por dos espejos (R_1 y R_2) que forman la cavidad láser, un medio activo y un sistema de excitación. Uno de los espejos de la cavidad es parcialmente transmisor R_2 .

Estos conceptos se verán con detalle en las siguientes secciones.

⁵Por sus siglas en inglés, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

III.1. Láser de Semiconductor

A grandes rasgos los láseres de semiconductor se componen de una unión p-n, una capa metálica superpuesta en las caras superior e inferior por la cual se permite aplicar un voltaje externo al láser. Los portadores de carga son los electrones libres en la banda de conducción del lado del semiconductor tipo n, y los huecos positivos en la banda de valencia en el semiconductor tipo p. Al aplicar e incrementar el flujo de corriente a través de la unión p-n del láser se inyectan portadores de este tipo (huecos y electrones), donde se recombinan, mediante mecanismos radiantes y no radiantes. Para un mecanismo radiante la energía liberada por un par electrón-hueco aparece en forma de fotón. Esto sucede para dos procesos conocidos como emisión espontánea y emisión estimulada (ver la figura (13)). La energía de un fotón emitido es aproximadamente igual al ancho energético de la región que divide a la banda de valencia y la banda de conducción, conocida como banda prohibida, la cual está determinada por los materiales que componen al láser de semiconductor [Saleh y Teich, 1991].

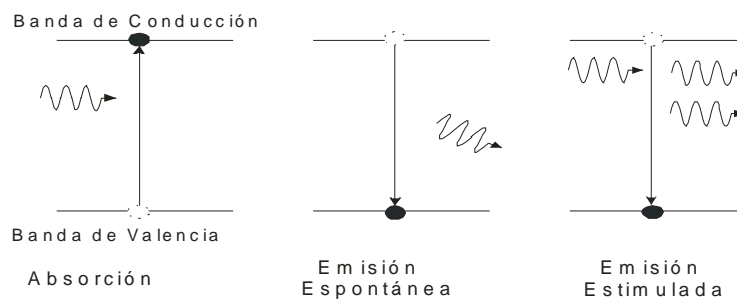


Figura 13: Procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada para un láser de semiconductor.

III.1.1. Láseres de Semiconductor tipo DFB y DBR

Un láser de semiconductor *DFB* tiene una corrugación (reflector de Bragg) cerca de la capa activa, de tal forma que la luz que se propaga dentro de la cavidad “ve” una variación de índice de refracción periódica. La longitud de onda de la rejilla de Bragg determina la longitud de onda de emisión del láser. Estos láseres tienden a variar su potencia de salida y su frecuencia a medida que la corriente cambia, debido al traslape que existe entre sus secciones de ganancia y rejillas. La estructura de este tipo de láser la podemos ver en la figura (14), en el cual los reflectores de Bragg se encuentra separados por una sección de $\lambda/4$, donde λ es la longitud de onda central de emisión.

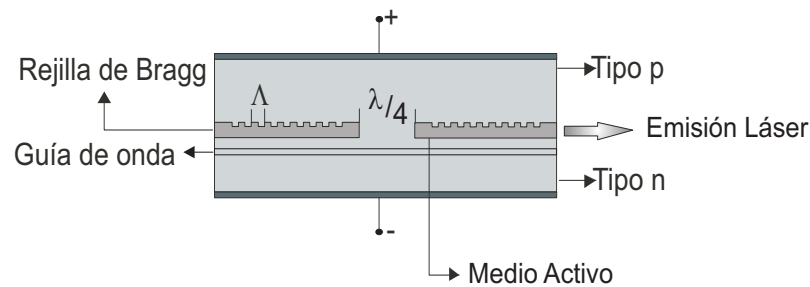


Figura 14: Láser de semiconductor DFB.

La estructura física de un láser de semiconductor *DBR* cuenta con dos reflectores de Bragg fuera de la región activa, de tal manera que se puede cambiar la ganancia y la frecuencia de emisión de manera independiente (ver figura (15)).

Actualmente las rejillas de Bragg son muy utilizadas para crear la cavidad de láseres de fibra óptica. Las mayores ventajas de estos dispositivos sobre los diodos láser de semiconductor incluyen: el modo de fabricación, el mejoramiento de la selección de longitud de onda (dentro de 0.1 nm) y su baja sensibilidad a fluctuaciones de la temperatura.

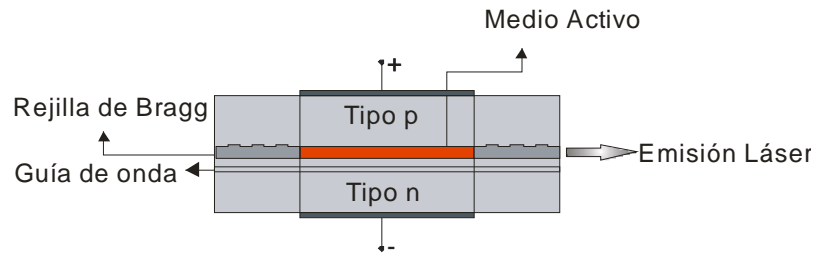


Figura 15: Láser de semiconductor DBR.

III.2. Láser de Fibra Óptica Dopada con erbio

III.2.1. Espectroscopia del Erbio (Er^{+3})

Las fibras ópticas que son utilizadas como medio activo para formar un láser están dopadas con algún elemento químico de las tierras raras del grupo de los lantánidos. Estos elementos suelen ser el neodimio (Nd) y el erbio (Er). Los lantánidos se distinguen atómicamente por ocupar el subnivel electrónico $4f$. Todos los átomos de las tierras raras del grupo de los lantánidos tienen la misma configuración electrónica exterior. La configuración electrónica del erbio es $[Xe]6s^24f^{12}$.

Las características de amplificación que proporcionan estos elementos químicos dependen de parámetros como: la corriente de bombeo a la entrada de la señal a amplificar y la longitud de la fibra, entre otros; que al diseñarse adecuadamente hacen que la amplificación sea máxima bajo condiciones de operación específica. Al utilizar fibras dopadas con bajas concentraciones de erbio (algunas centenas de partes por millón de peso), es necesario usar varias decenas de metros de fibra óptica para alcanzar la amplificación requerida por los sistemas de comunicaciones ópticas. El uso de fibra con concentraciones de dopado más altas, soluciona el problema de la longitud, pero su bajo rendimiento impone la necesidad de añadir codopantes como el lantano (La) para evitar efectos

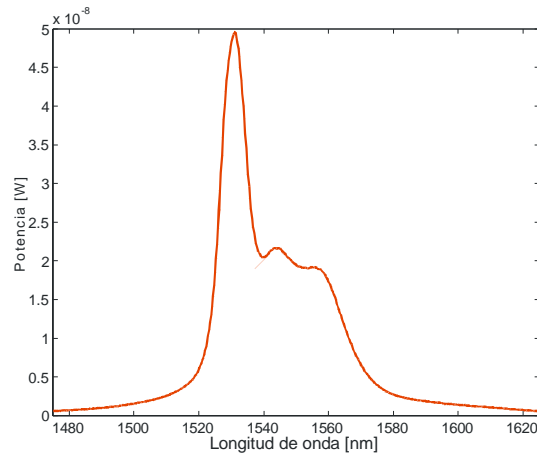


Figura 16: Espectro de emisión del Er^{+3} bombeado con una potencia de 4.48 mW.

tanto de interacción ión-ión como de agrupamiento de iones que reducen su eficiencia.

En la figura (16) se muestra el espectro característico de emisión para el ión Er^{+3} en una fibra de sílice. La emisión máxima ocurre alrededor de 1530 nm. Esta banda espectral pertenece a la región donde hay menos pérdidas en las fibras de sílice utilizadas para comunicaciones ópticas [Saleh y Teich, 1991].

El funcionamiento del sistema láser del erbio depende de la longitud de onda con la cual se bombea. Entre las longitudes de onda de bombeo posibles se encuentran: 514, 532, 670, 800, 980 nm y 1480 nm [Desurvire, 1994]. Estas transiciones se muestran en la figura (17), donde los estados tienen una notación propia del acoplamiento de Russel-Saunders [Verdeyen, 1989]. Al momento de seleccionar las longitudes de onda de bombeo más apropiadas, se descartan las de 514, 532 y 665 nm debido a la inexistencia de fuentes compactas y suficientemente potentes.

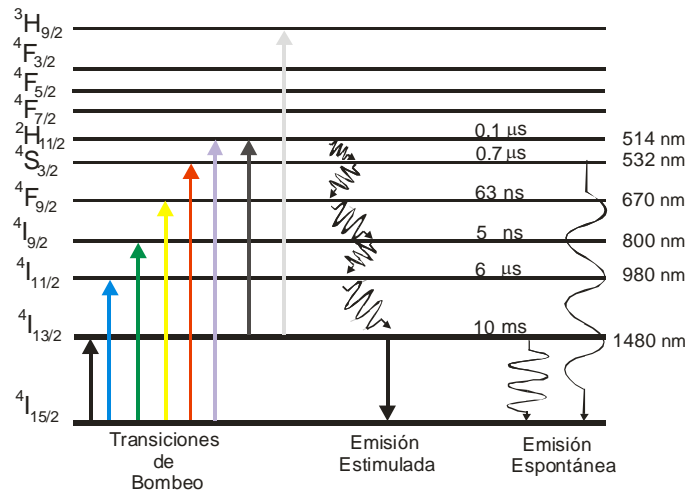


Figura 17: Niveles de energía del Er^{+3} con sus respectivos tiempos de vida [Larose, 1995].

III.2.2. Sección Eficaz de Absorción y de Emisión

Las secciones eficaces de absorción o de emisión representan la probabilidad de que una transición ocurra, es decir, ellas cuantifican la habilidad de un átomo para absorber o emitir luz.

En fibras ópticas la sección eficaz de absorción es difícil de medir, aunque existen métodos para hacerlo, éstos son muy complejos e inexactos [Singh *et al.*, 1990]. Debido a este inconveniente usualmente se opta por medir la sección eficaz de emisión estimulada [Giles y Simpson, 1989]; [Atkins *et al.*, 1989]; [Miniscalco, 1991].

Para explicar el concepto de la sección eficaz de emisión estimulada se considera un sistema de dos niveles con energías E_1 y E_2 y densidades de población N_1 y N_2 , respectivamente [Svelto, 1989]. Se supone que los átomos inicialmente se encuentran en el nivel 2 y que una onda de luz con frecuencia $\nu = (E_2 - E_1)/h$ incide en el material, donde h es la constante de Planck. Cuando la frecuencia de la onda de luz incidente

coincide con la frecuencia de emisión de los átomos que se encuentran en el nivel 2, existe la probabilidad de que los átomos experimenten una transición del nivel 2 hacia el nivel 1. A este proceso se le llama emisión estimulada, y se representa por medio de la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right) = -P_{21}N_2, \quad (58)$$

donde (dN_2/dt) es la razón a la cual la transición $(2 \rightarrow 1)$ ocurre y P_{21} es la probabilidad de transición estimulada dada como:

$$P_{21} = \sigma_{21}\phi, \quad (59)$$

donde ϕ es el flujo de fotones de la onda que incide en el material (este flujo se da en número de fotones por unidad de área por unidad de tiempo). σ_{21} es la sección eficaz de emisión estimulada y tiene unidades de área.

Ahora bien, para el caso de la sección eficaz de absorción suponemos que los átomos inicialmente se encuentran en el nivel 1, y que en un material dado incide una onda de luz, por lo que puede existir la probabilidad de que ocurra una transición, obteniéndose así el proceso de absorción como:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right) = -\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -P_{12}N_1, \quad (60)$$

donde (dN_2/dt) y P_{12} , son la razón y la probabilidad a la cual ocurre la transición de absorción, respectivamente. La probabilidad P_{12} está dada por la siguiente ecuación:

$$P_{12} = \sigma_{12}\phi, \quad (61)$$

donde σ_{12} es la sección eficaz de absorción. Einstein demostró que para el sistema de dos niveles la probabilidad de emisión estimulada es igual a la probabilidad de absorción, $(\sigma_{12} = \sigma_{21})$ [Svelto, 1989].

III.2.3. Amplificador y Láser

Cuando un fotón entra en un medio con una energía cercana a la diferencia de energía entre dos niveles, existe la probabilidad de que el fotón se absorba o bien de que genere emisión estimulada. La probabilidad de absorción es proporcional al número de átomos que se encuentran en el nivel fundamental “1”. La probabilidad de emisión estimulada es proporcional al número de átomos que se encuentran en el nivel excitado “2”. La ganancia se produce cuando el número de fotones de salida es mayor que el que se tiene a la entrada. Para favorecer la emisión estimulada sobre la absorción debemos colocar más átomos en el estado excitado, que en el nivel láser inferior, esto es llamado *inversión de población*. Para conseguir la inversión de población es preciso que intervenga en el proceso al menos un tercer nivel del ión dopante (nivel de bombeo) situado por encima de los niveles correspondientes a la transición láser, y que presente características muy peculiares.

En amplificadores ópticos, debe existir una intensa absorción desde el nivel fundamental del ión hasta el nivel de bombeo, que es capaz de elevar muchos iones a este nivel, mediante absorción de luz de bombeo. Para amplificadores de fibra dopada con erbio normalmente el nivel inferior de la transición láser coincide con el fundamental, por lo que el sistema trabaja en un esquema de tres niveles. En esta configuración del láser debe observarse una transición no radiante que se debe a mecanismos colisionales desde el nivel de bombeo hasta el nivel superior de la transición láser, lo que permite un trasvase muy rápido de iones hacia el nivel “2”. Los iones tienen que ser capaces de permanecer un tiempo considerable en este último nivel para poder conseguir en él una acumulación, que permita una inversión de población con respecto al nivel inferior de la transición láser. A esto se le denomina *mecanismo de bombeo óptico*.

Para el espectro de emisión del Er^{+3} se consideran los mecanismos de ensanchamiento de los niveles. El campo eléctrico creado sobre cada ión de tierra rara por

los diferentes iones que lo rodean (que compone la fibra y los propios del dopante) desdobra cada nivel energético en varios subniveles llamados *Stark* que corresponden a estados degenerados. Las energías de estos subniveles cambian en cada punto, debido a fluctuaciones térmicas de los iones. Esto es equivalente, desde un punto de vista estadístico, a un ensanchamiento de cada uno de dichos subniveles, denominado *ensanchamiento homogéneo*. Por otra parte, el campo eléctrico cambia de un punto a otro, debido a heterogeneidades en la distribución de iones, lo que origina un ensanchamiento efectivo adicional, denominado *ensanchamiento heterogéneo*.

Sistema de Tres Niveles (Medio Activo)

Los estudios anteriores muestran que cuando una fibra óptica dopada con erbio se bombea con una fuente de 1480 nm se logra un sistema de dos niveles y cuando se utiliza una fuente de 980 nm se tiene un sistema de tres niveles [Pedersen *et al.*, 1990]. Para el análisis se asumirá un sistema de tres niveles.

En la estructura normal de un sistema de tres niveles, al nivel 1 le corresponde un estado $|1\rangle$ y una densidad de población de átomos N_1 . A este estado se le llama estado base. El nivel 2 es un estado superior, que se describe a través del estado $|2\rangle$ y la densidad de población N_2 . Por último al nivel 3 le corresponde un estado $(|3\rangle)$ y una densidad de población N_3 . El estado $|2\rangle$ es donde se acumula la energía bombeada y es llamado estado metaestable. La población total de los iones de Er^{+3} es $N_e = N_1 + N_2 + N_3$. La estructura para un sistema de tres niveles se muestra en la figura (18).

En el proceso general, la fuente de bombeo óptico suministra energía al estado $|1\rangle$ elevando los iones de erbio al estado $|3\rangle$. Posteriormente estos iones decaen poblando al estado $|2\rangle$, seleccionado por tener una transición con un tiempo de vida grande. En este nivel la población permanece sin decaer hacia otro estado el tiempo suficiente

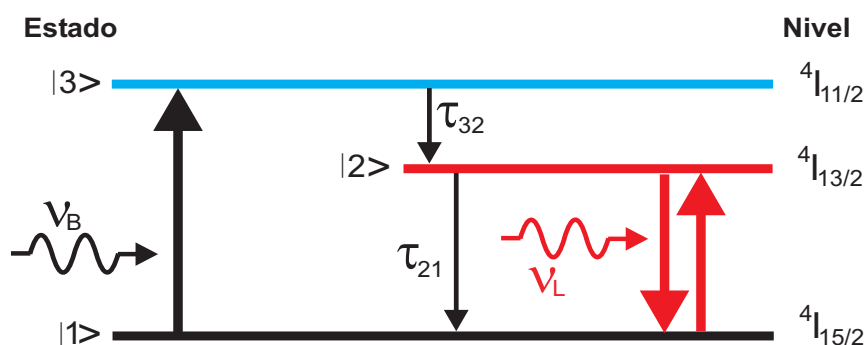


Figura 18: Sistema de tres niveles de energía del erbio, donde ν_B es la señal a la longitud de onda de bombeo, ν_L es la señal a la longitud de onda de la generación láser, τ_{32} y τ_{21} son los tiempos de vida que decaen de un estado a otro [Digonnet, 1990].

para permitir que el decaimiento sea estimulado por un fotón. El tiempo de vida de la transición del estado $|3\rangle$ al estado $|2\rangle$, definido como τ_{32} , debe ser muy corto y el tiempo de vida de la transición del estado $|2\rangle$ al estado $|1\rangle$, (τ_{21}), debe de ser largo, propiciando que el estado $|2\rangle$ nunca se quede vacío. El estado $|2\rangle$ debe de contener más iones de erbio que los contenidos en el estado $|1\rangle$, para favorecer la emisión estimulada.

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de que un ión deje espontáneamente ese nivel excitado. Se consideran dos tipos de decaimiento para tiempos de vida en tierras raras, uno es llamado tiempo de vida de la radiación y el otro tiempo de vida de una transición no radiante. El tiempo de vida de la radiación está asociado con la fluorescencia del nivel excitado hacia niveles inferiores. Mientras que, el tiempo de vida de una transición no radiante depende de la naturaleza del vidrio, del acoplamiento entre las vibraciones de la red de iones y los estados de los iones de las tierras raras. El valor del tiempo de vida de cada transición se muestra en la figura (17).

Para modelar el sistema de tres niveles se requiere el uso de ecuaciones que rijan la

evolución temporal de las poblaciones de los átomos en sus diferentes niveles. Con el fin de trabajar con un sistema en equilibrio se supone que la potencia de bombeo usada excita uniformemente a todo el medio láser (bombeo de saturación). Las ecuaciones utilizadas son [Verdeyen, 1989]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\varphi_B\sigma_{13} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + [N_2 - N_1]\varphi_L\sigma_{21}, \quad (62)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - [N_2 - N_1]\varphi_L\sigma_{21}, \quad (63)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = N_1\varphi_B\sigma_{13} - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (64)$$

$$N_e = N_1 + N_2 + N_3, \quad (65)$$

donde φ_B y φ_L son el flujo de fotones a la longitud de onda de bombeo y el flujo de fotones a la longitud de onda de la emisión láser, respectivamente y están dados como:

$$\varphi_B = \frac{I_B}{h\nu_B}, \quad (66)$$

$$\varphi_L = \frac{I_L}{h\nu_L}, \quad (67)$$

I_B e I_L son la intensidad de saturación de bombeo y la intensidad de emisión correspondiente, respectivamente. Estas intensidades son:

$$I_B = \frac{h\nu_B}{\sigma_{13}\tau_{21}}. \quad (68)$$

$$I_L = \frac{h\nu_L}{\sigma_{21}\tau_{21}}. \quad (69)$$

donde σ_{13} es la sección eficaz de bombeo y σ_{21} es la sección eficaz de emisión para una transición del nivel 2 al nivel 1, de frecuencia ν_L .

Cuando el sistema alcanza un estado estacionario, ($dN_1/dt = 0$), y resolviendo las

ecuaciones (62), (63) y (64) tenemos que las densidades de población son:

$$N_1 = \frac{\phi_{32} A N_e (\phi_{21} + \Gamma_{21})}{\phi_{32} A (\Gamma_{13} + \Gamma_{21}) + (\phi_{21} + \Gamma_{21}) \Gamma_{13}}, \quad (70)$$

$$N_2 = \frac{\phi_{32} A N_e (\Gamma_{13} + \Gamma_{21})}{\phi_{32} A (\Gamma_{13} + \Gamma_{21}) + (\phi_{21} + \Gamma_{21}) \Gamma_{13}}, \quad (71)$$

$$N_3 = \frac{A N_e (\phi_{21} + \Gamma_{21}) \Gamma_{13}}{\phi_{32} A (\Gamma_{13} + \Gamma_{21}) + (\phi_{21} + \Gamma_{21}) \Gamma_{13}}, \quad (72)$$

donde:

$$\phi_{32} = \frac{1}{\tau_{32}}.$$

$$\phi_{21} = \frac{1}{\tau_{21}}.$$

$$\Gamma_{13} = \varphi_B \sigma_{13}.$$

$$\Gamma_{21} = \varphi_L \sigma_{21}.$$

$$A = \frac{\Gamma_{13}}{\phi_{32} + \Gamma_{13}}.$$

De las ecuaciones anteriores obtenemos la expresión que describe la inversión de población:

$$\Delta N = N_2 - N_1. \quad (73)$$

Resonador ó Cavity Fabry-Perot

Cuando el medio tiene ganancia, la emisión supera a la absorción. Para fomentar la emisión estimulada se necesita aumentar el número de fotones dentro del medio. Con este fin se colocan dos espejos a ambos lados del medio láser, esto propicia que los fotones generados se mantengan dentro de la cavidad, dando lugar a más fotones emitidos por emisión estimulada. Este efecto de retroalimentación tiene límites impuestos por el número de átomos que dan lugar a la emisión estimulada.

Unas de las características que debe de cumplir uno de los espejos es que debe tener una reflexión menor del 100% para que actúe como el acoplador de salida. Esta descripción pertenece al resonador de Fabry-Perot.

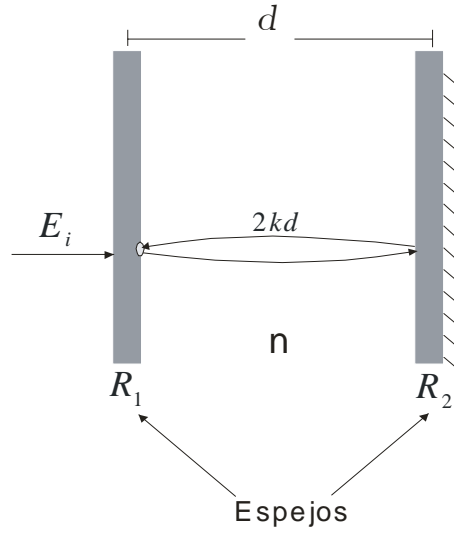


Figura 19: Resonador Fabry-Perot formado por dos espejos cuyos coeficientes de reflexión respectivos son R_1 y R_2 y están separados por una distancia d .

El resonador de Fabry-Perot, además de proporcionar retroalimentación, influye sobre las propiedades espectrales de la luz emitida.

La onda que se propaga dentro del resonador, en una ida y una vuelta se desfasa un valor de $2kd$, (ver la figura (19)). Para que el resonador funcione como tal a una determinada longitud de onda se ha de cumplir que:

$$2kd = \frac{4\pi nd}{\lambda} = 2m\pi, \quad (74)$$

donde k es el vector de onda, m es un número entero positivo y n es el índice de refracción del medio. Por lo tanto las longitudes de onda ó frecuencias permitidas son:

$$\lambda_m = \frac{2nd}{m}. \quad (75a)$$

$$\nu_m = \frac{c}{2nd}m. \quad (75b)$$

De acuerdo al tamaño del resonador existen algunas frecuencias permitidas en un

determinado rango de longitudes de onda. La anchura espectral FWHM⁶ permitida para la transmisión para cada frecuencia de paso es:

$$\delta_{\phi FWHM} = \frac{4}{\sqrt{F}}, \quad (76)$$

en el cual F es el coeficiente de fineza, el cual mide la agudeza de las franjas de interferencia, y está dado por:

$$F = \frac{4R}{[1 - R]^2} \quad (77)$$

R es la reflectividad de uno de los espejos.

Por otra parte, cuando colocamos un medio amplificador dentro de los espejos de la figura (19) la luz que viaja dentro del resonador en un viaje completo presenta atenuación, producida principalmente por los coeficientes de reflexión en los dos espejos (R_1 y R_2) y además genera una ganancia cuando estos procesos combinados satisfacen la condición de amplitud:

$$R_1 R_2 e^{2\gamma d} e^{-2\alpha d} = 1 \quad (78)$$

donde α representa las pérdidas totales y γ es la ganancia total. El mismo principio es utilizado para un láser de fibra óptica donde el resonador está formado por rejillas de Bragg [Kashyap, 1999].

Para obtener la ganancia de umbral despejamos γ de la ecuación (78):

$$\gamma_{umbral} = -\frac{\ln(1/R_1) + \ln(1/R_2)}{2d} + \alpha \quad (79)$$

La ganancia en términos de las densidades de población puede definirse como:

$$\gamma = (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1) \quad (80)$$

Aunque la cavidad de Fabry-Perot es fácil de fabricar, sufre de muchos inconvenientes; por ejemplo, usa espejos simples para crear estados estacionarios y no existe

⁶Por sus siglas en inglés, Full Width at Half Maximum

una preferencia especial para un modo particular que se requiera referente a ciertas propiedades ópticas. La selección de estos modos, dados por el espectro de ganancia, está determinada por las propiedades electrónicas de la región activa. Los modos presentan anchuras espectrales de 3 a 5 nm. Para compensar estos inconvenientes se utilizan las rejillas de Bragg como alternativa para generar una cavidad láser. El análisis realizado anteriormente es válido también para describir estos dispositivos.

Láser ($I_L > 0$)

Por definición de estado estacionario, la ganancia estrictamente tiene que ser igual a las pérdidas. Si esto no sucede y la ganancia supera a las pérdidas, la intensidad dentro de la cavidad aumenta con cada vuelta que da la luz hasta que la intensidad dentro de la cavidad satura la ganancia.

Para hacer este análisis es necesario tomar en cuenta la retroalimentación que proporcionan los espejos que forman a la cavidad.

La intensidad que entra a la cavidad por el primer reflector R_1 es la intensidad de bombeo (I_B), esta intensidad se convierte en una intensidad que viaja a lo largo del eje z en sentido positivo (I^+); subsecuentemente llega al segundo reflector R_2 donde se refleja y viaja en el sentido opuesto con una intensidad ($I^-(d)$). La intensidad a la salida del espejo acoplador (R_2), es la intensidad de salida (I_{salida}), (ver la figura (20)).

Estas intensidades son regidas por las siguientes condiciones de frontera:

$$I^+(0) = R_1 I^-(0). \quad (81)$$

$$I^-(d) = R_2 I^+(d). \quad (82)$$

$$I_{salida} = (1 - R_2) I^+(d). \quad (83)$$

La intensidad total dentro de la cavidad esta dada por:

$$I_T = I^+ + I^-. \quad (84)$$

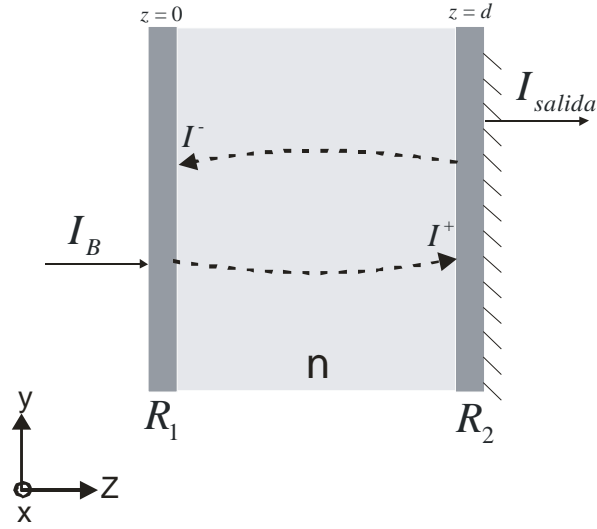


Figura 20: Resonador Fabry-Perot formada por dos espejos cuyas reflectividades respectivas son R_1 y R_2 y dentro del resonador se encuentra un medio amplificador. R_2 es parcialmente transmisor.

Las ecuaciones (81 a 83) están regidas por:

$$\frac{dI_B}{dz} = -\sigma_{13}N_3I_B \quad (85)$$

$$\frac{dI_L^+}{dz} = -\sigma_{21}\Delta NI^+ \quad (86)$$

$$\frac{dI_L^-}{dz} = \sigma_{21}\Delta NI^- \quad (87)$$

III.3. Factor Q de calidad, Fineza y Tiempo de vida del fotón

Existen tres parámetros que son característicos para describir el fenómeno de resonancia en una cavidad láser: el factor de calidad Q , la fineza f y el tiempo de vida del fotón τ_F [Verdeyen, 1989].

A continuación definiremos cada uno de estos parámetros.

Factor Q de calidad

El factor Q de calidad de la cavidad es una medida de la agudeza o selectividad de la resonancia. Si ν es la frecuencia de uno de los picos, entonces el factor de calidad está dado por:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{\omega}{\Delta\omega} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (88)$$

donde $\Delta\nu$, $\Delta\omega$ y $\Delta\lambda$ son el ancho del pico, a la mitad del máximo (FWHM) y está dado por:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd} \left\{ \frac{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} \right\}. \quad (89)$$

R_1 y R_2 son las reflectividades de los espejos que forman a la cavidad y d es la distancia de separación entre ellos. Ahora, la ecuación (88) se convierte en:

$$Q = \frac{2\pi nd}{\lambda} \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}. \quad (90)$$

También el factor Q puede ser definido como:

$$Q = \frac{2\pi(\text{Energía almacenada dentro de la cavidad} = W)}{\text{Pérdida de energía en un ciclo de oscilación}}. \quad (91)$$

Cabe mencionar que las dos definiciones del factor de calidad se utilizan para diferentes perspectivas. La definición de la ecuación (88) se usa para procesos experimentales y la definición de la ecuación (91) se utiliza para realizar cálculos teóricos.

Fineza

La fineza es una medida de las propiedades de filtrado de la cavidad y está dada como:

$$f = \frac{c/2nd}{\Delta\nu} = \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}. \quad (92)$$

Tiempo de vida del fotón

El tiempo de vida del fotón es la constante de tiempo que describe la acumulación ó el decaimiento de la energía en la cavidad.

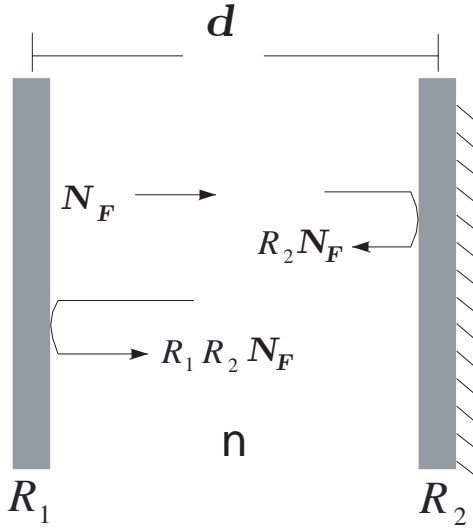


Figura 21: Decaimiento de fotones en una cavidad.

En la figura (21) se muestra un esquema de una cavidad láser donde N_F representa a un paquete de fotones que entra a la cavidad en un tiempo $t = 0$. Los fotones experimentarán un rebote debido a las caras de los espejos R_1 y R_2 . Por lo tanto la energía acumulada dentro de la cavidad es $h\nu N_F$. En un viaje redondo habrá pérdidas de fotones (NFP) y está dado por la siguiente expresión:

$$NFP = [1 - R_1 R_2] N_F \quad (93)$$

La razón temporal del cambio de fotones en la cavidad está dado por el negativo del número de pérdidas dividido por el tiempo para un viaje redondo (τ_{iv}):

$$\frac{dN_F}{dt} = -\frac{NFP}{\tau_{iv}}. \quad (94)$$

La ecuación anterior es una solución de $N_F(t) = N_F(0)e^{-t/\tau_F}$. De este modo el tiempo de vida del fotón es:

$$\tau_F = \frac{\tau_{iv}}{1 - R_1 R_2}. \quad (95)$$

El tiempo de vida está relacionado con el factor de calidad Q de la ecuación (91) como:

$$Q = \omega\tau_F. \quad (96)$$

De las ecuaciones (96) y (88) tenemos la relación:

$$\Delta\omega\tau_F = 1. \quad (97)$$

Con las definiciones anteriores podemos definir a Q y f como:

$$Q = \frac{4\pi nd}{\lambda} \left(\frac{1}{1 - R_1 R_2} \right), \quad (98)$$

$$f = \frac{2\pi}{1 - R_1 R_2}. \quad (99)$$

Capítulo IV

Resultados Experimentales de Rejillas de Bragg Aleatorias

En este capítulo se expone la metodología de fabricación y caracterización de rejillas de Bragg usada en este trabajo. Además, se presentan los resultados experimentales obtenidos al fabricar espejos formados por una rejilla de Bragg, hasta una cadena de rejillas de Bragg aleatorias.

La reflectancia espectral se analiza usando el método de simulación discutido en el capítulo II. Los resultados numéricos obtenidos se comparan con los resultados experimentales medidos para la luz reflejada por las rejillas de Bragg.

IV.1. Arreglo Experimental para la Fabricación de Rejillas de Bragg Uniformes y Aleatorias

El arreglo experimental para fabricar rejillas de Bragg se muestra en la figura (22) y funciona de la siguiente manera: la luz de la fuente láser UV pasa a través de una lente esférica con distancia focal de 7 cm, después de ella se coloca un diafragma que permite seleccionar una parte del haz con radiancia uniforme. La luz transmitida por el diafragma se colima con una lente cilíndrica con distancia focal de 15 cm. Un segundo diafragma permite controlar el área usada para iluminar a la mascarilla de fase y por consiguiente, determina la longitud de las rejillas de Bragg que se fabrican.

La fuente utilizada es un láser LEXEL 95-SHG, cw, UV, que emite luz con una

longitud de onda de 244 nm; su potencia máxima es de 200 mW.

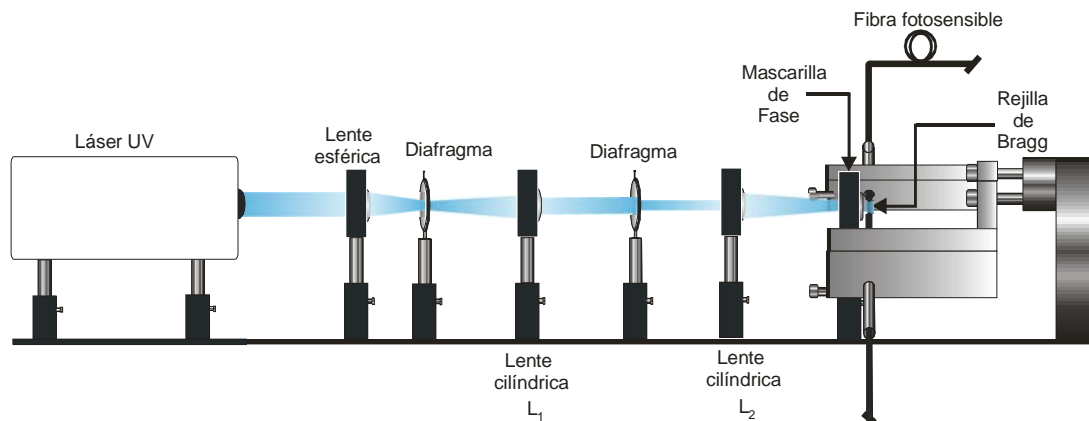


Figura 22: Arreglo experimental usado para grabar rejillas de Bragg. Utiliza los siguientes elementos: un láser LEXEL 95-SHG-cw (UV), una lente esférica con distancia focal de 7cm, un diafragma, una lente cilíndrica (L_1) con distancia focal de 15 cm, una lente cilíndrica (L_2) con distancia focal de 10 cm y una mascarilla de fase con una periodicidad de 1057.

La mascarilla de fase utilizada para el grabado de rejillas está hecha de cuarzo de alta calidad que es transparente a la radiación ultravioleta y tiene un periodo de 1057 nm. La placa de cuarzo donde se encuentra la mascarilla ($5\text{mm} \times 3\text{mm}$) está insertada en una placa de vidrio de $15\text{mm} \times 13\text{mm}$. La segunda lente cilíndrica L_2 se utiliza para enfocar la luz sobre la sección de cuarzo.

Alineación de la mascarilla de fase

Cuando la mascarilla de fase se alinea correctamente, se observa el patrón de difracción característico de esta rejilla. Los órdenes de difracción que deben observarse son -1, 0 y +1 (ver figura (23a)). Cabe mencionar que los órdenes de difracción -1 y +1 son los más intensos.

Después, al colocar la fibra fotosensible $\sim 1\text{mm}$ junto a la mascarilla de fase, se deben observar tres haces emergentes en la pantalla. Este criterio se usa para verificar

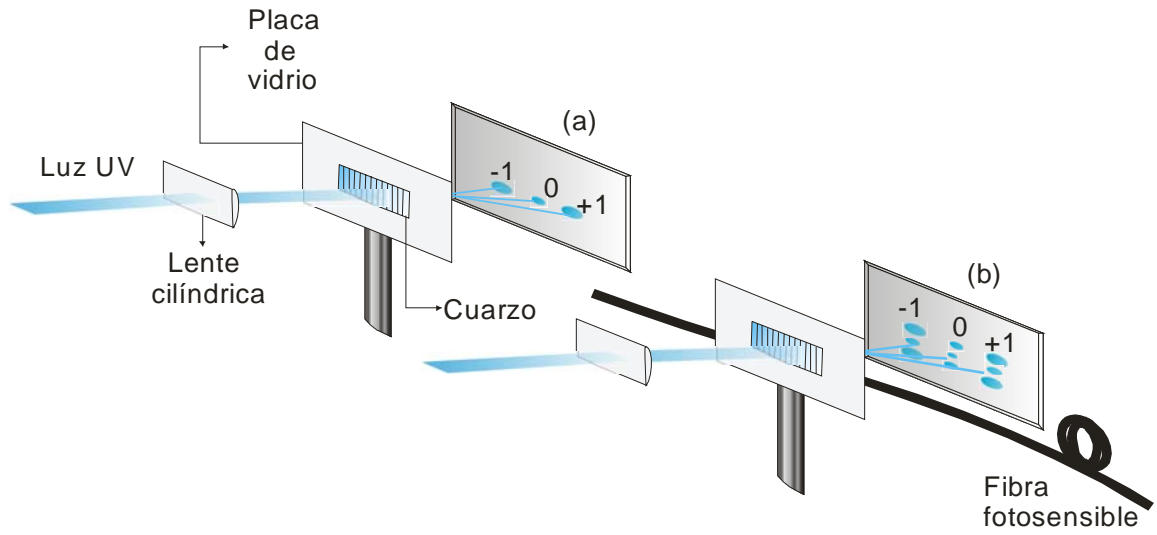


Figura 23: Alineación de la mascarilla de fase. (a) Alineación de la mascarilla de fase sin fibra óptica fotosensible. (b) Alineación de la mascarilla de fase y la fibra óptica fotosensible.

su alineación (ver figura (23b)).

Preparación de la fibra fotosensible

La fibra utilizada para grabar rejillas de Bragg es una fibra fotosensible dopada con germanio; de Thorlabs, tipo GF-3, cuyos parámetros son los siguientes:

- Longitud de onda de operación: 1310 - 1550 nm.
- Longitud de onda de corte: 1100 - 1260 nm.
- Apertura numérica: 0.12 - 0.14.
- Diámetro del campo modal: 8.1 - 19.6 μm .
- Diámetro exterior de la fibra: 125 $\mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$.

Las fibras ópticas están formadas por un núcleo, una cubierta y un forro. Para el grabado de rejillas de Bragg, es necesario remover una sección pequeña del forro para facilitar la penetración de la luz UV al núcleo de la fibra al realizar el grabado. El forro

se removió con acetona grado técnico.

Antes de grabar las rejillas de Bragg se coloca gel igualador de índice de refracción en el extremo libre de la fibra fotosensible, para evitar que la reflexión debida a la interfaz núcleo - aire, de $\sim 4\%$, interfiera con el espectro de reflexión de la rejilla durante el proceso de impresión.

Durante el grabado de las rejillas existen dos haces de luz que interfieren entre sí, formando un patrón de onda estacionario con un periodo de ~ 529 nm, debido a las características de la mascarilla de fase. El índice de refracción del núcleo de la fibra fotosensible se modifica localmente en las regiones de alta intensidad a lo largo del eje longitudinal de la fibra.

IV.2. Arreglo Experimental para la Caracterización de Rejillas de Bragg

Para caracterizar las rejillas de Bragg fabricadas se utiliza un arreglo experimental que nos permite capturar el espectro de reflexión de las mismas.

El arreglo experimental usado se muestra en la figura (24) y funciona de la siguiente manera: la luz del láser infrarrojo se acopla por medio de un microobjetivo de 40x al puerto 1 de un acoplador 2x2. El acoplador utilizado es de 50/50, así la señal se divide en dos haces ópticos con la misma intensidad que se propagan a través del puerto 3 y el puerto 4, respectivamente. En el puerto 4 se acopla la fibra fotosensible y en la fibra del puerto 3 colocamos gel igualador de índice de refracción evitando reflexiones espurias. La luz infrarroja se propaga por el puerto 4 y parte de la luz de la banda espectral para la que satisface la condición de Bragg será reflejada por la rejilla. La luz que se refleja sale a través del puerto 2 y posteriormente es capturada por medio de un detector modelo 2011-FC de New Focus. El detector está conectado a un amplificador

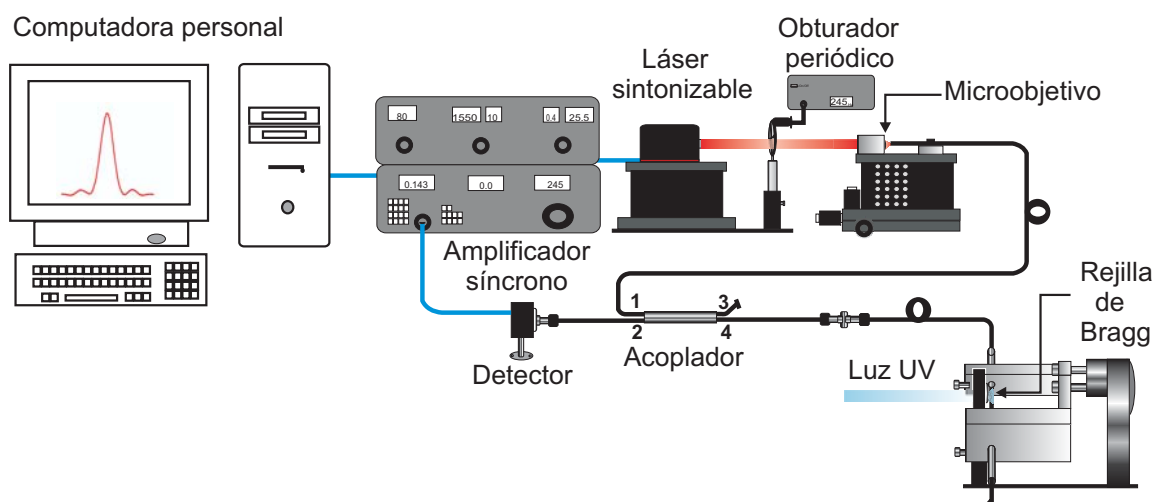


Figura 24: Arreglo experimental utilizado para capturar el espectro de reflexión de las rejillas de Bragg fabricadas. Este arreglo utiliza los siguientes elementos: un láser sintonizable infrarrojo modelo 6300 de New Focus, un microobjetivo 40x, un acoplador 50/50, un obturador periódico, un amplificador síncrono modelo SR830 de Stanford, una detector modelo 2011-FC de New Focus y una computadora personal.

síncrono modelo SR830 de Stanford. El control y la adquisición de datos se llevaron a cabo por medio de una interfaz GPIB.

Todas las rejillas fueron grabadas con un tiempo de exposición de 10 a 15 minutos.

IV.3. Caracterización de las Rejillas de Bragg Fabricadas

Con los arreglos experimentales mostrados en la figuras (22) y (24) se realizó la fabricación y caracterización de varias cadenas de rejillas de Bragg.

Una de las metas de esta tesis es fabricar series de rejillas de Bragg aleatorias. La aleatoriedad es introducida por la distancia de separación entre ellas, debido a que durante el experimento no se controla con precisión el desplazamiento de la fibra. La

fibra se recorre manualmente lo que garantiza que la distancia entre cada una de ellas varía algunos micrómetros. Este cambio resulta notorio en este trabajo a partir de la tercera rejilla de Bragg.

La periodicidad de las rejillas de Bragg depende de la alineación de la mascarilla de fase con la fibra fotosensible. Cualquier cambio en la alineación de la mascarilla de fase modifica el periodo de la rejilla grabada.

Al desplazar la fibra para grabar la siguiente rejilla, la alineación se modifica ligeramente produciendo un cambio en el periodo sobre el que no se tiene control y se supone que es aleatorio.

Los parámetros que intervienen en la reflectancia alcanzada por la rejilla son: la potencia del láser UV, el tiempo de exposición del mismo y el tamaño de la rejilla.

A continuación se muestran algunos de los resultados que se obtuvieron experimentalmente.

Una rejilla de Bragg

El espectro de reflexión obtenido experimentalmente para una rejilla de Bragg se muestra en la figura (25). Esta rejilla tiene una longitud $L = 5$ mm, la cual se controla a través del diafragma que se encuentra colocado antes de la mascarilla de fase en el arreglo experimental mostrado en la figura (22). La caracterización del espectro de reflexión muestra que la longitud de onda de Bragg de la rejilla es $\lambda_B = 1530.10$ nm; la modulación máxima del perfil de índice de refracción, $\Delta n = 1.44 \times 10^{-4.5}$ y su ancho FWHM es $\Delta\lambda = 0.14$ nm. El perfil del índice de refracción se estimó a través de la fórmula que describe la reflectividad de una rejilla usando la teoría de modos acoplados.

En la figura (25) observamos que la curva de reflexión tiene un decaimiento suave, al igual que sus lóbulos laterales; indicando que la mascarilla de fase fue alineada en las mejores condiciones durante su grabación. La mascarilla de fase debe estar lo más paralela posible a la fibra fotosensible cuando se realiza la impresión de las rejillas,

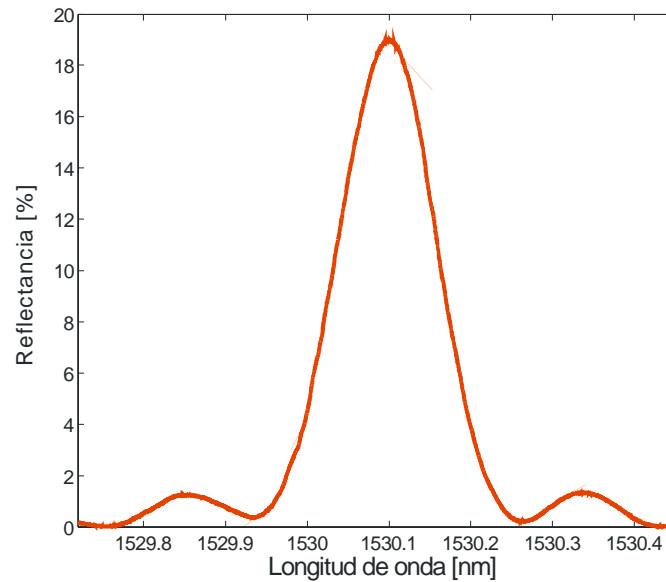


Figura 25: Espectro de reflexión para una rejilla de Bragg donde la condición de Bragg se satisface para 1530.10 nm.

de lo contrario, se obtienen espectros de reflexión donde los lóbulos laterales no están bien definidos como se muestra en la figura (26). Esta rejilla tiene los siguientes parámetros: una longitud $L = 5$ mm, una modulación en el perfil de índice de refracción $\Delta n = 2 \times 10^{-4.5}$, la longitud de onda de Bragg es $\lambda_B = 1529.31$ nm y su ancho FWHM es $\Delta\lambda = 0.13$ nm.

La reflectancia de esta rejilla de Bragg se estimó considerando la razón de intensidad de la luz reflejada por la rejilla y la intensidad de la luz reflejada en la interfaz núcleo-aire de la fibra fotosensible.

Dos rejillas de Bragg:

En el caso de dos rejillas de Bragg, la impresión de cada una se realiza en la misma fibra fotosensible con una distancia de separación similar entre ellas. Debido a las reflexiones múltiples entre ambas rejillas se tienen efectos de interferencia constructiva

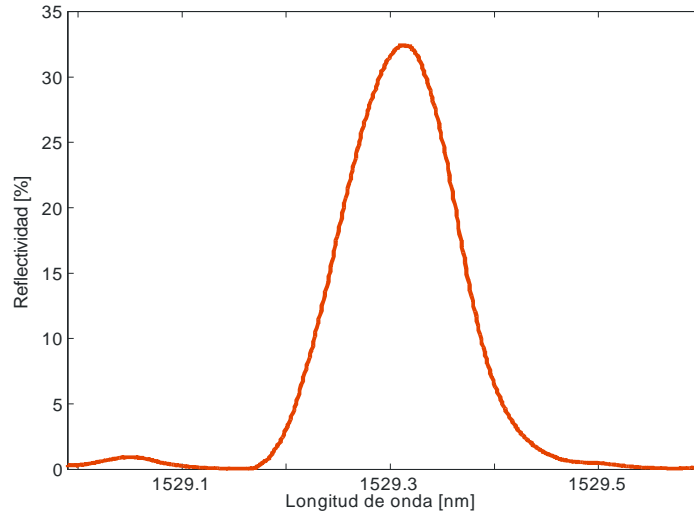


Figura 26: Espectro de reflexión para una rejilla de Bragg grabada con una desalineación ligera. La longitud de onda de Bragg es 1529.31 nm, y su ancho FWHM es $\Delta\lambda = 0.13$ nm.

y destructiva como se muestra en la figura (27).

Cada rejilla fabricada tiene un largo $L \approx 5$ mm y la primera rejilla tiene una modulación máxima del índice de refracción $\Delta n = 0.95 \times 10^{-4.5}$. El espectro de reflexión muestra que la longitud de onda para la máxima reflectancia es $\lambda_m = 1529.74$ nm y el ancho de la misma es $\Delta\lambda = 0.05$ nm. Experimentalmente, consideramos que la distancia de separación entre las rejillas de Bragg fue de $l \approx 3$ mm; tomando en cuenta el largo de cada rejilla sabemos que la distancia de separación central es de $l \approx 8$ mm. Con el espectro de reflexión de la figura (27) podemos conocer realmente la distancia de separación entre las rejillas utilizando la fórmula de la ecuación (100). De acuerdo a esta fórmula, la distancia de separación entre las rejillas fue $l = 4$ mm.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nl} \quad \therefore \quad l = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} \quad (100)$$

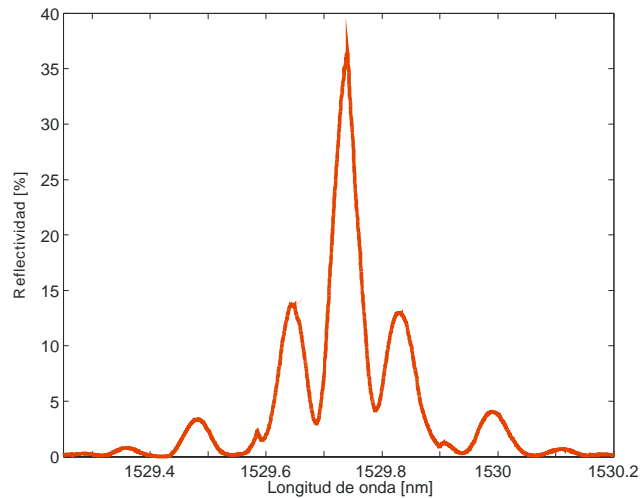


Figura 27: Espectro de reflexión para dos rejillas de Bragg donde la reflectancia máxima ocurre a una longitud de onda de 1529.74 nm; con un ancho FWHM de $\Delta\lambda = 0.13$ nm.

Cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias:

En la impresión de una cadena de 14 rejillas de Bragg se usó una distancia de separación entre las rejillas $l \approx 3$ mm, que presentó pequeñas variaciones.

Cada rejilla individual tiene una longitud aproximada de 5 mm y la primera rejilla de la cadena tiene una modulación del índice de refracción de $\Delta n = 0.95 \times 10^{-4.5}$. Los resultados obtenidos se muestran en las figuras (28) y (29), en donde podemos observar que la primera rejilla de Bragg y la segunda se fabricaron con la misma periodicidad.

La reflectancia para esta cadena de rejillas se calculó de la misma manera que en el caso de una sola rejilla.

El valor de la reflectancia máxima de cada rejilla se muestra en la figura (30) en donde se observa un crecimiento de la reflectancia conforme el número de rejillas aumenta.

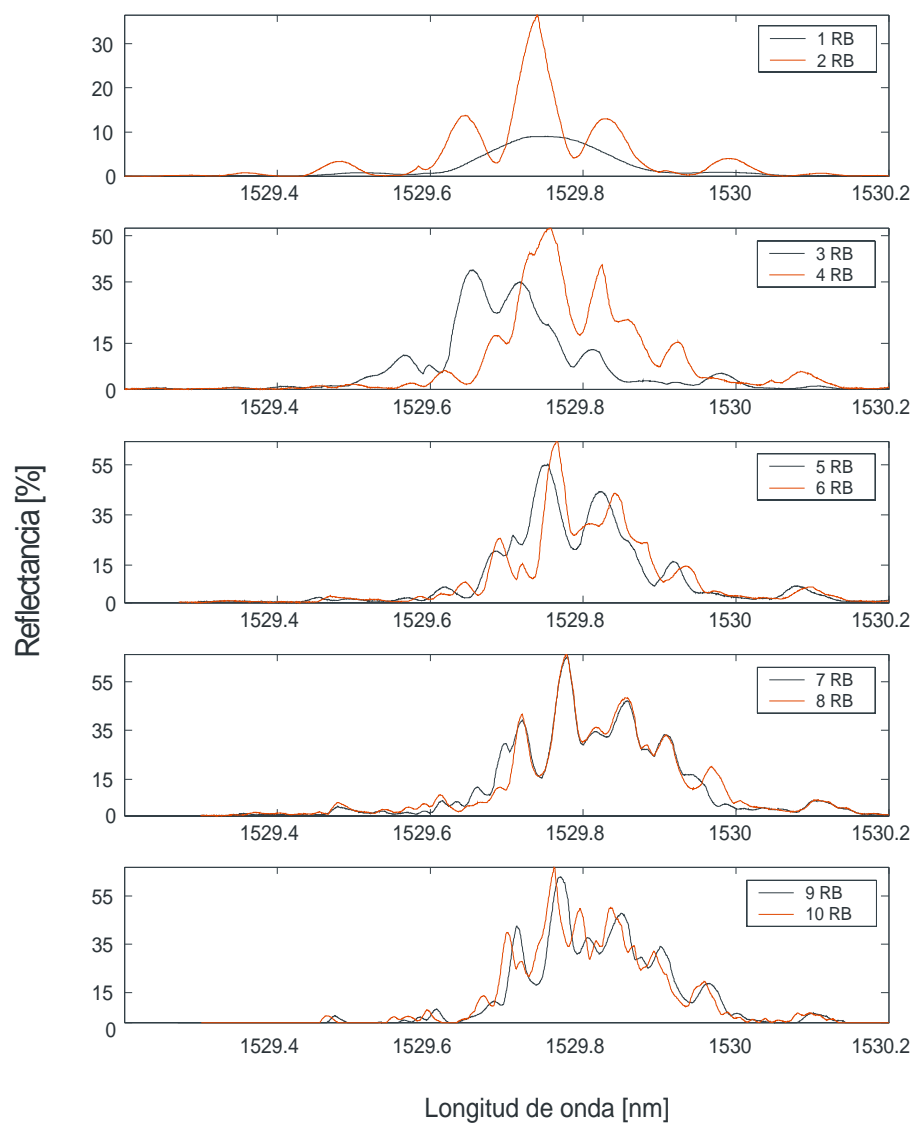


Figura 28: Espectro de reflexión para una cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias grabadas en una fibra óptica dopada con germanio.

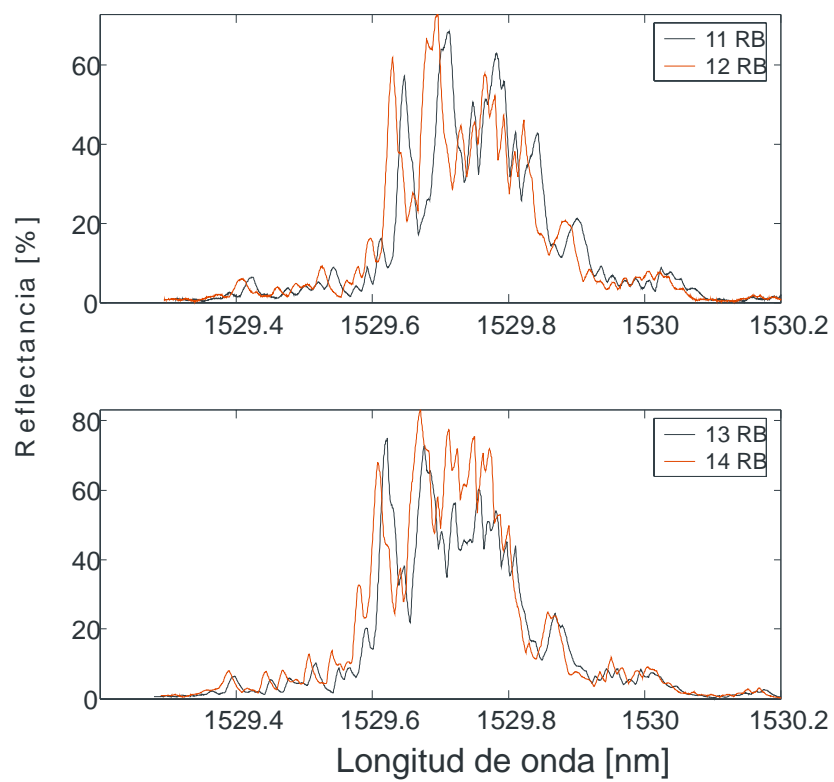


Figura 29: Continuación de la cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias.

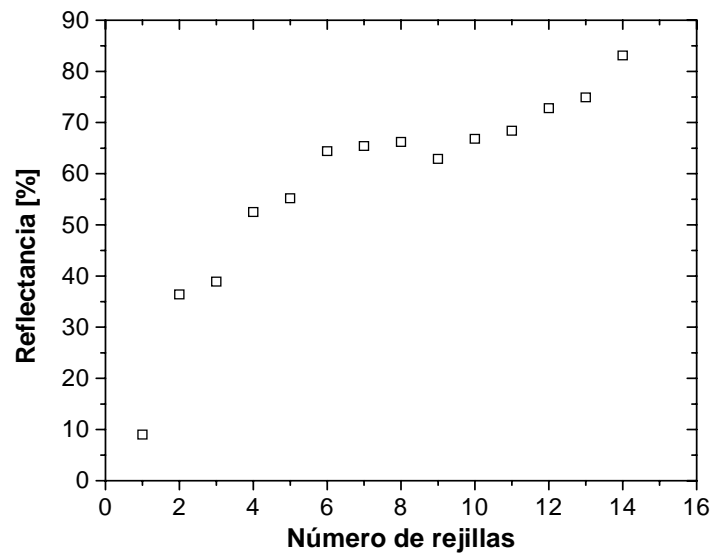


Figura 30: Reflectancia máxima en función del número de rejillas que forman a una cadena de 14 rejillas de Bragg aleatorias.

Cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias:

La cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias se fabricó de la misma forma que la cadena anterior. La longitud de cada rejilla fue de 5 mm y la separación entre ellas fue de ~ 5 mm. La primera rejilla tiene una modulación del perfil de índice de refracción $\Delta n = 0.48 \times 10^{-4.5}$.

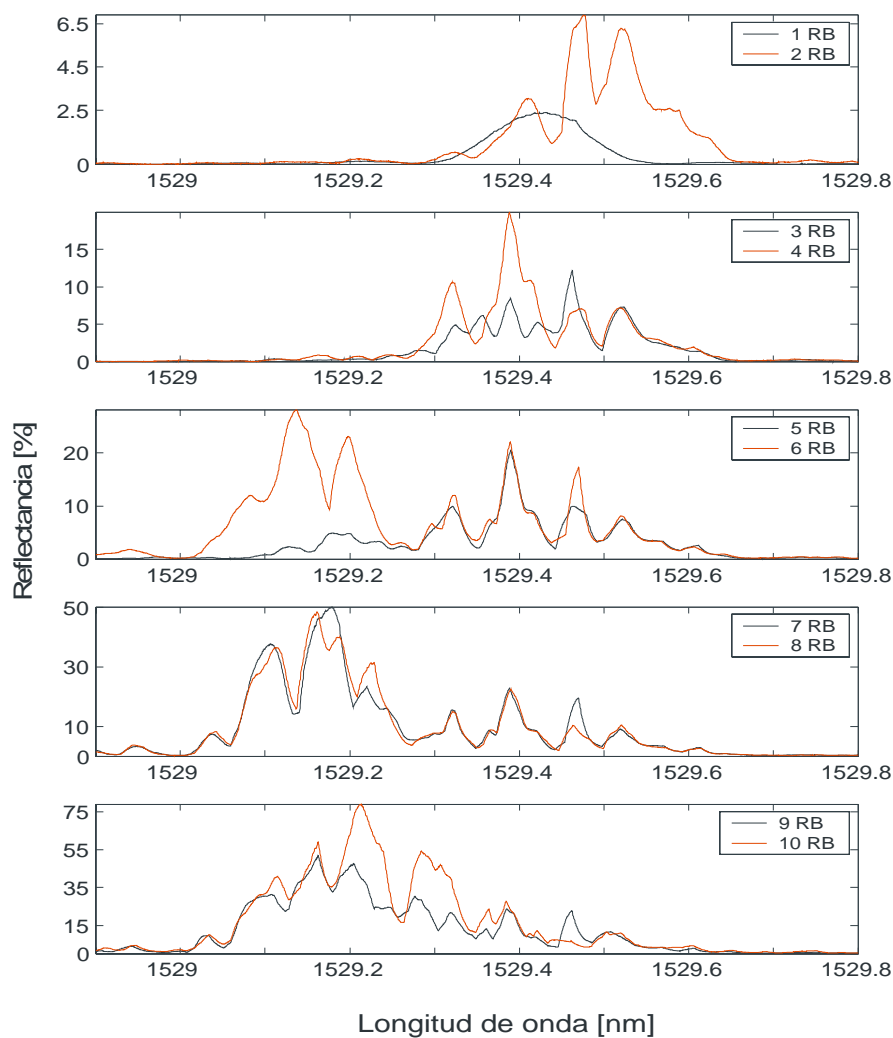


Figura 31: Espectro de reflexión para una cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias grabadas en una fibra óptica dopada con germanio.

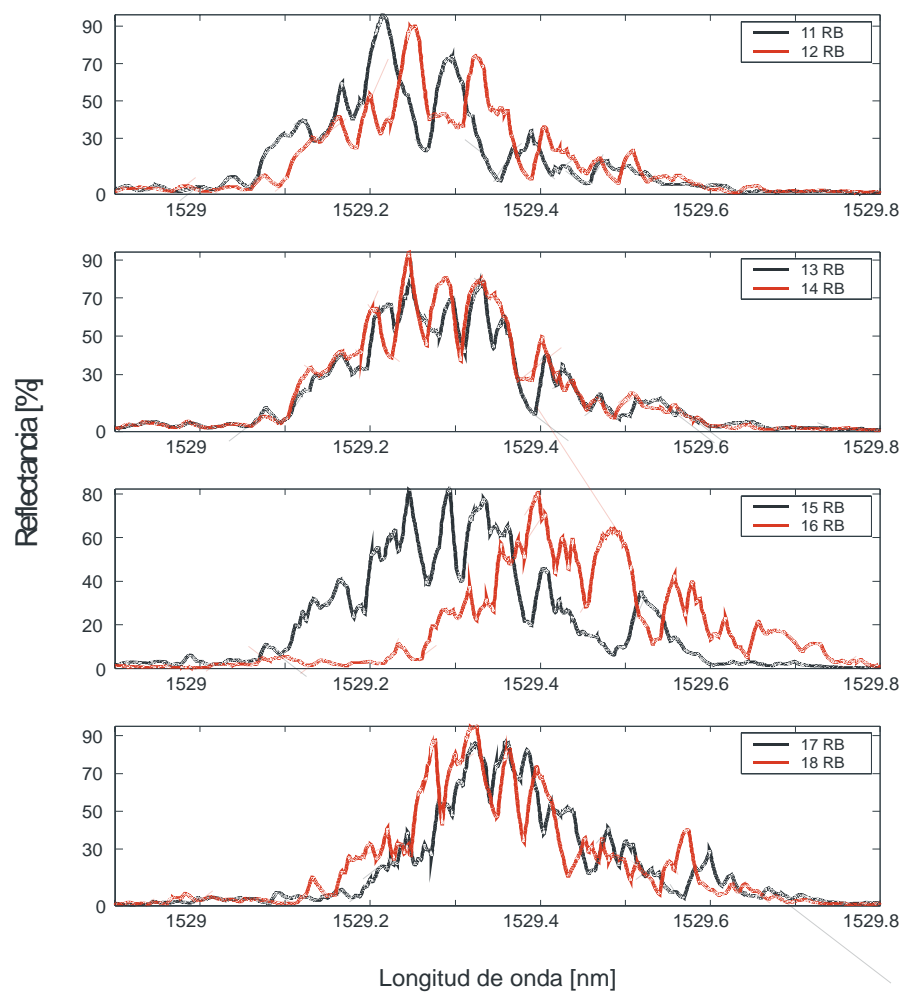


Figura 32: Continuación de la cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias.

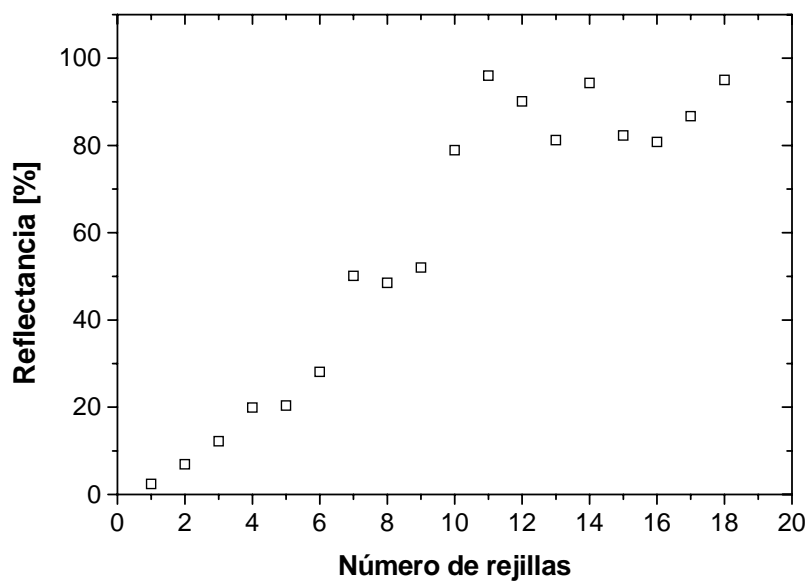


Figura 33: Reflectancia máxima en función del número de rejillas que forman a una cadena de 18 rejillas de Bragg aleatorias.

El espectro de reflexión de cada rejilla se muestra en las figuras (31) y (32). En este caso el periodo de la segunda rejilla varió 0.01 nm con respecto a la primera. Debido a que las variaciones en la longitud del periodo siempre estuvieron presentes, podemos observar los cambios en la reflectancia de las rejillas. El caso más notorio es para la sexta rejilla.

La reflectancia de algunas rejillas no cambia considerablemente como es el caso de la séptima y octava rejilla de Bragg. Una explicación es que la octava rejilla grabada tiene un coeficiente de reflexión débil y por lo tanto no modifica la respuesta espectral del arreglo de rejillas. Este resultado se aprecia mejor en la figura (33).

Después de analizar las dos series de rejillas de Bragg aleatorias, podemos observar

que entre mayor es el número de rejillas grabadas, más angostas son las líneas del espectro de reflexión total.

IV.4. Resultados sobre la Simulación para Rejillas de Bragg Aleatorias

En el capítulo II se analizó el método de matriz de transferencia. Usando este método se desarrolló un programa para simular rejillas de Bragg aleatorias. En este programa se toma en cuenta la aleatoriedad que existe, tanto en la distancia de separación, como en la longitud del periodo de las rejillas de Bragg.

En la figura (34) se comparan los espectros de reflexión de una cadena de tres rejillas de Bragg, obtenidos de forma numérica y experimentalmente. Estas rejillas tienen una longitud $L = 5$ mm y la separación estimada entre ellas fue $l \approx 5$ mm. La simulación numérica de la respuesta espectral nos indica que el cambio en el periodo entre la primera rejilla y la segunda fue de 0.0046 nm.

Este resultado se obtiene introduciendo los parámetros de esta cadena de rejillas al programa de simulación. Cabe hacer notar que la resolución del programa de simulación (0.001 nm) es mejor que la obtenida experimentalmente (0.005 nm). También puede observarse que existe una diferencia entre los valores calculados para los mínimos relativos de la reflectancia espectral para las rejillas simuladas y las que se midieron experimentalmente. Los primeros son más profundos. El modelo usado en este programa supone que el sistema carece de pérdidas.

Como el programa de simulación describe un comportamiento aleatorio, debe ejecutarse un número N de veces hasta obtener espectros de reflexión parecidos a los resultados experimentales.

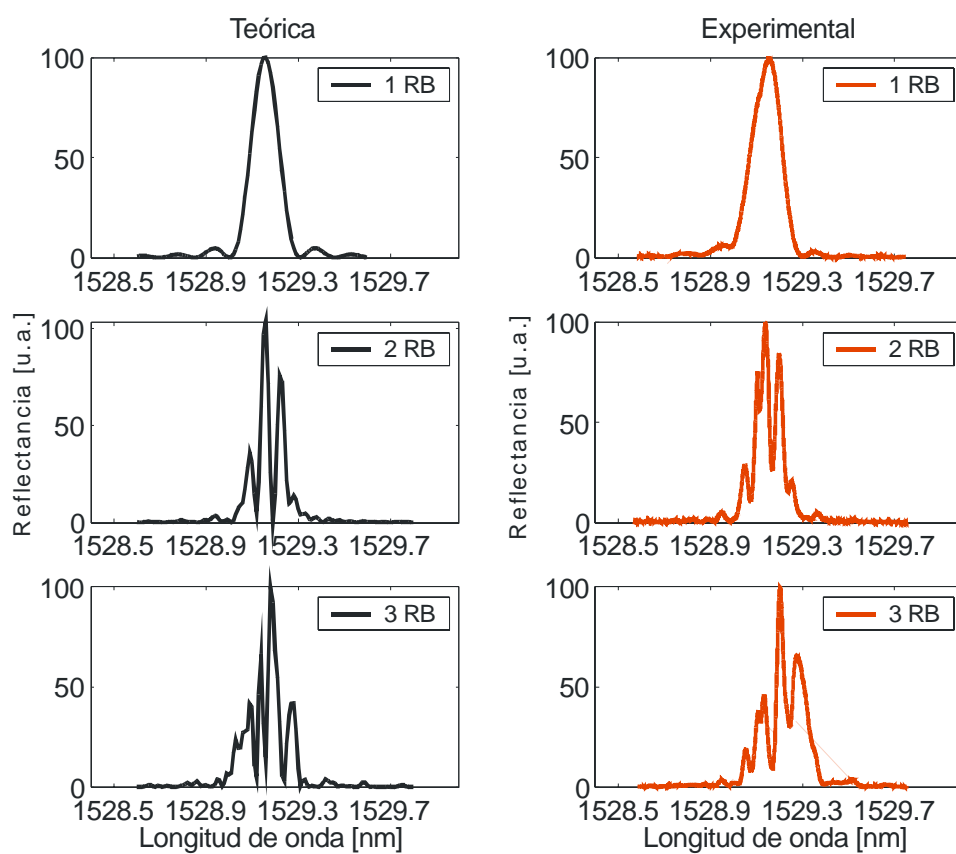


Figura 34: Comparación numérica y experimental de una cadena de tres rejillas de Bragg aleatorias.

Capítulo V

Resultados Experimentales para un Láser DBR de Fibra Dopada con Erblio con Retroalimentación Aleatoriamente Distribuida

Este capítulo está dividido en dos secciones. En la primera sección se presenta el arreglo experimental utilizado para formar un láser de fibra óptica tipo DBR.

En la segunda sección presentamos los resultados y las características de un láser de fibra óptica tipo DBR. Con el fin de analizar el desempeño de diferentes tipos de rejillas de Bragg aleatorias este láser de fibra óptica fue construido usando, alternativamente, tres diferentes cavidades basadas en rejillas de Bragg.

V.1. Láser de Fibra Óptica tipo DBR y Arreglo Experimental Para su Caracterización

Para crear el láser de fibra óptica tipo DBR, utilizamos los siguientes elementos: dos metros de fibra óptica dopada con erbio, un diodo láser de bombeo ($\lambda = 980$ nm), un WDM⁷ y dos cadenas de rejillas de Bragg. El funcionamiento específico de cada elemento se describe a continuación:

1. *Cadena de rejillas de Bragg.* Éstas funcionan como espejos, por lo que pueden

⁷Por sus siglas en inglés, Wavelength Division Multiplexing.

usarse para formar la cavidad del láser.

2. *Fibra dopada con erbio*. Los iones de erbio (Er^{+3}) bombeados ópticamente, logran amplificar la luz, por esta razón estas fibras pueden funcionar como medio activo.
3. *Diodo láser de 980 nm*. Este dispositivo se encarga de excitar los iones de erbio de la fibra óptica.

El arreglo experimental construido con estos elementos se muestra en la figura (35) y funciona de la siguiente manera: la potencia del diodo láser de bombeo se propaga a través del núcleo de la fibra dopada con erbio generando la emisión en un rango espectral aproximado de 1529 a 1560 nm (ver figura (37)). Después, la emisión se propaga por la cadena de rejillas de Bragg, donde la luz que corresponde a la longitud de onda de Bragg se refleja, viajando en dirección opuesta a través del WDM. Conectada al WDM se encuentra otra cadena de rejillas que cierra la cavidad láser. El espectro de salida del láser de fibra óptica se mide usando un espectrofotómetro.

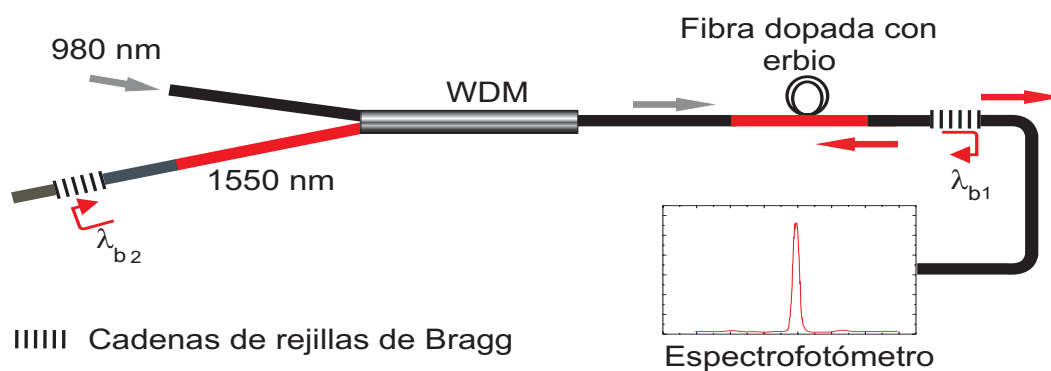


Figura 35: Arreglo experimental de un láser de fibra óptica dopada con erbio.

Cabe mencionar, que los dispositivos utilizados fueron acoplados por conectores mecánicos y para mayor eficiencia de acoplamiento, se utilizó un gel igualador de índices de refracción.

V.1.1. Caracterización de los dispositivos

WDM

El WDM utilizado es un dispositivo que cuenta con un puerto exclusivamente diseñado para transportar la potencia de $\lambda_1 = 980$ nm y otro sólo para la potencia con longitud de onda λ_2 , en la banda de 1550 nm (tercer ventana de telecomunicaciones). A la salida de este dispositivo las potencias se propagan juntas.

Diodo láser

El láser utilizado para bombear la señal es un diodo láser de JDS Uniphase, modelo 1200. Sus características se dan en la tabla I, donde P_{op} e I_{op} son la potencia y la corriente de operación, $P_{m\acute{a}x}$ e $I_{m\acute{a}x}$ indican la potencia y la corriente máxima, respectivamente.

Tabla I: Parámetros de operación para el diodo láser de JDS Uniphase modelo 1200.

P_{op}	I_{op}	$P_{m\acute{a}x}$	$I_{m\acute{a}x}$	$\lambda_{m\acute{i}n}$	$\lambda_{m\acute{a}x}$
80 mW	270 mA	100 mW	340 mA	970 nm	985 nm

El diodo láser se caracterizó en el laboratorio con un detector de InGaAs modelo D400FC de Thorlabs. La curva de potencia de salida en función de la corriente de bombeo se muestra en la figura (36), donde I_{LD} es la corriente de bombeo. La corriente de umbral del láser se observa a 14 mA. A partir de esta corriente el láser emite luz coherente.

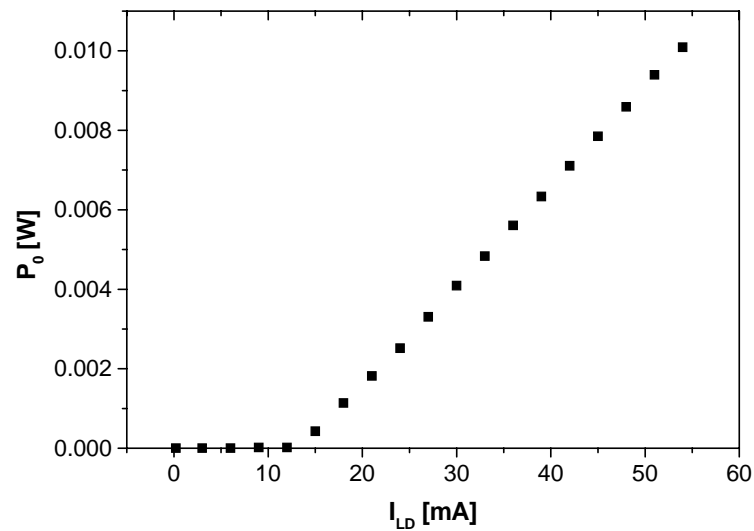


Figura 36: Potencia de salida (P_0) en función de la corriente de bombeo para el diodo láser JDS modelo 6300.

Fibra óptica dopada con erbio

Se utiliza fibra dopada con erbio modelo HG980 de OFS. Sus características son las siguientes:

- Absorción pico @ 1530 nm: 8 - 14 dB/m.
- Absorción pico @ 980 nm: 5.6 - 14 dB/m.
- Longitud de onda de corte: 800 nm - 950 nm.
- Diámetro del campo modal: $4.4 \pm 0.8 \mu\text{m}$.
- Pérdidas: < 25 dB/m.
- Diámetro de la cubierta: $125 \pm 2 \mu\text{m}$.
- Co-dopantes: Ge/Al.
- Apertura numérica: 0.29 ± 0.04 .

El espectro de emisión de esta fibra, se midió en un espectrofotómetro modelo Q8384 de Advantest, con una resolución máxima de 0.01 nm (ver la figura (37)).

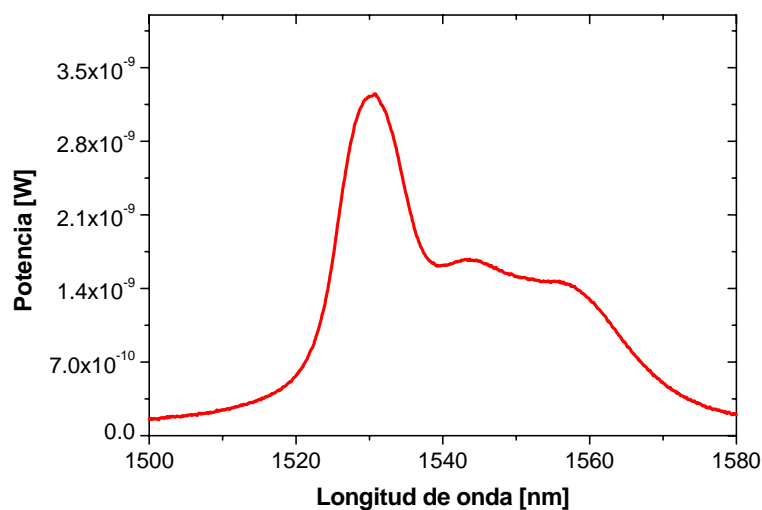


Figura 37: Espectro típico de emisión espontánea de una fibra dopada con erbio (HG980) bombeada a una potencia, $P_0 = 3$ mW.

Láser Sintonizable

Como se describió en el capítulo anterior, se utilizó un láser sintonizable durante la caracterización de rejillas de Bragg. El láser sintonizable utilizado emite luz dentro del rango de 1509 a 1585 nm y cuenta con una resolución de 0.1 nm. Para la caracterización de las rejillas de Bragg, la resolución de este láser fue controlada hasta 0.005 nm a través de un programa que realizó la adquisición de datos.

Para comprobar la calibración espectral de la fuente de luz sintonizable y el espectrofotómetro, se midió el espectro de emisión del láser sintonizable usando el mismo espectrofotómetro que se utiliza para caracterizar al láser de fibra óptica. Los resultados obtenidos muestran que las escalas espectrales de la fuente sintonizable y el espectrofotómetro no coinciden en la banda espectral en la que reflejan las cadenas de

rejillas de Bragg construidas (ver la tabla II).

Tabla II: Comparación de las escalas espectrales del láser sintonizable y el espectrofotómetro.

Controlador del láser λ [nm]	Espectrofotómetro λ [nm]	Diferencia [nm]
1528.6	1530.78	2.18
1529	1531.23	2.23
1530	1532.27	2.28

En esta banda, el promedio de la diferencia entre los dos aparatos fue de 2.23 nm.

V.2. Funcionamiento y Resultados Experimentales de un Láser de Fibra Óptica tipo DBR

La fabricación de varias cadenas de rejillas de Bragg, permitió crear diferentes combinaciones de ellas para formar distintas cavidades de un láser de fibra óptica tipo DBR.

Para todas las combinaciones el láser se analizó en dos etapas. En la primera etapa sólo se colocó una cadena de rejillas de Bragg como uno de los espejos de la cavidad y la cara final de la fibra empalmada al puerto de 1550 nm del WDM funcionó como el otro espejo. En la segunda etapa, este segundo espejo se sustituye por otra cadena de rejillas de Bragg (ver figura (35)). Cabe señalar que al hacer las combinaciones se cuidó que el producto de los espectros de reflexión de cada espejo que forma a la cavidad coincidiera en el rango espectral de longitudes de onda.

En este trabajo los resultados obtenidos para algunos casos a través del espectrofotómetro, están en función del aumento de la potencia o de la corriente de bombeo,

según sea el caso.

En las secciones siguientes se muestran los resultados obtenidos para las combinaciones de rejillas. Cada rejilla o cadena de rejillas será etiquetada por la letra R con un subíndice representativo.

V.2.1. Primera Combinación de Rejillas de Bragg

Como primer ejemplo analizamos una estructura simple; un láser cuya cavidad se forma con 2 rejillas de Bragg de baja reflectividad. Los parámetros de las rejillas de Bragg obtenidos al caracterizar el espectro de reflexión de cada una de ellas se presentan en la tabla III.

Tabla III: Rejillas de Bragg usadas en las cavidades del láser.

Parámetro	R_1	R_2
L	5 mm	5 mm
λ_B	1531.71 nm	1531.76 nm
Δn	$0.57 \times 10^{-4.5}$	$0.51 \times 10^{-4.5}$
R	3.4 %	2.7 %
$\Delta\lambda$	0.14 nm	0.13 nm

Análisis de una rejilla débil R_1 más el extremo final del puerto de 1550 nm del WDM para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

En este análisis, la cavidad láser se encuentra formada por la rejilla de Bragg R_1 y la cara final del puerto del WDM que transporta la señal óptica de 1550 nm como se muestra en la figura (38).

El extremo de cualquier fibra óptica puede ser considerada como espejo cuando es perpendicular al eje de simetría de la fibra y se encuentra bien clivada y limpia, ya que existe una reflexión de $\sim 4\%$ debida a la diferencia de los índices de refracción de la interfaz núcleo - aire.

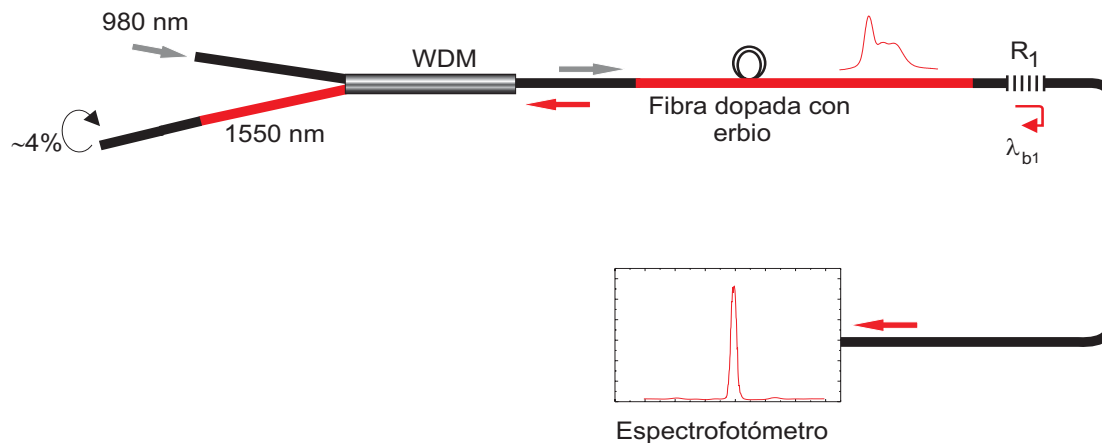


Figura 38: Esquema experimental para medir el espectro de salida de un láser de fibra óptica con una cavidad formada por la rejilla de Bragg R_1 y la cara final de la fibra que transporta la señal de 1550 nm de un WDM.

A la salida de un láser se obtiene el espectro de transmitancia, el de superluminiscencia y el de emisión láser. El esquema de la figura (38) funciona de la siguiente manera: al inicio, la potencia de bombeo de 980 nm que pasa a través de la fibra excita los iones de erbio. Con una potencia baja, la potencia transmitida, recibida a través del espectrofotómetro es débil. Al aumentar la potencia de bombeo se produce la excitación de una población considerable de iones de erbio excitados, lo que provoca una emisión espontánea combinada con emisión estimulada; a este proceso se le llama superluminiscencia. Cuando se incrementa la potencia de bombeo más allá del umbral láser, el proceso de emisión estimulada genera una ganancia total que supera las pérdidas totales.

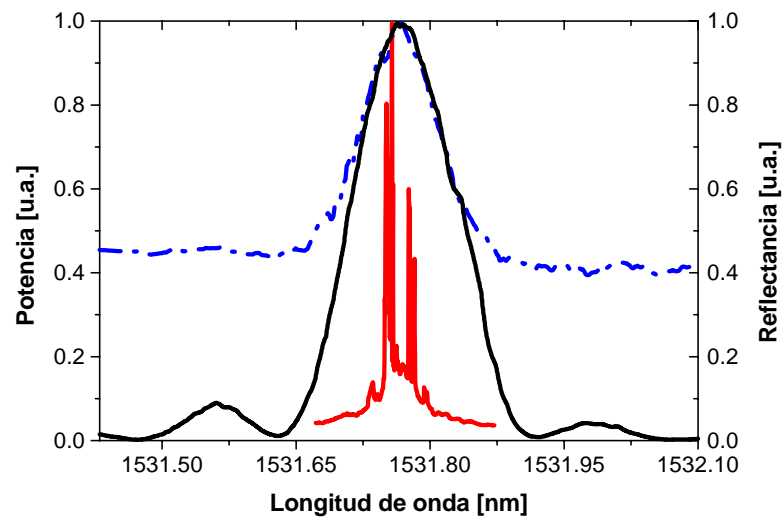


Figura 39: Resultados experimentales para un láser de fibra óptica con R_1 funcionando como uno de los espejos de la cavidad. Espectro de reflectividad (línea negra continua), de superluminiscencia (línea gris discontinua, $P_B = 0.2$ mW) y de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 4.3$ mW).

El tipo de espectro obtenido a la salida del láser, al variar la potencia de bombeo, para este caso, se muestra en la figura (39).

La longitud de onda central del espectro de superluminiscencia fue de 1531.77 nm. El espectro de emisión láser presentó una línea de emisión inestable; resultado esperado debido a las bajas reflectividades de la rejilla R_1 y del coeficiente de reflexión de la interfaz núcleo - aire.

El máximo del espectro de superluminiscencia, del espectro de reflexión de la rejilla y el espectro de emisión láser fueron normalizados para apreciar los resultados obtenidos. El espectro de reflexión de la rejilla se ajustó por la discrepancia de las escalas del espectrofotómetro y del controlador del láser sintonizable mostrada en la

sección anterior.

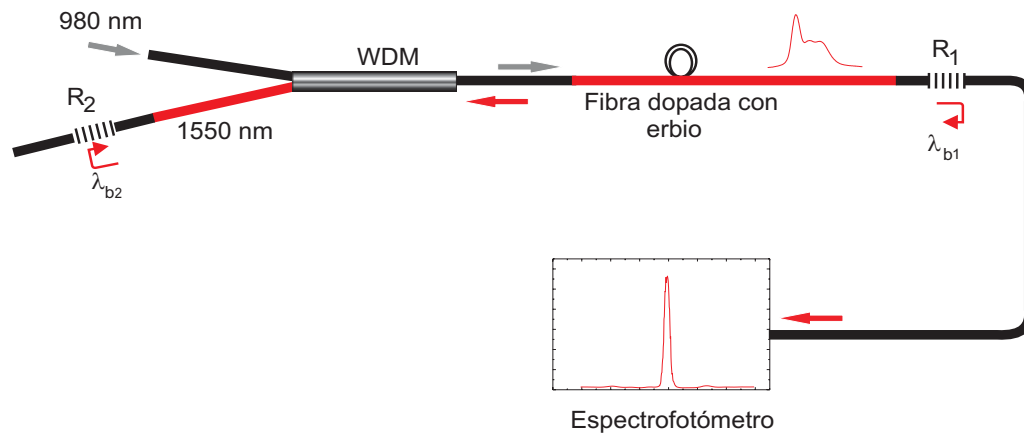


Figura 40: Esquema de un láser de fibra óptica donde las rejillas R_1 y R_2 forman la cavidad.

Análisis de dos rejillas débiles R_1 y R_2 para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

Adicionamos la rejilla R_2 en el puerto de 1550 nm del WDM, de esta manera la cavidad del láser ahora se encuentra formada por las rejillas R_1 y R_2 (ver la figura (40)).

La longitud de onda de emisión láser ahora está definida por los espectros de reflexión de las dos rejillas de Bragg. Esta suposición la hicimos debido a la definición del factor Q de calidad (ver Capítulo III). Por lo mismo, podemos considerar el producto de los espectros de reflexión de las dos rejillas, cuya longitud de onda de Bragg es 1531.74 nm (ver la figura (41)).

Los resultados obtenidos para el láser con la configuración mostrada en la figura (40) se encuentran ilustrados en la figura (42), en donde se observa el espectro de emisión láser con una longitud de onda central de 1531.74 nm. La línea de emisión láser también presentó inestabilidad, por las mismas razones que en el primer análisis.

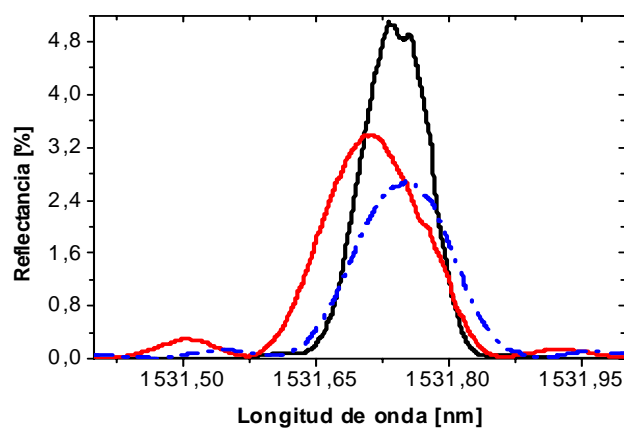


Figura 41: Espectros de reflexión de las rejilla de Bragg R_1 (línea gris continua), R_2 (línea discontinua) y del producto de ambos (línea negra continua).

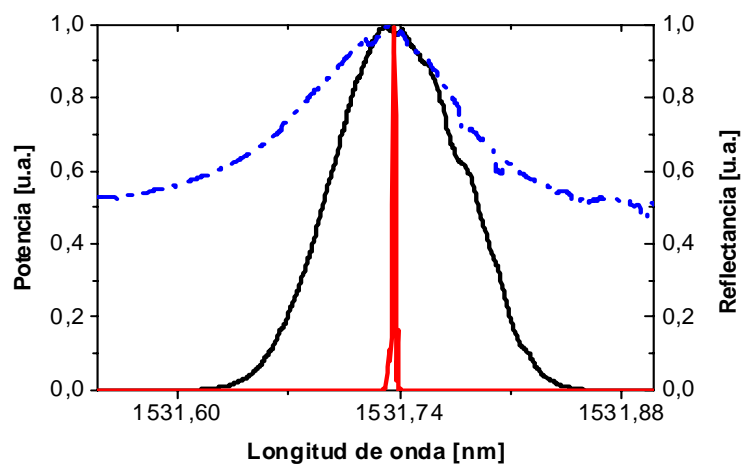


Figura 42: Resultados obtenidos para un láser con una cavidad formada por las rejillas de Bragg R_1 y R_2 . El producto de los espectros de reflexión de las rejillas es la línea negra continua, el de superluminiscencia es la línea discontinua ($P_B = 3.61$ mW) y el de emisión láser la línea gris continua ($P_B = 4.3$ mW).

V.2.2. Segunda Combinación de Rejillas de Bragg

En la segunda combinación, para formar la cavidad del láser se usaron dos rejillas de Bragg con reflectividades mayores al 4%. Las rejillas utilizadas tienen los parámetros mostrados en la tabla IV.

Tabla IV: Rejillas de Bragg usadas para construir las cavidades del láser (segunda combinación)

Parámetro	R_3	R_4
L	5 mm	5 mm
λ_b	1531.47 nm	1531.39 nm
Δn	$1.8 \times 10^{-4.5}$	$1.5 \times 10^{-4.5}$
R	28 %	20 %
$\Delta \lambda$	0.13 nm	0.14 nm

Análisis de una rejilla de Bragg R_3 más el extremo final del puerto de 1550 nm del WDM para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

Utilizando sólo la rejilla de Bragg R_3 como uno de los espejos de la cavidad, obtuvimos los resultados que se muestran en la figura (43).

Es importante mencionar que el espectro de transmitancia no fue medido en forma absoluta. Como se puede observar en la figura, el punto mínimo del espectro de transmitancia se ajustó al punto máximo del espectro de reflexión de R_3 . Es evidente que los máximos de los cuatro espectros coinciden a la misma longitud de onda, de $\lambda_m = 1531.43$ nm.

Para el análisis del espectro de salida del láser se varió la corriente de bombeo en un rango fijo de 9 mA a 61 mA; la variación se realizó con incrementos de 2 mA y para cada incremento capturamos el espectro a la salida. A cada espectro obtenido se le aplicó la función *Trapz* del programa MATLAB, para integrar el área bajo la curva. Así, se obtuvo la curva de potencia de salida que se muestra en la figura (44), donde la

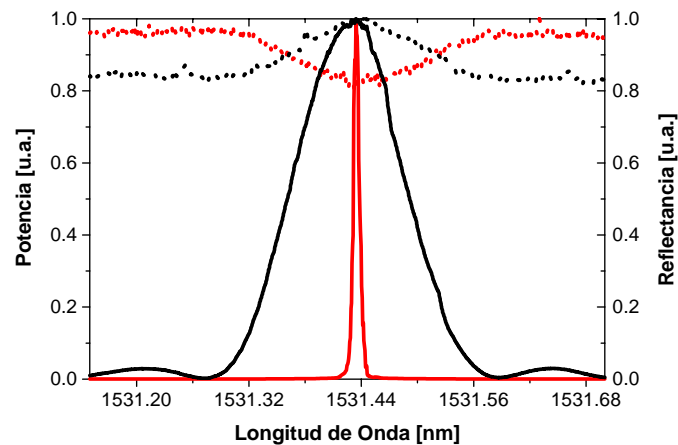


Figura 43: Resultados obtenidos para un láser de fibra óptica con la rejilla de Bragg R_3 como uno de los espejos que forman a la cavidad. Espectro de transmitancia (línea gris punteada, $P_B = 2.27$ mW), espectro de reflexión de R_3 (línea negra continua), espectro de superluminiscencia (línea negra discontinua, $P_B = 2.52$ mW) y espectro de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 3.3$ mW).

corriente de umbral es de 22 mA, cabe señalar que de esta gráfica sólo podemos obtener el valor de la corriente de umbral. Los valores obtenidos en este caso también fueron normalizados.

Análisis de dos rejillas de Bragg R_3 y R_4 para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

Ahora, adicionamos la rejilla R_4 y así completamos la cavidad del láser con rejillas de Bragg. El espectro de reflexión de cada rejilla de Bragg se muestra en la figura (45), así como también el producto de los espectros de reflexión de ambas cuya longitud de onda de Bragg es 1531.43 nm.

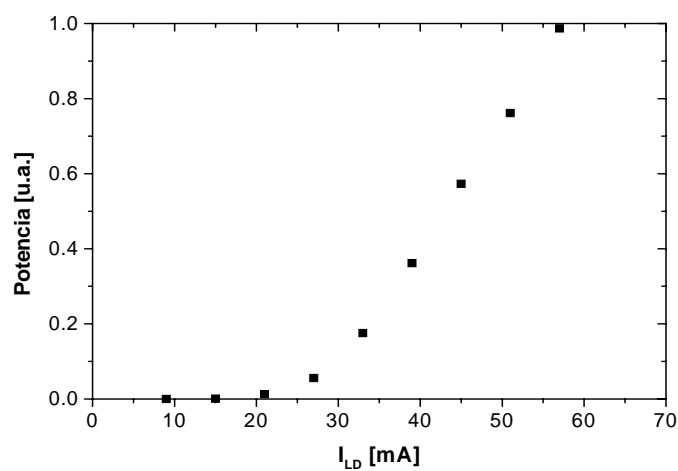


Figura 44: Potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para un láser con la rejilla de Bragg R_3 funcionando como uno de los espejos de la cavidad.

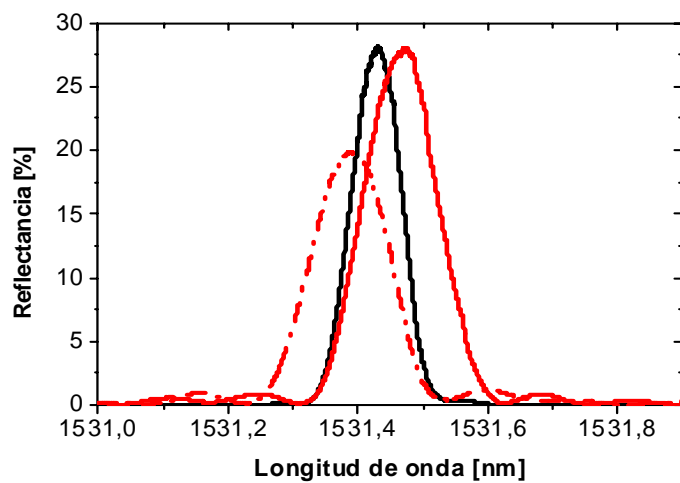


Figura 45: Espectro de reflexión de la rejilla de Bragg R_3 (línea gris continua), espectro de reflexión de R_4 (línea gris discontinua) y producto de los espectros de reflexión de ambas rejillas de Bragg (línea negra continua).

Los resultados obtenidos a la salida del láser se muestran en la figura (46), observándose en este caso el máximo del espectro de superluminiscencia a una longitud de onda de $\lambda_m = 1531.41$ nm y para el espectro de emisión láser a $\lambda_m = 1531.43$ nm. En principio el máximo de los dos espectros no se presenta a la misma longitud de onda, sin embargo la diferencia entre las dos fue sólo de 0.02 nm. Esta diferencia pudo ser debida a variaciones en la temperatura durante el proceso de medición.

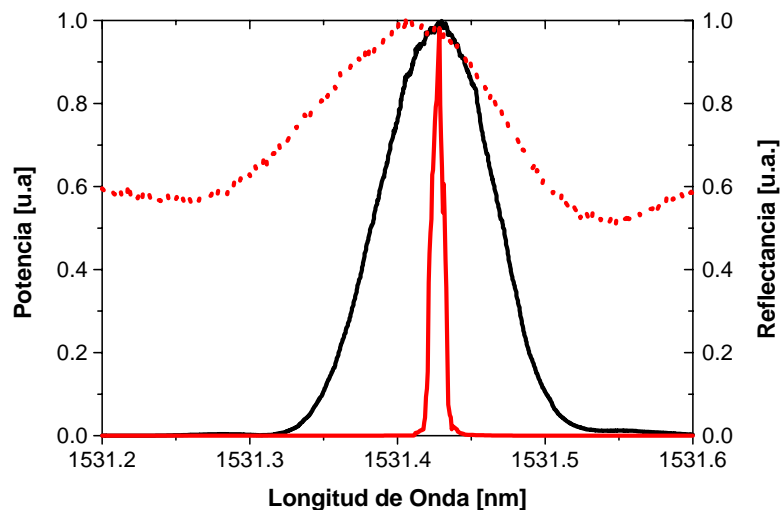


Figura 46: Resultados obtenidos para un láser de fibra óptica con una cavidad formada por las rejillas de Bragg R_3 y R_4 . El producto de los espectros de reflexión de las dos rejillas es la línea negra continua, el espectro de superluminiscencia la línea punteada ($P_B = 2$ mW) y espectro de emisión láser la línea gris continua ($P_B = 2.27$ mW).

La comparación de la potencia de salida para los dos análisis en esta combinación se muestran en la figura (47). La corriente de umbral para el primer caso es de 25 mA y

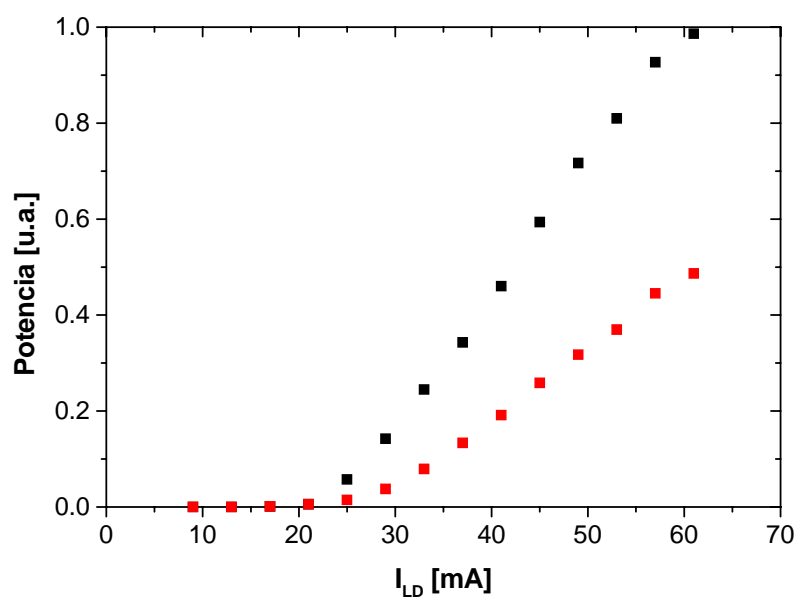


Figura 47: Comparación de la potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para el primer análisis (cuadro gris) y el segundo análisis (cuadro negro) para la segunda combinación de rejillas de Bragg.

para el segundo se observa para 22 mA, por lo que se demuestra que cuando la cavidad está formada completamente por rejillas de Bragg el láser es más eficiente.

En esta combinación también se analizó la emisión del láser midiendo la longitud de onda de emisión en función de la corriente de bombeo. El promedio de la longitud de onda de generación fue de 1531.43 nm mostrando una variación de ± 0.006 nm con respecto a la media (ver la figura (48)).

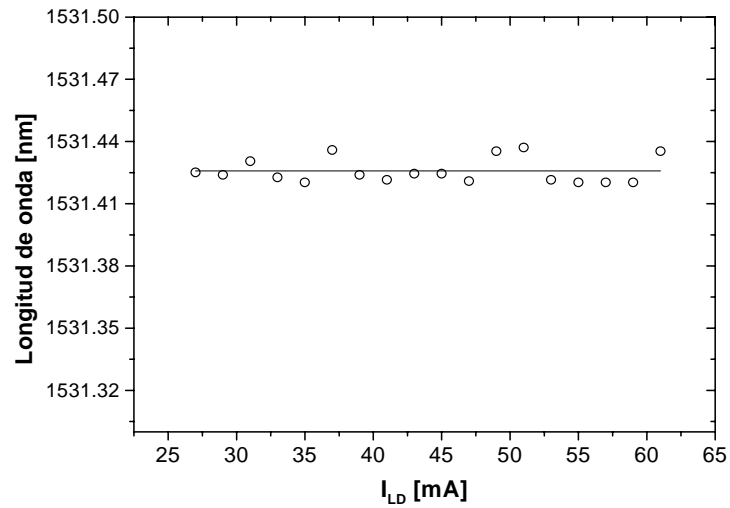


Figura 48: Variación de la longitud de onda de emisión láser (círculos) en función de la corriente de bombeo para un láser de fibra óptica con R_3 y R_4 como cavidad. La línea continua es el promedio de la longitud de onda de emisión láser.

V.2.3. Tercer Combinación de Cadenas de Rejillas de Bragg Aleatorias

Las dos cadenas que elegimos para realizar esta combinación fueron analizadas en el capítulo anterior.

Análisis de una rejilla de una cadena de rejillas de Bragg aleatorias R_5 más el extremo final del puerto de 1550 nm del WDM para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

Primero formamos la cavidad del láser usando una cadena de tres rejillas de Bragg aleatorias, con una reflectividad máxima de 37% (R_5) como uno de los espejos y el extremo final de la fibra del puerto de 1550 nm del WDM como el segundo espejo. Los resultados obtenidos se pueden ver en la figura (49).

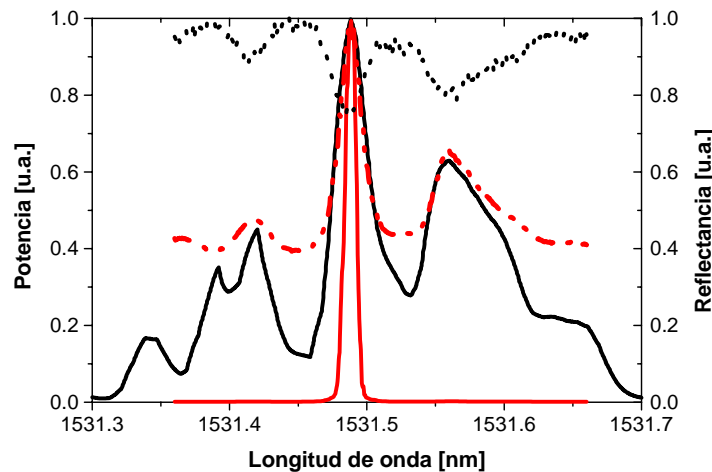


Figura 49: Resultados obtenidos para la primera etapa de la cuarta combinación. Espectro de reflexión de R_6 (línea negra continua), espectro de transmitancia (línea negra punteada, $P_B = 2$ mW), espectro de superluminiscencia (línea discontinua, $P_B = 2.52$ mW) y espectro de emisión láser (línea gris continua, $P_B = 2.73$ mW).

El láser emitió a una longitud de onda de 1531.49 nm y su potencia de salida se muestra en la figura (50), donde la corriente de umbral es de 21 mA.

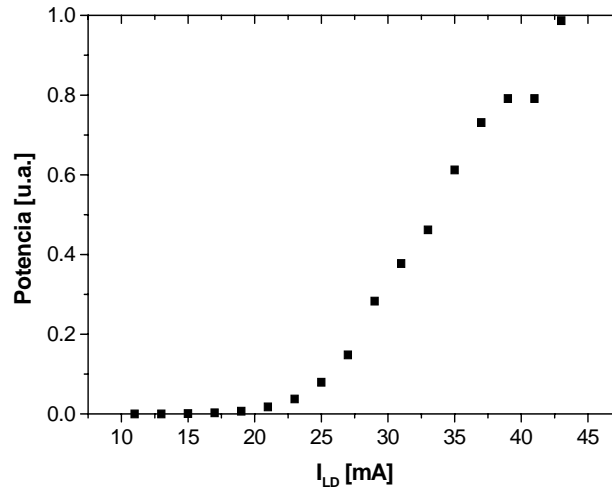


Figura 50: Potencia de salida normalizada para un láser con R_6 como uno de los espejos que forma a la cavidad.

Análisis de una cadena de rejillas de Bragg aleatorias R_5 y R_6 para formar la cavidad de un láser de fibra óptica tipo DBR

En este caso colocamos una fibra óptica fotosensible en el puerto de 1550 nm del WDM para grabar una serie de rejillas de Bragg aleatorias (R_6) y analizar el desempeño de la cavidad para cada rejilla. La longitud de las rejillas fue de 5 mm y la distancia de separación entre ellas de ~ 5 mm. El espectro obtenido a la salida del láser para cada rejilla de Bragg, para una corriente aplicada a la fuente de bombeo $I_{LD} = 61$ mA, se presenta en las figuras (51) y (52).

En la figura (52) podemos observar que al fabricar las cadenas 12 a 16 rejillas de

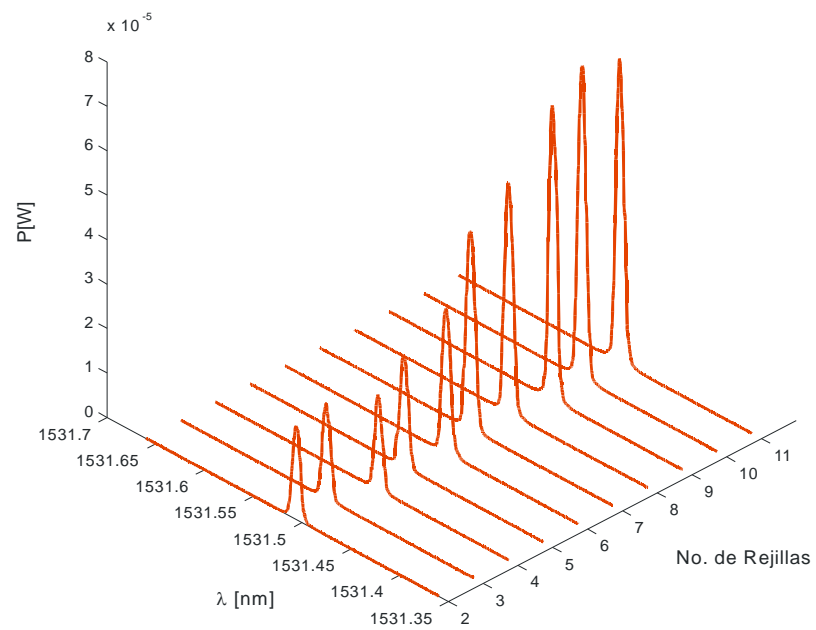


Figura 51: Emisión de un láser de fibra óptica tipo DBR en función del número de rejillas para una corriente de bombeo de $I_{LD} = 61$ mA.

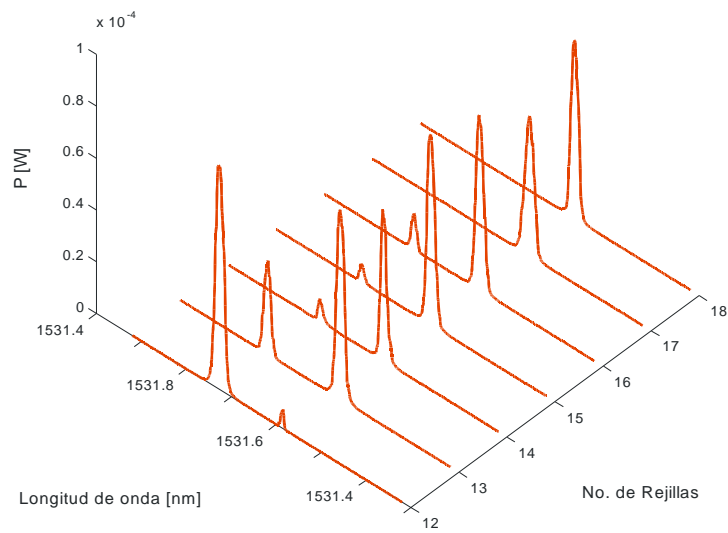


Figura 52: Emisión de un láser de fibra óptica tipo DBR en función del número de rejillas para una corriente de bombeo de $I_{LD} = 61$ mA

Bragg aleatorias el láser emite simultáneamente a dos líneas. Este resultado se debe a que el producto de los espectros de reflexión de las cadenas de rejillas R_5 y R_5 presenta, en este caso, dos líneas aproximadamente de la misma reflectividad. Como ejemplo analizamos el producto de los espectros de reflexión de una cadena de 15 rejillas aleatorias (perteneciente a la cadena de rejillas analizada en tiempo real) por el de la cadena de rejillas R_5 . El resultado fue comparado con el espectro de emisión láser obtenido al bombear con una corriente de $I_{LD} = 61$ mA. En la figura (53) puede notarse que el producto de los espectros de reflexión de las cadenas de rejillas tiene dos máximos casi a la misma reflectividad uno a 1531.49 nm y otro a 1531.58 nm, respectivamente. Aún cuando la emisión correspondiente a 1531.58 nm no coincide con uno de los máximos del espectro de reflexión, su posición es cercana.

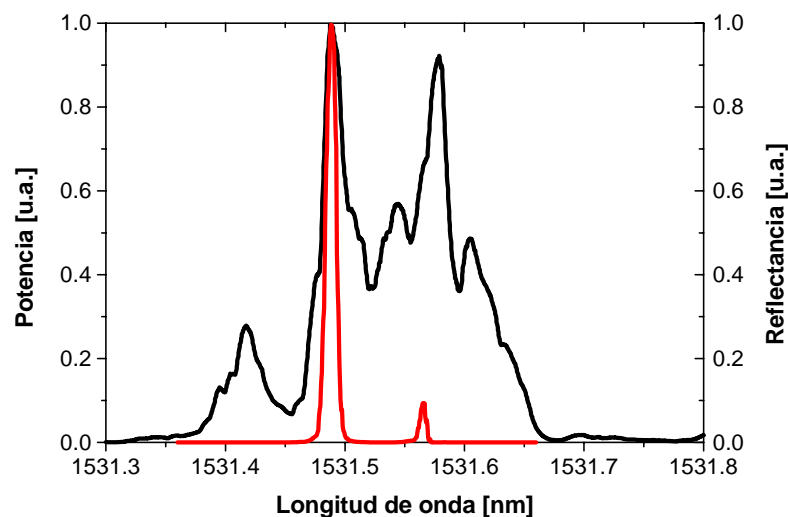


Figura 53: Comparación del producto de los espectros de reflexión de R_5 por la cadena de 15 rejillas de Bragg aleatorias (línea negra continua) con la emisión láser a $I_{LD} = 61$ mA (línea gris continua).

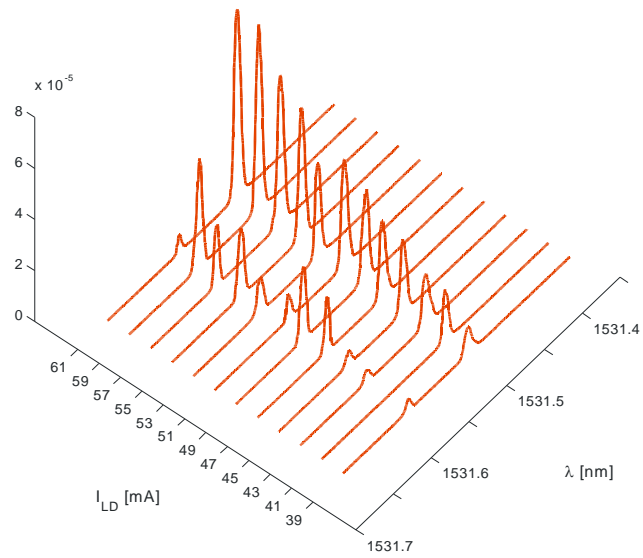


Figura 54: Emisión láser para una cavidad formada por la 15va. rejilla de Bragg correspondiente a la cadena R_7 y la cadena de rejillas de Bragg aleatorias R_6 en función de la corriente de bombeo I_{LD} .

En la figura (54) puede observarse que para el láser con una cavidad formada por R_5 y la cadena de quince rejillas existen variaciones en función de la corriente de bombeo aplicada, tanto en la energía de cada línea, como en la longitud de onda de emisión.

La grabación de la cadena de rejillas finalizó cuando se fabricó la dieciochoava (R_6).

Para analizar el desempeño de la nueva cavidad formada por R_5 y R_6 se calculó el producto del espectro de reflexión de ambas cadenas. El resultado se muestra en la figura (55).

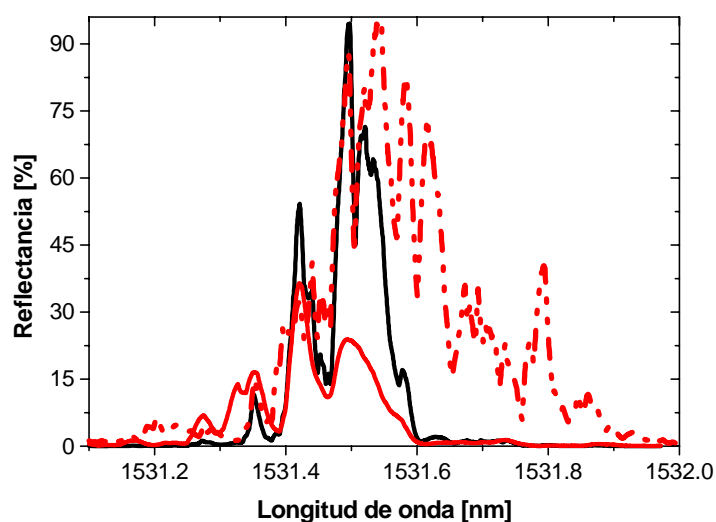


Figura 55: Espectro de reflexión de R_6 (línea discontinua), espectro de reflexión de R_5 (línea gris continua) y producto de los espectros de reflexión de ambas rejillas (línea negra continua).

La comparación entre la reflectancia espectral de la cavidad y el espectro de emisión láser se muestran en la figura (56). La emisión láser se alcanzó a una longitud de onda de 1531.50 nm.

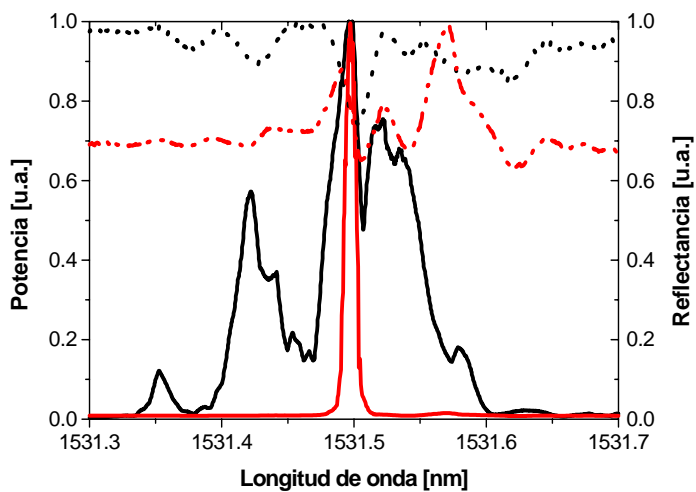


Figura 56: Producto de los espectros de reflexión de ambas cadenas (línea negra continua), espectro de transmitancia (línea negra punteada, $P_B = 3.3$ mW), espectro de superluminiscencia (línea gris discontinua, $P_B = 3.61$ mW) y emisión láser (línea gris continua, $P_B = 3.8$ mW).

En la figura (57) se muestra la comparación de las curvas de potencia de salida del láser para el primer análisis y segundo análisis de la tercera combinación, donde claramente se observa que el láser presentó mejor eficiencia para el segundo análisis, mostrando una corriente de umbral de 17 mA.

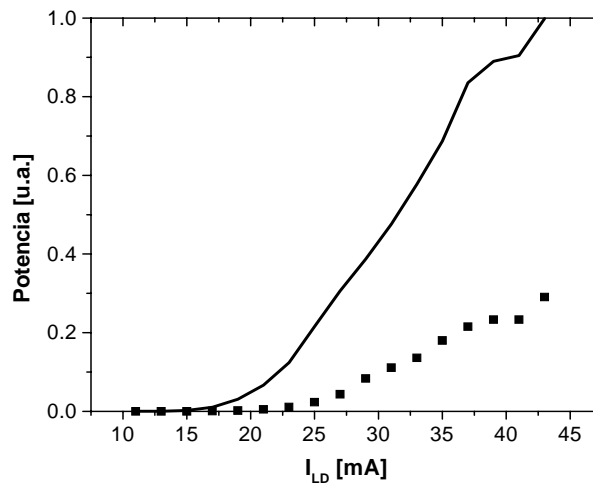


Figura 57: Comparación de la potencia de salida normalizada en función de la corriente de bombeo para el primer análisis (cuadro) y el segundo análisis (línea) para la cuarta combinación de rejillas de Bragg.

La potencia de salida del láser de fibra óptica tipo DBR con una cavidad formada por las rejillas R_5 y R_6 se muestra en la figura (58). Estos valores se obtuvieron midiendo con un detector de InGaAs modelo D400FC, en donde se muestra la potencia de salida en función de la corriente de bombeo.

Con base en los resultados obtenidos podemos concluir que la radiación láser ocurre a la longitud de onda de la máxima línea del espectro de reflexión resultante, producto de los espectros de reflexión de las cadenas de rejillas utilizadas como cavidad. Además,

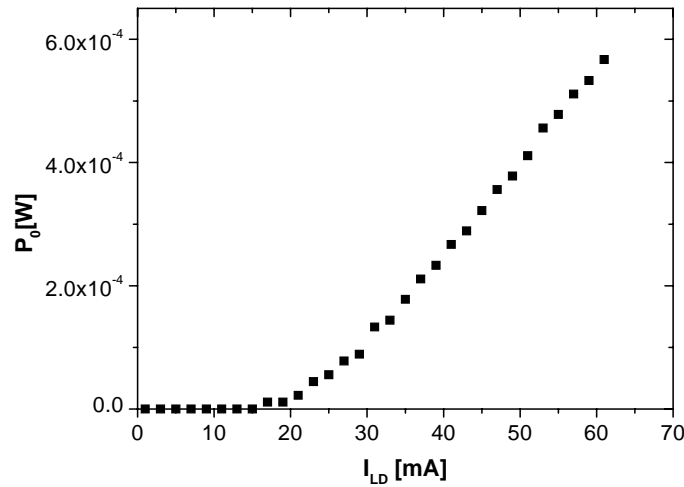


Figura 58: Potencia de salida para un láser con cavidad formada por las cadenas de rejillas de Bragg aleatorias R_5 y R_6 .

en la figura (59) podemos notar que la emisión láser sigue al máximo del factor Q de calidad del resonador. La figura (59) muestra la comparación del factor Q calculado usando la ecuación (98) con el producto de los espectros de reflexión, para una cavidad formada por una rejilla de Bragg y una serie de cinco rejillas aleatorias. El espectro de reflexión de cada rejilla se muestra en la figura (60). La longitud de onda para la máxima reflectancia es en ambos casos, 1529.14 nm.

Una manera de predecir la emisión de un láser de fibra óptica con retroalimentación aleatoriamente distribuida, consiste en utilizar como uno de los espejos una rejilla de Bragg con muy alta reflectividad. Si para formar la cavidad, el otro espejo está constituido por una serie de rejillas aleatorias, la frecuencia de emisión del láser dependerá de la rejilla fuerte; mientras que la rejilla débil determina el estrechamiento de la línea del láser.

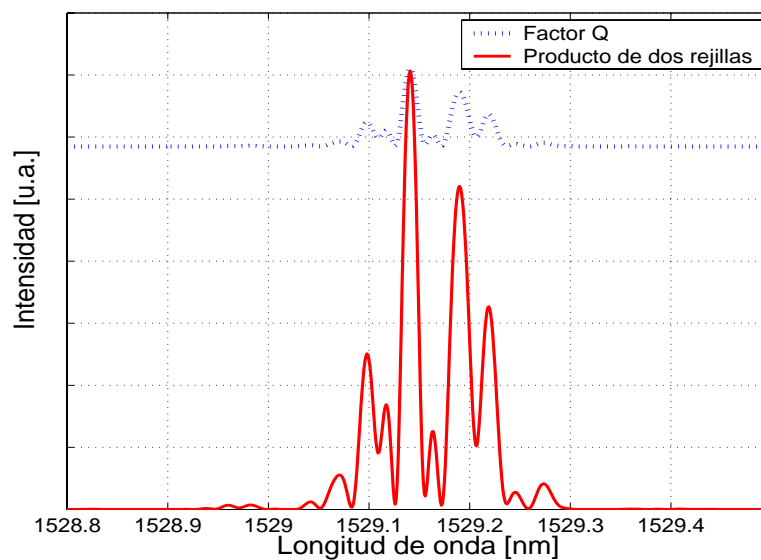


Figura 59: Producto de una cadena de cinco rejillas aleatorias por una rejilla de Bragg (línea continua) y el factor Q de calidad (línea punteada)

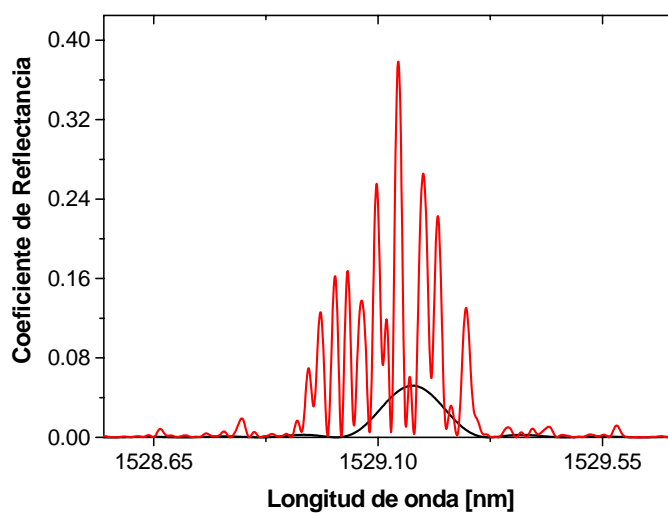


Figura 60: Espectros de reflexión para una rejilla de Bragg (línea negra) y para una cadena de cinco rejillas aleatorias (línea gris).

A pesar de la buena resolución del equipo utilizado para medir el espectro de salida de los láseres construidos, ésta no bastó para medir con precisión el ancho de línea.

Capítulo VI

Resumen y Conclusiones

En este capítulo se presentan el resumen y las conclusiones principales del trabajo realizado.

VI.0.4. Resumen

Se construyó un láser DBR de fibra óptica dopada con erbio con retroalimentación aleatoriamente distribuida. La retroalimentación aleatoriamente distribuida se basó en el uso de cadenas de rejillas de Bragg. El proceso de grabado de las rejillas de Bragg usadas como espejos es una parte importante de este trabajo. Estas rejillas se imprimieron en una fibra óptica dopada con germanio. Con las cadenas de rejillas de Bragg se realizaron diferentes combinaciones para formar la cavidad láser.

VI.0.5. Conclusiones

- **Se fabricaron cadenas de rejillas de Bragg.** Las cadenas fabricadas incluyeron desde una, hasta veintisiete rejillas de Bragg posicionadas aleatoriamente entre sí; los cambios aleatorios en la frecuencia introducidos por la metodología de grabado, modifican, azarosamente también, la longitud de onda de Bragg de cada rejilla.

Con respecto a la reflectividad de una rejilla, se comprobó que conforme se incrementa su longitud, mayor es la reflectividad alcanzada. Para una sola rejilla de Bragg la máxima reflectividad alcanzada fue de 40 % y su ancho FWHM fue de 0.15 nm.

- **Se caracterizaron cadenas de rejillas de Bragg.** El espectro de reflexión de cada rejilla que forma parte de una cadena, se midió con un láser sintonizable de

semiconductor, con resolución de hasta 0.005 nm. Para modelar el sistema de rejillas de Bragg aleatorias, se desarrolló un programa numérico basado en el modelo de matriz de transferencia. Mientras que para simular una sola rejilla de Bragg, se elaboró otro programa en el que la reflectividad se describe por medio de la teoría de modos acoplados. Los dos programas se escribieron en MATLAB. Los resultados experimentales coinciden con los obtenidos a través del método numérico. La comparación directa de una rejilla de Bragg numérica con una experimental, permitió obtener los parámetros reales de dicha rejilla.

• **Se construyó un láser de fibra óptica DBR.** Después de obtener las series de rejillas de Bragg, se demostró la facilidad para construir láseres de fibra óptica con estructura tipo DBR y se creó un arreglo experimental para analizar los siguientes parámetros:

a) *Dependencia de la emisión láser con los espectros de reflexión de las cadenas que generan la cavidad del láser.* En principio, se pensaba que cada cadena de rejillas de Bragg formaría subcavidades, pero en base a los resultados obtenidos, comprobamos que cada cadena de rejillas funciona como un espejo individual (espejo aleatorio) y por lo tanto se puede predecir la longitud de onda de emisión láser.

b) *Longitud de onda de emisión como función de la corriente de bombeo.* Los láseres construidos presentan una longitud de onda de emisión de aproximadamente 1531 nm, esto se debe a que la longitud de onda de Bragg de las rejillas depende directamente de la periodicidad de la mascarilla de fase usada para el grabado. La longitud de onda de emisión en función de la corriente de bombeo varió ± 0.006 nm con respecto a la media.

c) *Espectro de transmitancia de la cadena de rejillas, de superluminiscencia del sistema y de emisión láser.* Se mostró que con una corriente de bombeo baja, se observa a la salida del láser, el espectro de transmitancia de la cadena de rejillas usada como uno de los espejos de la cavidad. Con el incremento de la corriente de bombeo, a la salida del

sistema, se obtiene el espectro de superluminiscencia y finalmente el de emisión láser. La longitud de onda de emisión, se encuentra definida por el máximo del producto de los espectros de reflexión de las dos cadenas de rejillas de Bragg aleatorias que generan la cavidad. Si el producto total muestra dos picos aproximadamente iguales, la emisión láser se produce a las dos líneas correspondientes a cada máximo.

d) *Potencia del láser de fibra óptica como función de la corriente de bombeo.* La eficiencia de los láseres de fibra óptica construidos aumenta con el incremento de la corriente de bombeo y del número de rejillas utilizadas en la cavidad hasta en 5 %. Sin embargo, la eficiencia en los láseres de fibra óptica reportados en la literatura, es de alrededor del 51 %. No obstante, podemos concluir que la baja eficiencia obtenida por nuestros láseres se debió en gran medida a las pérdidas por acoplamiento de todo el sistema.

e) *Ancho espectral de la línea de salida.* Según el ancho de línea obtenido para las cadenas de rejillas de Bragg aleatorias que son aplicadas como cavidad, esperamos que el ancho de línea de los láseres construidos sea menor a 0.005 nm. Todos los espectros de salida de los láseres de fibra óptica, se midieron con de un espectrofotómetro de una resolución de 0.01 nm, lo que fue una limitante para obtener el valor del ancho de línea absoluto.

VI.1. Trabajo a Futuro

- Fabricar el láser de fibra óptica DBR con rejillas aleatorias que generaría sólo un modo longitudinal.
- Fabricar láseres de fibra óptica donde las rejillas de Bragg se encuentren directamente en el medio activo.

Bibliografía

Alam, S. Yla-Jarkko, K. Chryssou, C. y Grudinin, A. (2003). High power, single frequency dfb fibre laser with low relative intensity noise. Number 6.2.1. ECOC'03. Rimini, Italy.

Anderson, D. Mizrahi, V. Erdogan, T. y White, A. (1993). Production of in fiber grating using a diffractive optical elemnts. *29(6)*: 566–568.

Anderson, P. (1958). Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, *109*: 1492.

Atkins, G. Massicott, J. Armitage, J. Wyatt, R. Ainslie, B. y Craig-Ryan, S. (1989). High-gain broad spectral bandwidth erbium-doped fibre amplifier pumped near 1.5 μm . *Electron. Lett.*, *25(14)*: 910–911.

Bahoura, M. Morris, K. y Noginov, M. (2002). Threshold and slope efficiency of nd la al (bo) ceramic random laser: effect of the pumped spot size. *Opt. Commun.*, *201*: 405–411.

Bellemare, A. (2003). Continuous-wave silica based erbium-doped fibre laser. *Progress in Quantum Electron.*, *27*: 211–266.

Bernadin, J. y Lawandy, N. (1990). Dynamics of the formation of bragg gratings in germanosilicate. *Opt. Commun.*, *79*: 194–9.

Berry, M. y Klein, S. (1997). Transparent mirrors: rays, waves. *Eur. J. Phys.*, *18*: 222–228.

Bliokh, K. Bliokh, P. y Freilikher, V. (2004). Resonances in one-dimensional disordered. *J. Opt. Soc. Am. B*, *21(1)*: 113–120.

- Brouwer, P. (1998). transmission through a many-channel random waveguide with absorption. *Phys. Rev.*, (B 57):10526.
- Burin, L. Rather, M. Cao, H. y Chang, R. (2001). Model for random laser. *Phys. Rev. Lett.*, 87(21):215503 1–215503 4.
- Cao, H. Zhao, Y. Ho, S. y Seeling, E. (1999). Random laser action in semiconductor powder. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2278–2281.
- Chang, S. Cao, H. y Tiong, S. (2003). Cavity formation and light propagation in partially ordered and completely random one dimensional system. *IEEE, J. Quantum Electron.*, 39(2):364–374.
- Chiang, K. Sceats, M. y Wong, D. (1993). Ultraviolet photolytic-induced changes in optical fibers: the thermal expansion coefficient. *Opt. Lett.*, 18(12):965–967.
- Desurvire, E. (1994). *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*. New York : John Wiley : 770.
- Digonnet, M, J. (1990). Closed-form expressions for the gain three and four level lasers fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-26(10):1788–1796.
- Dong, L. Loh, W. Caplen, J. Hsu, K. y Minelly, J. (1997). Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive er/yb optical fibers for efficient single frequency fiber laser. volumen OFC'97, pages 29–30. Tech. Digest. of conf. on Opt. Fiber Commun.
- Douay, M. Xie, W. Taunay, T. Bernage, P. Niay, P. Cordier, P. Poumellec, B. Dong, L. Bayon, J. Poigmant, H. y Delevaque, E. (1997). Densification involved in the uv based photosensitivity of silica glasses and optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 15(8):1329–1342.
- Feng, Y. y Ueda, K. (2004). Random stack of resonant dielectric layers as a laser system. *Optics Express*, 12: 33307–33312.

- Freilikher, V. Kanzieper, E. y Maradudin, A. (1997). Coherent scattering enhancement in systems bounded by rough surfaces. *Phys. Rep.*, 288:127–205.
- Giles, D. y Simpson (1989). Transient gain and cross talk in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 14(16):880–882.
- Hand, D. y Russell, P. (1990,). Photoinduced refractive index changes in germanosilicate optical fibers. *Opt. Lett.*, 15(2):102–104.
- Hill, K. (1993). Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by uv exposure thorough a phase mask. *Appl. Phys. Lett.*, 62:1035–1037.
- Hill, K. Fujii, Y. Johnson, D. y Kawasaki, B. (1978). Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 32(10):647.
- Hsu, K. (1997). Efficient and tunable dbr er/yb fibre lasers. *J. Lightwave technol.*, 15:1438–1441.
- Jiang, X. y John, S. (2002). Localized random lasing modes and a path for observing localization. *Phys. Rev. E.*, 65:025601–1 – 025601–2.
- Kashyap, R. (1999). *Fiber Bragg Gratings. Academic Press : 423.*
- Kogelnik y Shank (1972). Coupled wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys.*, 43:2327–2335.
- Larose, R. (1995). *Réalisation et applications d'un laser à fibre à l'erbium monofréquence.* PhD thesis, Université Laval, Sainte-Foy, Canada :175.
- Lauridsen, V. Povlsen, J. y Varming, P. (1998). Design of dfb fibre lasers. *Electron. Lett.*, 34(21):2028–2030.
- Malo, B. Hill, K. Bilodeau, F. Johnson, D. y Albert, J. (1993). Point by point fabrication of micro bragg gratings in photosensitive fibe using single excimer pulse refractive index modification techniques. *Electron. Lett.*, 29(18):1668–1669.

- McGurn, R. Maradudin, A. y Celli, V. (1985). Localization effects in scattering of light from randomly rough grating. *Phys. Rev.*, B 31:4866.
- Mears, R. Reekie, L. Poole, S. y Paune, D. (1986). Low-threshold, tunable cw and q-switched fiber laser operating at 1.55 μm . *Electron. Lett.*, 23(3):159–160.
- Meltz, G. Morey, W. y Glenn, W. (1989). Phase-only matched filtering. *Opt. Lett.*, 14:823.
- Méndez, E. Chaikina, E. y Escamilla, H. (1999). Observation of satellite peaks and dips in the scattering of light in a double passage geometry. *Opt. Lett.*, 19:705.
- Méndez, E. y O'Donnell, K. (1987). Observation of depolarization and backscattering enhancement in light scattering from gaussian random surfaces. *Opt. Commun.*, 61:91.
- Miniscalco, W. (1991). General procedure for the analysis of Er^{3+} cross sections. *Opt. Lett.*, 16(4).
- Pedersen, B. Dybdal, K. Hansen, C. Bjarklev, A. y Povlsen, J. (1990). Detailed theoretical and experimental investigation of high-gain erbium-doped fiber amplifier. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2(12):863–865.
- Peral, E. y Campmany, J. (1997). Generalized bloch wave analysis for fiber bragg and waveguide gratings. *J. Lightwave Technol.*, 15(8):1295–1302.
- Pérez, H. (2003). Esparcimiento de luz en un medio amplificador : 96. Master's thesis.
- Poole, S. Payne, D. y Fermann, M. (1985). Fabrication of low-loss optical fibers containing rare earth ions. *Electron. Lett.*, 21(17):737–738.
- Russell, P. (1994). Bloch wave analysis of dispersion and pulse propagation in pure distributed feedback structures. *J. Mod. Opt.*, 38:1599–1619.
- Saleh, B. y Teich, M. (1991). *Fundamentals of Photonics*. New York : John Wiley : 966.

- Shapira, O. y Fischer, B. (2005). Localization of light in a random grating array in a single mode fiber.
- Singh Rani, R. y Mahta, D. (1990). X-ray fluorescence cross-section measurements of some elements in the energy. 19(3):155–158.
- Starodubov, D. Dianov, E. Vasiliev, S. Frolov, A. Medvedkov, O. Ribaltovskii, A. y Titova, V. (1997). Hidrogen enhancement of near-uv photosensitivity of germanosilicate glass. *Proc. SPIE, Photosensitive Optical Materials and Devices*, 2998: 111–121.
- Stone, J. (1987). Photorefractivity in GeO_2 -doped silica fibers. *J. Appl. Phys.*, 62(11): 4371.
- Svelto, O. (1989). *Principles of Lasers. New York : Plenum Press. Third Edition: 375.*
- Thareja, R. y Mitra, A. (2000). Random laser action in ZnO. *J. Appl. Phys.*, 71(2): 181 – 184.
- Van Rossum, M. y Nieuwenhuizen, T. (1999). Multiple scattering of classical waves: microscopy, mesoscopy and diffusion. *Rev. Mod. Phys.*, 71: 314.
- Verdeyen, J. (1989). *Laser electronics. Englewood Cliffs, N. J. : Prentice-Hall.*
- Williams, D. Ainslie, B. Kashyap, R. Maxwell, G. Armitage, J. Campbell, R. y Wyatt, R. (1993). Photosensitive index changes in germania doped silica fibers and waveguides. pages 55–68. in *Photosensitivity and self Organization in Optical Fibers and waveguides SPIE 2044.*
- Yamada, M. y Sakuda, K. (1987). Analysis of almost periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. *Appl. Opt.*, 26(16): 3474–3478.