



# **Benemérita Universidad Autónoma de Puebla**

---

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas  
Licenciatura en Física Aplicada

## **Láser de amarre de modos construido con fibra dopada de Er/Yb de doble revestimiento**

Tesis presentada para obtener el título de:  
Licenciado en Física Aplicada

Presenta: Alejandro Reyes Mora

Asesores:

Dra. Georgina Beltrán Pérez  
Dr. Manuel Durán Sánchez

Puebla Pue., Junio 2021

## **Agradecimientos**

A la familia y amigos

A mis asesores por su paciencia y enseñanzas.

## **Dedicatorias**

Para los que siguen apoyándome en mi camino y especialmente para los que ya no están físicamente a mi lado.

## Resumen

En la presente tesis se realiza un estudio experimental sobre la construcción de un láser de fibra con una cavidad en forma de  $\theta$  usando como medio activo una fibra de doble revestimiento dopada con Er/Yb. La finalidad de esta configuración fue encontrar algunas dinámicas de pulsos ópticos centrándonos principalmente en los pulsos de ruido o Noise Light Pulse por sus siglas en inglés (NLP), estos pulsos son generados mediante la técnica de amarre de modos pasivo dentro de la cavidad. La cavidad láser cuenta con dos partes principales para su funcionamiento, la primera es la parte del NALM que es el espejo de lazo amplificador no lineal que sirve como absorbedor saturable y la segunda parte es el espejo formado por la rejilla de Bragg que sirve como un filtro para seleccionar una cierta longitud de onda, la longitud de la cavidad láser es de 146.45 m.

En el desarrollo del experimento se encontraron varias dinámicas de los pulsos donde pudimos encontrar los pulsos de ruido que es uno de los objetivos de esta tesis. Se analizaron las señales en el osciloscopio, en un analizador de espectros ópticos (OSA), un analizador de espectros de radio frecuencias (RF) y también comprobamos la identidad de los pulsos de ruido mediante su auto correlación. Al analizar los resultados obtenidos notamos que conforme aumentamos la potencia de bombeo los pulsos se ensanchan y la intensidad cambia, dando como resultado que el tiempo de duración del pulso aumente junto con su energía hasta llegar a una potencia de bombeo límite donde el pulso se rompe. La duración del pulso pasó de 2.9 a 17.02 ns

y la energía del pulso de 207.14 a 842.85 nJ al variar desde la mínima a la máxima potencia de bombeo. Analizando los resultados pudimos concluir que efectivamente trabajamos con la dinámica de pulsos de ruido.

**Palabras clave:** Láser de fibra, Fibras ópticas, Amarre de modos, Absorbedor saturable, NALM, pulsos de luz.

## Índice general

|  |            |
|--|------------|
| <b>AGRADECIMIENTOS .....</b>   | <b>I</b>   |
| <b>DEDICATORIAS.....</b>   | <b>II</b>  |
| <b>RESUMEN .....</b>   | <b>III</b> |
| <b>CAPÍTULO 1 .....</b>  | <b>1</b>   |
| 1.1 INTRODUCCIÓN .....   | 1          |
| 1.2 OBJETIVOS .....  | 2          |
| 1.3 ESTRUCTURA DE LA TESIS .....   | 2          |
| 1.4 ESTADO DEL ARTE.....   | 3          |
| <b>CAPÍTULO 2 HERRAMIENTAS DOCUMENTALES BÁSICAS PARA LA<br/>CONSTRUCCIÓN DE UN LÁSER DE FIBRA DOPADA CON ER/YB .....</b> | <b>8</b>   |
| 2.1 INTRODUCCIÓN .....   | 8          |
| 2.2 FIBRA ÓPTICA Y PARÁMETROS QUE LA CARACTERIZAN.....   | 9          |
| 2.3 FIBRA DE DOBLE REVESTIMIENTO.....  | 15         |
| 2.4 AMPLIFICADORES DE FIBRA .....  | 21         |
| 2.5 ECUACIONES DE RAZÓN DE TRANSFERENCIA.....  | 22         |
| 2.6 REJILLA DE BRAGG SIMPLE .....  | 27         |
| 2.7 REFLECTIVIDAD UNIFORME DE LA REJILLA DE BRAGG .....  | 30         |
| 2.8 SENSIBILIDAD A TENSIÓN Y TEMPERATURA DE LAS REJILLAS DE BRAGG .....  | 32         |
| 2.9 PULSOS ÓPTICOS.....  | 35         |
| 2.10 AMARRE DE MODOS.....  | 40         |
| 2.11 MEDICIÓN DE LOS PARÁMETROS DE UN LÁSER PULSADO.....   | 45         |
| <b>CAPÍTULO 3 RESULTADOS EXPERIMENTALES DEL LÁSER PROPUESTO<br/>DE FIBRA DOPADA CON ER/YB .....</b>                      | <b>48</b>  |
| 3.1 INTRODUCCIÓN .....   | 48         |
| 3.2 DESCRIPCIÓN DE LOS COMPONENTES DEL LÁSER PROPUESTO .....   | 49         |
| 3.3 CARACTERIZACIÓN DE LA FUENTE DE BOMBEO .....   | 51         |
| 3.4 ARREGLO EXPERIMENTAL .....   | 53         |
| 3.5 RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN .....  | 56         |

CAPÍTULO 4 CONCLUSIONES.....67

CAPÍTULO 5 REFERENCIAS.....69

# Capítulo 1

## 1.1 Introducción

El láser de fibra óptica se ha posicionado como uno de los dispositivos ópticos con mayores campos de aplicación, algunas de las ventajas que se le pueden atribuir es su tamaño compacto, el haz de salida tiene alta concentración de potencia, buena calidad del haz por su intensidad casi uniforme, su mantenimiento es casi nulo entre otras cualidades.

El hecho de que el láser se pueda construir con fibra óptica, la luz confinada dentro del núcleo de la guía de onda la provee de inmunidad con respecto a campos electromagnéticos externos, por lo que éste tipo de configuraciones láser han tomado una vital importancia para el desarrollo de dispositivos empleados en campos como la industria, medicina, milicia, etc.

Los láseres de fibra en amarre de modos pasivo han logrado avances importantes, ofreciendo así soluciones atractivas para un amplio rango de aplicaciones tanto industriales como científicas.

En la actualidad, se ha estudiado y demostrado que láseres de fibra en amarre de modos pasivo operan en varios regímenes para generar pulsos ultracortos coherentes y estables como son los pulsos de ruido que es el tema central de esta tesis.

## 1.2 Objetivos

### Objetivo general

Construir un láser de fibra óptica en figura 9, teniendo como medio activo una fibra óptica de doble revestimiento dopada con iones de  $Er^{3+}$  e  $Yb^{3+}$  para generar pulsos cortos y de alta energía.

### Objetivos particulares

- 1.- Encontrar pulsos similares al ruido (NLP) e investigar su comportamiento.
- 2.- Familiarizarse con el funcionamiento de un láser de fibra óptica.
- 3.- Aprender a usar equipo del laboratorio como la cortadora, empalmadora osciloscopio, analizador de espectros ópticos (OSA), analizador de espectros ópticos de radio frecuencias (RF) y al autocorrelador.

## 1.3 Estructura de la tesis

En el capítulo uno se da una introducción del experimento, su desarrollo y funcionamiento, así como una revisión bibliográfica de cómo se ha venido trabajando en el tema a través de los últimos años. Se proponen los objetivos a cumplir al término de esta investigación.

En el capítulo dos se describen las principales herramientas y conceptos para la elaboración del láser como lo son amplificadores de fibra y la rejilla de Bragg, se explican conceptos básicos como emisión, difracción, absorción, reflectividad. Se da a conocer el proceso de transmisión de energía que existe dentro de la fibra para su mayor eficiencia y con ello obtener las ecuaciones

de razón que son las que modelan el funcionamiento del láser en términos de energía. Se explican los diferentes pulsos que se conocen hasta ahora emitidos por un láser de fibra óptica, y se profundiza en la técnica de amarre de modos. En el capítulo 3 se describen los componentes que se usaron para armar el láser propuesto, así como su configuración y su funcionamiento. Se analizaron los espectros obtenidos y se discutieron los resultados.

En el capítulo 4 se da el veredicto de la tesis si se lograron o no los resultados deseados, y se proponen alternativas a nuestro experimento en base a la experiencia obtenida.

En el capítulo 5 se describe la bibliografía empleada que nos sirvió de apoyo para ejecutar el experimento propuesto.

## **1.4 Estado del arte**

Los avances en el diseño de láseres de fibra óptica han presentado puntos importantes para su investigación y desarrollo basados en las mejoras existentes sobre nuevas fuentes de bombeo y nuevos tipos de amplificadores de fibra que utiliza elementos de la familia de las tierras raras o combinación de ellas, con esto se ha mejorado la potencia de salida en láseres de fibra óptica en los últimos años. Con éste avance se han reportado en el año 2010 un láser con pulsos ultracortos de 640 fs y una potencia promedio de 830 W[1].

Existen diferentes configuraciones empleadas en el desarrollo de láseres de fibra óptica, tales como los esquemas en figuras ocho, nueve, anillo y lineales entre otras [3, 4, 20], de acuerdo a estos esquemas los láseres se pueden

clasificar en modos de operación como modo pulsado, modo continuo y sintonizable. La descripción de los pulsos de ruido en un láser en amarre de modos pasivo se reportó desde los años noventa [46], sin embargo investigación específica sobre sus características fue realizada en 1997 en [32]. Desde entonces se ha realizado una gran cantidad de investigación sobre NLPs debido a sus extraordinarias propiedades, las cuales contrastan con otros pulsos (soliton convencional, similariton, etc.) que también se generan en láseres en amarre de modos pasivo [47].

Las propiedades de estos pulsos, tales como su alta energía [16], espectro óptico ancho y liso [38], autocorrelación de doble escala y corta longitud de coherencia [32], hacen a estos pulsos experimentalmente fáciles de reconocer. Además, dichas propiedades hacen a los pulsos de ruido bastante atractivos para distintas aplicaciones como censado [48, 49], generación de supercontinuo [50-52], conversión de frecuencia no lineal [53, 54], almacenamiento de información [55], micro maquinado [56], entre otras. Usando un amplificador de potencia del oscilador maestro (master oscillator power amplifier, o MOPA, por sus siglas en inglés), se han alcanzado energías de unas cuantas decenas de micro Joules y potencias pico arriba de un tercio del megawatt [57], mientras que para los solitones conservativos se han reportado energías del orden de nano Joules [23], con lo cual podemos notar fácilmente el enorme potencial que tienen los pulsos de ruido para las aplicaciones ya mencionadas.

En cuanto a los mecanismos de formación de los NLP, se han dado varias hipótesis hasta el momento; por ejemplo en [32], la formación del pulso se atribuye a la cavidad larga, no uniforme y con birrefringencia aleatoria; en

[34,35] se atribuye al efecto del colapso de un pulso mencionado en [58]; en [29], la formación del pulso se relaciona a la desintegración de pulsos del orden de picosegundos aislados que son inestables bajo ciertos parámetros de la cavidad; en [28], el fenómeno se atribuye al efecto de fijación del pico de potencia, es decir, cuando el pico de potencia se ha establecido para el punto máximo de la transmisión no lineal, la ganancia disponible que queda, no incrementa la energía del pulso, pero a su vez amplifica las ondas dispersivas acompañantes, cuya interferencia con el pulso resulta en el patrón de pulsos de ruido observados; en [59] el régimen de pulsos de ruido se atribuye al efecto Raman no resonante; el régimen de operación identificado se liga intrínsecamente con el surgimiento de una señal Stokes fuertemente corrida en frecuencia. En [60], se relaciona con un tipo especial de soliton disipativo definido como “spiny soliton”, debido a que se generan picos con una dinámica caótica, una amplitud extremadamente grande y una duración ultracorta, y además tienen conexión con las ondas gigantes.

Como ya se mencionó, existen diferentes modelos de generación de pulsos de ruido, sin embargo, ninguno de ellos se ha descartado por medio de la evidencia experimental, probablemente se deba a la poca información que proporcionan las mediciones estándares, tales como las trazas de autocorrelación y el espectro óptico, así como por las curvas del osciloscopio, con las cuales solo obtenemos información general y promediada de los mismos pulsos de ruido en cuestión. Por otra parte, se ha comprobado que los resultados obtenidos por dichas técnicas de medición están afectados directamente por la banda de detección, como demuestra el experimento realizado en [61] donde se observa claramente que el fenómeno de las “ondas

gigantes” son detectadas solo hasta que se monitorean con un osciloscopio de 20 GHz; por tanto se deben tener en cuenta los resultados de dicho experimento al hacer las respectivas inferencias y conclusiones.

Una revisión reciente de la literatura revela que el interés de los pulsos de ruido se ha extendido a pasos agigantados en los últimos años, por ejemplo se han estudiado las fluctuaciones de fase y el ruido característico de NLPs de una manera más precisa [29, 62, 63]; para la conversión no lineal de la frecuencia, se ha demostrado la mejora de la eficiencia comparada con la de los pulsos convencionales [53, 54]; generación de pulsos de ruido con diversos perfiles temporales y espectrales [63-66], incluso con altos armónicos [44, 45]; nuevos regímenes de pulsos de ruido se han predicho numéricamente [60], incluso se ha reportado el atrapamiento de pulsos de ruido [69]; además la comunidad científica se comienza a interesar en el principio físico de formación de estos pulsos debido a las posibles conexiones con las “olas gigantes” [67, 68], las cuales son fluctuaciones extremas de energía y bastante raras en aparecer; cabe mencionar que este concepto ha sido utilizado por la analogía que existe con olas gigantes que aparecen repentinamente en el océano.

Mediciones más ingeniosas podrían proporcionar información más decisiva sobre estos pulsos, a pesar de su complejo comportamiento. Una precisa caracterización de los pulsos de ruido es una desafiante tarea, sin embargo, notables esfuerzos por revelar la naturaleza de estos pulsos han comenzado; tal como muestra el estudio realizado para enfrentar el problema de la rápida variación del pulso de ruido en [62], se reporta una técnica de estiramiento del pulso para proveer mediciones espectrales de un solo pulso. Este trabajo

mostró por primera vez la evidencia experimental de algunas características previamente reportadas por simulaciones numéricas [29] tales como el hecho que los pulsos de ruido están sujetos a fluctuaciones espectrales de un viaje a otro dentro de la cavidad láser, y que la suavidad de las trazas grabadas por un analizador espectral se debe a un intenso promediado en tiempo de las mediciones, lo cual hace que suavice los detalles rugosos. En [31], gracias a la captura de una gran cantidad de datos temporales mediante un osciloscopio rápido, y su procesamiento, se pueden evidenciar dinámicas complejas pero deterministas, lo cual hace pensar que la denominación de los “pulsos de ruido” (“ruido” presupone una naturaleza aleatoria) tal vez no sea la más adecuada.

Por todo lo anterior es que, en el presente trabajo pretendemos generar diversos regímenes de NLPs, aplicar y proponer técnicas alternativas para estudiar y caracterizar a éstos.

## **Capítulo 2 Herramientas documentales básicas para la construcción de un láser de fibra dopada con Er/Yb**

### **2.1 Introducción**

La teoría del funcionamiento de un láser de fibra óptica será descrita en este capítulo. LASER es el acrónimo de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, que se significa amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. Los láseres descritos en este capítulo, son los que utilizan como medio activo fibras dopadas con tierras raras. Para el Erblio debido a sus características produce una señal de una longitud de onda cercana a 1550 nm. En tal longitud de onda es donde se tienen menos pérdidas en fibras ópticas, que se ubican en la tercera ventana de las comunicaciones y existen una gran cantidad de dispositivos comerciales para esta longitud de onda. En este capítulo expresaremos las ecuaciones de razón del modelo teórico de transferencia para amplificadores de fibra dopada con Er/Yb. En nuestro caso en particular, usaremos una fibra dopada con Er/Yb de doble revestimiento. Las fibras de doble revestimiento son una tecnología importante en el área de las fibras ópticas activas, en particular para los láseres y amplificadores de fibra de alta potencia. Tales dispositivos pueden tener una eficiencia de conversión de energía bastante alta combinado con una alta calidad del haz. Los amplificadores de Er/Yb son aplicados para alta potencia, tales como, comunicaciones de espacio libre, fuentes súper fluorescentes, amplificadores de longitud de onda larga en la banda-L, amplificadores integrados de longitud corta activa, etc.

Además, en este capítulo se describen varias propiedades que son características de las Rejillas de Bragg de fibra óptica las cual representa uno de los elementos más importantes para esta tesis debido a que se utilizara como espejo en la cavidad láser propuesta.

## 2.2 Fibra óptica y parámetros que la caracterizan

La fibra óptica básica, estructuralmente se compone de tres capas concéntricas que difieren en propiedades, como se muestra en la Fig (2.1).

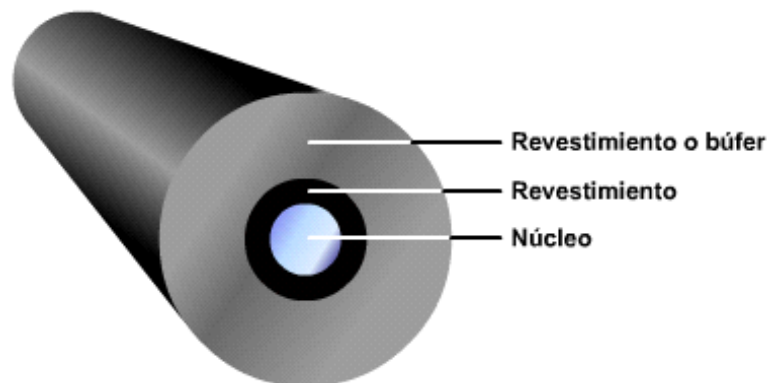


Figura. 2.1 Partes principales que componen a una fibra óptica.

**Núcleo (Core):** La parte interna por la cual se propagan las ondas ópticas. En sílice, cuarzo fundido o plástico. Diámetro de 50 o 62.5  $\mu\text{m}$  para la fibra multimodo y 8 a 11  $\mu\text{m}$  para la fibra monomodo.

**Revestimiento (Cladding):** La capa media que sirve para confinar la luz en el centro. Generalmente de los mismos materiales que el núcleo, pero con aditivos especiales, tiene un diámetro aproximado de 125  $\mu\text{m}$ .

**Cubierta (buffer) o recubrimiento:** La capa exterior por lo general fabricada en plástico sirve como un amortiguador o protección mecánica de la fibra. Generalmente viene en tres capas: La funda primaria de 250  $\mu\text{m}$ ; la funda de silicona o de material kevlar, de 400  $\mu\text{m}$  y la funda exterior de polietileno con 900  $\mu\text{m}$  de diámetro.

La transmisión por fibra óptica involucra el cambio de las señales eléctricas en pulsos de luz, usando un transmisor opto electrónico y enviando los pulsos hacia el núcleo de una fibra óptica. Ya que el núcleo y el revestimiento circundante tienen composiciones diferentes, la luz es atrapada dentro del núcleo. Al extremo opuesto, un receptor cambia los pulsos regresándolos a señales eléctricas.

La luz se puede propagar por un cable de fibra óptica por reflexión o por refracción. La forma en que se propague depende del modo de propagación y del perfil de índice de la fibra y la combinación de estas dos características da lugar a varios tipos de fibras.

Un modo es simplemente una trayectoria o camino. Si solo hay una trayectoria que pueda tener la luz por el cable, se llama modo único o monomodo. Si hay más de una trayectoria, se llama modo múltiple o multimodo.

El perfil de índice de una fibra óptica es una representación gráfica del índice de refracción en la sección transversal de la fibra. El índice de refracción se grafica en el eje horizontal y la distancia radial al centro es el eje vertical. Hay dos tipos básicos de perfiles de índice: escalonados y graduado.

Una fibra de índice escalonado tiene un núcleo rodeado por un revestimiento externo con índice de refracción uniforme pero menor que el del núcleo. En

este tipo de fibra hay un cambio abrupto de índice de refracción en la interfaz entre núcleo y revestimiento.

En una fibra de índice graduado no hay revestimiento y el índice de refracción del núcleo no es uniforme: es máximo en el centro y disminuye en forma gradual de acuerdo con la distancia hacia la periferia. Por lo anterior, existen tres tipos de fibra:

### **Monomodo de índice escalonado**

Tiene un núcleo con diámetro pequeño suficiente para que en teoría haya una sola trayectoria que siga la luz al propagarse por el cable. El diámetro del núcleo está entre  $8\mu\text{m}$  y  $11\mu\text{m}$ . El índice de refracción del núcleo es ligeramente mayor que el del revestimiento (1,5 a 1,49). El ángulo crítico está entre  $70^\circ$  y  $77^\circ$ , haciendo que el ángulo de aceptación sea pequeño, dificultando acoplar la luz en la interfaz aire-fibra.

### **Multimodo de índice escalonado**

Se parece a la configuración monomodo, pero tiene un núcleo de mayor diámetro ( $50\mu\text{m}$  o  $62,5\mu\text{m}$ ). Por esta razón, tiene mayor ángulo de aceptación permitiendo la entrada de más luz a la fibra. Existen múltiples trayectorias que sigue la luz, es decir, no todos los rayos siguen la misma trayectoria, por lo tanto, cada rayo tendrá tiempos diferentes para propagarse a lo largo del cable.

### **Multimodo de índice gradual.**

Se caracterizan porque el índice de refracción del núcleo no es uniforme, variando desde uno mayor en el centro y disminuyendo gradualmente hasta la periferia. La luz en este tipo de fibras se propaga por refracción. Debido a que la velocidad de la luz decrece con el crecimiento del índice de refracción,

la velocidad de la luz para modos cerca del centro del núcleo es menor que en la zona cerca al límite con la corteza, con lo cual los rayos de la periferia que recorren mayor distancia tienen mayor velocidad y los que en el centro recorren menor distancia tienen menor velocidad, tardando aproximadamente lo mismo en recorrer la longitud de la fibra.

Por lo general las fibras de índice escalonado tienen un núcleo con índice  $n_1$  aproximadamente igual a **1,48**. Dicho núcleo está rodeado por un revestimiento con índice  $n_2$  menor que el del núcleo, y está relacionado con el índice del núcleo de acuerdo con:

$$n_2 = n_1 - \Delta \quad n_1 = n_1 (1 - \Delta)$$

Donde  $\Delta$  es el cambio fraccional en el índice de refracción o diferencia entre índices, dado por:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.1)$$

Esta última expresión es válida para el caso en el que  $n_1 \cong n_2$  lo que suele suceder casi siempre en la mayor parte de las fibras.

#### Ángulo de aceptación y cono de aceptación

Ya se sabe que la fibra óptica de índice escalonado está compuesta por dos capas de vidrio, cada una con distinto índice de refracción. El índice de refracción del núcleo es mayor que el del revestimiento, razón por la cual, y debido a la diferencia de índices de refracción, la luz introducida al interior de la fibra se mantiene y propaga a través del núcleo.

La luz inyectada en el núcleo choca en las interfaces núcleo-revestimiento con un ángulo mayor que el ángulo crítico reflejándose hacia el núcleo. Como los ángulos de incidencia y reflexión son iguales, el rayo de luz continúa en zigzag sobre toda la longitud de la fibra. La luz es atrapada en el núcleo. La

luz que golpea las interfaces núcleo-revestimiento con un grado menor al ángulo crítico se pierde en el revestimiento.

En la Fig. (2.2), cuando los rayos de luz inciden en la fibra, llegan a la interfaz aire-vidrio en el eje de la fibra (normal A). El índice de refracción del aire es 1 y el del núcleo de vidrio es 1,5. Por tanto, la luz que entra a la interfaz aire-vidrio se propaga desde un medio menos denso a uno más denso.

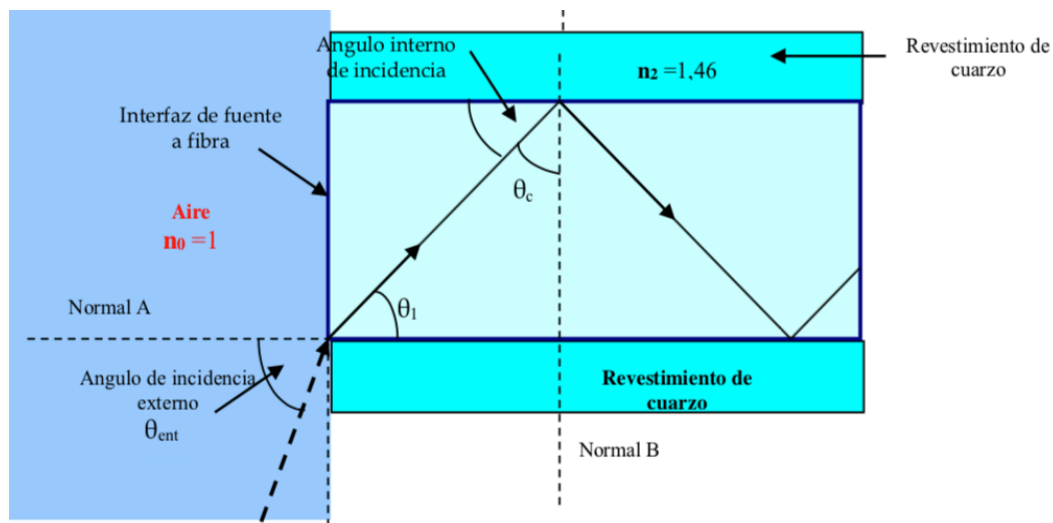


Figura. 2.2 Propagación de un rayo al entrar y transmitirse por una fibra óptica.

Por lo anterior y de acuerdo con la ley de Snell, los rayos de luz se refractan acercándose a la normal A (al eje). Eso hace que los rayos cambien de dirección y se propaguen diagonalmente por el núcleo con un ángulo  $\theta_c$ , distinto del ángulo externo de incidencia  $\theta_{ent}$  en la interfaz aire-vidrio. Para que un rayo de luz se propague por el cable, debe llegar a la interfaz entre el núcleo y el revestimiento formando un ángulo que sea mayor que  $\theta_c$ , que es el ángulo crítico.

Si se aplica la ley de Snell al ángulo externo de incidencia se obtiene la siguiente ecuación:

$$n_0 \text{sen} \theta_{ent} = n_1 \text{sen} \theta_1 \quad (2.2)$$

De la figura se puede ver que  $\theta_1 = 90^\circ - \theta_c$

Entonces podemos escribir:

$$\text{sen} \theta_1 = \text{sen} (90^\circ - \theta_c) = \text{cos} \theta_c \quad (2.3)$$

Haciendo una relación de ángulos obtenemos finalmente que el ángulo de aceptación es de la forma:

$$\theta_{ent} = \text{sen}^{-1} \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (2.4)$$

A este ángulo se le llama ángulo de aceptación, o medio ángulo del cono de aceptación. Es decir, es el ángulo máximo que pueden formar los rayos luminosos externos al llegar a la interfaz aire-fibra para poder propagarse por ella, con una atenuación no mayor de 10 dB respecto del valor máximo. Al hacer girar el ángulo de aceptación sobre el eje de la fibra, se obtiene el cono de aceptación.

Un rayo de luz puede perfectamente no ser transportado por la fibra óptica si no cumple con el requisito del cono de aceptación. El cono de aceptación está directamente asociado a los materiales con los cuales la fibra óptica ha sido construida.

La apertura numérica (NA: Numerical Aperture) se relaciona con el ángulo de aceptación y es la figura de mérito que se suele usar para medir la magnitud del ángulo de aceptación. Describe la capacidad de enfocar la luz en una fibra óptica. Mientras mayor sea la apertura numérica, la fibra acepta mayor cantidad de luz externa.

Para la luz que entra a la fibra óptica desde el aire, la apertura numérica está dada por:

$$NA = \text{Sen } \theta_{ent}$$

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.5)$$

### 2.3 Fibra de doble revestimiento

La tecnología de las fibras de doble revestimiento es importante en el área de la fibra óptica activa, particularmente para los láseres y amplificadores de fibra de alta potencia. Solo con fibras de doble revestimiento, son posibles potencias de salida muy altas de amplificadores y láseres basados en fibra.

Para la invención de diseños de fibra de doble revestimiento, solo se podía elegir entre los dos enfoques siguientes:

1.- Se podrían realizar láseres de fibra o amplificadores basados en una fibra monomodo activa. De esa manera, se puede generar una salida limitada por difracción, pero restringe las fuentes de bombeo a aquellas con calidad de haz limitada por difracción y, por lo tanto, normalmente a aquellas con baja potencia.

2.- Cuando se usa una fibra altamente multimodo se puede lanzar fácilmente una potencia de bombeo mucho mayor y, en consecuencia, lograr potencias de salida mucho más altas. Sin embargo, con un núcleo multimodo, normalmente se obtiene una calidad de haz bastante pobre. Sin embargo, una alta calidad de haz es muy deseable para muchas aplicaciones.

Con la invención de diseños de fibra de doble revestimiento se permite el bombeo de revestimientos de dispositivos de fibra. Aquí, la luz láser se propaga en un núcleo monomodo o multimodo, que está rodeado por un

revestimiento interior en el que se propaga la luz de bombeo. Solo el núcleo está dopado con tierras raras. La luz de la fuente de bombeo está restringida al revestimiento interior por un revestimiento exterior con índice de refracción más bajo y también se propaga parcialmente en el núcleo monomodo, donde puede ser absorbido por los iones activos por láser. El revestimiento de la fibra de la fuente de bombeo tiene un área significativamente más grande en comparación con la del núcleo y, por lo general, una apertura numérica mucho más alta, de modo que puede admitir una gran cantidad de modos de propagación, lo que permite el acoplamiento eficiente de luz de la fuente de bombeo desde diodos láser de alta potencia a pesar de la mala calidad del haz

Hay una variedad de diseños diferentes de fibras de doble revestimiento. La Fig. (2.3) muestra las secciones transversales de fibra para los tipos de diseño más importantes.

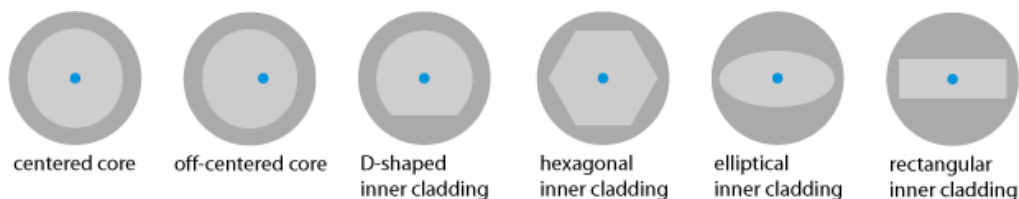


Figura 2.3 Varios diseños de fibras de doble revestimiento. El núcleo de fibra se muestra en azul, el revestimiento interior en gris claro y el revestimiento exterior en gris oscuro. No se muestra un recubrimiento de polímero adicional, como se usa a menudo.

El tipo de diseño más simple tiene un revestimiento de bombeo circular y un núcleo centrado. La fibra de vidrio real puede no diferir en absoluto de una fibra bombeada con núcleo normal, excepto que se utiliza un revestimiento adecuado con un índice de refracción suficientemente bajo para obtener una

apertura numérica suficientemente grande del revestimiento de bombeo. Este tipo de fibra de doble revestimiento es por tanto fácil de fabricar y utilizar. Sin embargo, para fibras con un diseño radialmente simétrico, existen modos de propagación del revestimiento interno que apenas se superponen con el núcleo, de modo que una parte significativa de la luz de la fuente de bombeo exhibe una absorción incompleta. Como resultado, la ganancia y la eficiencia energética está comprometida. Este problema sólo se puede resolver de forma limitada enrollando fuertemente la fibra.

Los modos con una superposición de núcleos deficiente se pueden evitar mediante el uso de un diseño modificado con una simetría más baja. Algunos ejemplos son diseños con un núcleo descentrado o un revestimiento interior no circular, por ejemplo, elíptico, en forma de D o rectangular. Estos revestimientos de bombeo también suelen coincidir mejor con las propiedades de las fuentes de bombeo, como las barras de diodos en forma de haz. Sin embargo, si la fibra en general no solo el revestimiento tiene una forma no circular, esto puede causar problemas al empalmar las fibras por fusión. El empalme también es más difícil si las fibras tienen núcleos descentrados, ya que estos deben alinearse correctamente.

Los diseños de fibra con una forma no circular del revestimiento de bombeo a menudo tienen otra capa de vidrio y no solo el revestimiento polimérico alrededor del revestimiento de la bomba

#### Propagación de la luz en las fibras ópticas

Para analizar de alguna manera lo que sucede a un haz de luz cuando se propaga por una fibra óptica, es necesario recordar que la luz, como todo el resto de las ondas del espectro electromagnético, es en el caso más sencillo,

un tren de ondas polarizadas linealmente propagándose en un medio confinado y en una determinada dirección  $z$ . La descripción más completa viene del conocimiento de su función de onda, que en general puede tener la forma:

$$A(z, t) = A_0 e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.6)$$

Donde:

$A(z, t)$ : Es una función en el dominio de las variables distancia y tiempo.

$A_0$ : Es el máximo valor de la función, tomada en el vacío.

$\omega$ : Es la frecuencia angular.

$k$ : Es el vector de onda del frente que se propaga o también número de onda, que representa la velocidad angular de la onda, o la cantidad que indica la periodicidad en una onda periódica de modo que  $k \cdot \lambda = 2\pi$ .

Entonces para una onda que se propaga en el vacío:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.7)$$

Mientras que en otro medio con índice de refracción  $n_1$  su valor pasa a ser:

$$k = n_1 k_0 = n_1 \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.8)$$

Esta ecuación permite expresar a  $k_0$  en función de otras variables, así:

$$k_0 = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c}$$

y por lo tanto:

$$k = n_1 \frac{\omega}{c} \quad (2.9)$$

Si el rayo de luz confinado viene definido en su avance por un ángulo  $\theta_1$  respecto del eje de la guía, este ángulo será el mismo que forme el vector de onda  $k$ , con el mismo eje. Entonces, el vector de onda puede descomponerse

en sus dos vectores  $k_z$  y  $k_x$ , según la dirección de propagación y la ortogonal a ella respectivamente, de acuerdo con:

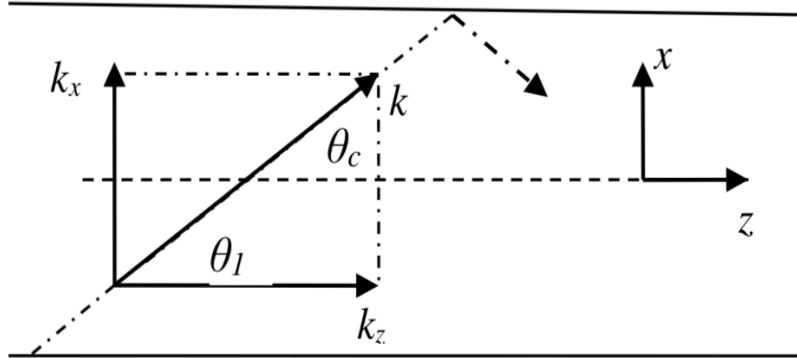


Figura. 2.4 Descomposición del vector de onda en sus dos componentes ortogonales

$$\begin{aligned} k_z &= k \cos \theta_1 = k_0 n_1 \cos \theta_1 \\ k_x &= k \sin \theta_1 = k_0 n_1 \sin \theta_1 \end{aligned} \quad (2.10)$$

El significado de las dos componentes se considera así:  $k_z$  define las propiedades del avance longitudinal de la radiación óptica y  $k_x$  constituye el vector de onda de un campo que se propaga en zigzag entre las dos superficies, superior e inferior, que confinan el medio.

Dado que  $k_z$  se usa extensamente, también se denota por  $\beta$  y es el vector de onda según la dirección de propagación. A  $\beta$  se la conoce como constante de propagación longitudinal.

Como se dijo,  $k_x$  es el equivalente al vector de onda de un campo que se propaga ortogonalmente al eje de la guía rebotando entre las dos superficies que la confinan. Si la situación es estable o normal, el desfase que tendría el campo en un recorrido completo debería ser un múltiplo de  $2\pi$ . Este desfase lo podemos representar por:

$$dk_0 n_1 \text{sen} \theta_1 - 2\phi = \pi M \quad (2.11)$$

Esta ecuación se denomina de dispersión de la guía o ecuación de resonancia transversal. Donde M es el número de modos y puede tener valores de 0, 1, 2, 3...

La solución de esta ecuación, para los valores que se den a M, determinará el ángulo  $\theta_1$  con el que se propaga el modo correspondiente. M adquiere el valor 0 cuando corresponde al modo fundamental.

### Número de modos que se propagan por una fibra

Tomando la ecuación (2.11) para despejar el ángulo de incidencia que formará el M-ésimo modo, se tiene:

$$\text{Sen} \theta_{1M} = \frac{2\phi + \pi M}{dk_0 n_1} \quad (2.12)$$

Haciendo un análisis para ángulos pequeños:

$$\theta_{1M} \cong \frac{\lambda}{2dn_1} (M + 1) \quad (2.13)$$

Los modos de orden superior irán incrementando el valor de  $\theta_1$ , hasta que se hagan mayores que el ángulo crítico y por lo tanto sean radiados al exterior. El número de modos que habría antes de que se produzca radiación de luz al exterior, debe cumplir que  $\theta_1 < \theta_c$ . Pero una situación simplificada puede ser cuando  $\theta_1 \approx \theta_c$  y con ello  $\phi \cong 0$ . Retomando la ecuación 2.12, aplicando lo anterior:

$$\text{sen} \theta_{1M} = \frac{M\pi}{dk_0 n_1} \quad (2.14)$$

y despejando M, dará lugar a la ecuación del número de modos máximos:

$$M_m = \frac{dk_0 n_1 \text{sen} \theta_1}{\pi} \quad (2.15)$$

## 2.4 Amplificadores de fibra

Los amplificadores ópticos basados en fibras dopadas se han venido estudiando desde el año 1964, su utilización práctica data del año 1988, después de que las técnicas de fabricación y caracterización de fibras ópticas dopadas de bajas pérdidas fueron perfeccionadas [1-6].

Además, los amplificadores de fibra se basan en la utilización de iones de tierras raras como medio de ganancia. Estos iones se introducen en el interior del núcleo de las fibras durante el proceso de fabricación y posteriormente se bombean ópticamente para producir la ganancia.

Las características del amplificador tales como la longitud de onda de trabajo y el ancho de banda vienen determinadas por los dopantes en lugar de fibra de silicio, la cual cumple únicamente la función de transporte de las señales ópticas.

Entre los diferentes dopantes que pueden utilizarse se encuentran el Erblio (Er), el Neodimio (Nd), el Samario (Sm), el Tulio (Tm), el Iterbio (Yb) o el Praseodimio (Pr), obteniéndose amplificadores a diferentes longitudes de onda que cubren desde el visible a la región del infrarrojo (hasta 2,8  $\mu\text{m}$ ).

A mediados de los 80, se observó que los iones de Erblio podían exhibir ganancia a 1.5  $\mu\text{m}$ , correspondiente a la tercera ventana de transmisión en

fibras ópticas, que es la que exhibe menores pérdidas (alrededor de 0.2 dB/km).

En 1989, se utilizaron nuevos diodos láser a 1.48  $\mu\text{m}$  para bombear los amplificadores de fibra dopada con Erblio (EDFA), produciendo de manera eficiente ganancia a 1.55  $\mu\text{m}$ . Sin embargo, otras características que presenta el EDFA son su elevada ganancia y bajo ruido, además de poseer un amplio ancho de banda, transparencia a las longitudes de onda e independencia a la polarización, lo que en consecuencia lo hace tremendamente atractivo para su utilización en los sistemas de comunicaciones ópticas y sensores.

## 2.5 Ecuaciones de razón de transferencia

La explicación para los amplificadores de fibras dopadas se consideran el sistema atómico de los niveles de transición [1-5]. Las características más importantes del modelo teórico de las ecuaciones de razón de transferencia para la dopada con Er/Yb se describen a continuación [5]:

La Fig. (2.5), muestra el diagrama de niveles de energía del sistema dopado con Er/Yb. Dependiendo de la longitud de onda de bombeo, el proceso de bombeo puede tomar lugar entre los niveles del Yb:  ${}^2F_{7/2}$  y  ${}^2F_{5/2}$  y/o los niveles del Er:  ${}^4I_{15/2}$  y  ${}^4I_{13/2}$ .

Los iones excitados del  $\text{Yb}^{3+}$  transfieren energía a los iones que rodean el estado fundamental de  $\text{Er}^{3+}$  a través de un proceso de relajación cruzada y se excitan desde  ${}^4I_{15/2}$  a  ${}^4I_{13/2}$ . Los iones excitados  $\text{Er}^{3+}$  se relajan rápidamente no radiativamente a  ${}^4I_{3/2}$ .

La amplificación de la señal se lleva a cabo a través de las transiciones estimuladas entre  ${}^4I_{3/2}$  y  ${}^4I_{15/2}$ .

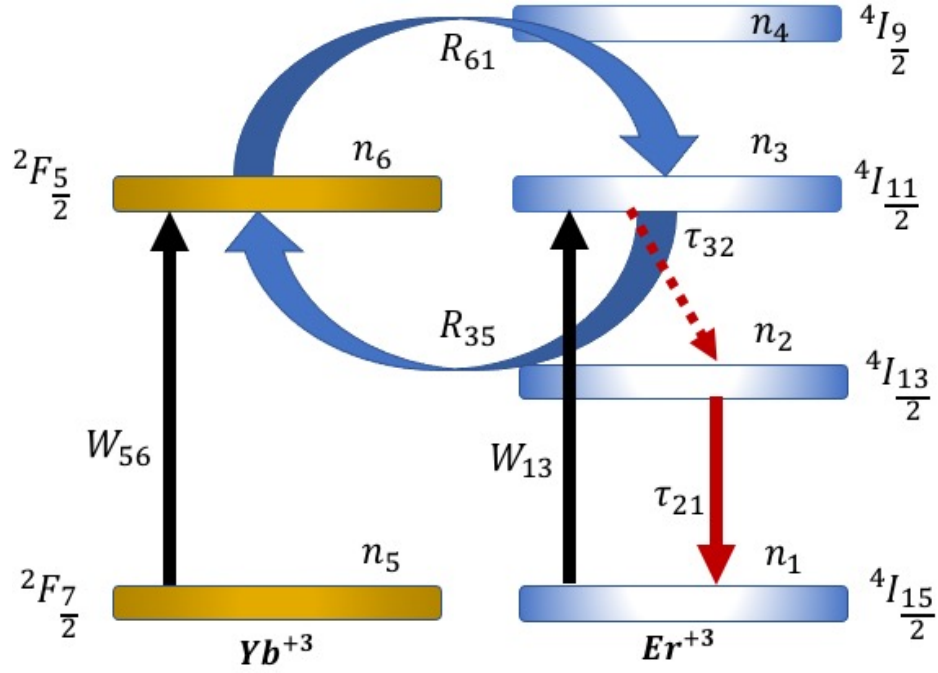


Figura. 2.5 Diagrama de niveles de energía del Sistema dopado de Er/Yb.

La transferencia de las ecuaciones de razón que describen el cambio de la densidad de población fraccional de los niveles correspondientes, se puede expresar como [7,8]:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}} + W_{12}n_1 - W_{21}n_2 - 2C_{up}N_{Er}n_2^2$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\frac{n_3}{\tau_{32}} + W_{13}n_1 + R_{61}N_{Yb}n_6n_1 - R_{35}N_{Yb}n_3n_5 + C_{up}N_{Er}n_2^2$$

$$\frac{\partial n_6}{\partial t} = -\frac{n_6}{\tau_{65}} + W_{56}n_5 - W_{65}n_6 - R_{61}N_{Er}n_6n_1 + R_{35}N_{Er}n_3n_5$$

$$n_1 = 1 - n_2 - n_3$$

$$n_5 = 1 - n_6 \quad (2.16)$$

donde  $t$  representa el tiempo,  $\tau_{ij}$  es el tiempo de vida del nivel  $i$ -ésimo (como se muestra en la Fig. (2.5),  $n_i$  es una matriz de  $1 \times N_z$  que representa la fracción de población el nivel  $i$ -ésimo en todos los nodos,  $R_{ij}$  es el coeficiente de relajación cruzada entre los niveles  $i$  y  $j$ ,  $N_{Er}$  y  $N_{Yb}$  son las concentraciones de dopaje de  $Er^{3+}$  y  $Yb^{3+}$ , se asume que es uniforme y confinada al núcleo, la  $C_{up}$  es el coeficiente de conversión ascendente uniforme entre los niveles  $^4I_{13/2}$  y  $^4I_{9/2}$ , debido a que el tiempo de vida de  $^4I_{3/2}$  es muy corto ( $\tau_{ij} \approx 0$ ),  $n_4$  se ha asumido ser cero. Los términos  $W_{ij}$  representa la velocidad de transferencia estimulada desde el nivel  $i$  a  $j$  en todos los nodos en el tiempo  $t$ , y pueden expresarse como:

$$W_{ij} = \frac{[C_{ij} \cdot \lambda[[i_{Er}]^T] * P[[i_{Er}, :]]]}{A_{core} h c N_{Er}} \quad ij=12,21$$

$$W_{13} = \frac{[C_{13} \cdot \lambda[[i_{Yb}]^T] * P[[i_{Yb}, :]]]}{A_{core} h c N_{Er}}$$

$$W_{lm} = \frac{[C_{lm} \cdot \lambda[[i_{Yb}]^T] * P[[i_{Yb}, :]]]}{A_{core} h c N_{Yb}} \quad lm=56,65 \quad (2.17)$$

donde  $A_{core}$  es el área del núcleo de la fibra,  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío, el superíndice T significa una operación transpuesta. El operador "\*" denota una matriz de multiplicación, de lo contrario la multiplicación predeterminada está dada por hecho. En la ecuación anterior, los coeficientes de emisión y absorción  $C_{12}$  y  $C_{21}$ , y  $C_{13}$ ,  $C_{56}$  y  $C_{65}$  son  $(s + 2e) \times 1$  y  $(m + 2y) \times 1$  matrices calculadas respectivamente a  $\lambda[[iEr]]$  y  $\lambda[[iYb]]$  para las siguientes relaciones

$$\begin{aligned} C_{ij,k} &= \Gamma_k \sigma_{ij,k} N_{Er} & ij &= 12,21,13 \\ C_{lm,k} &= \Gamma_k \sigma_{lm,k} N_{Yb} & lm &= 56,65 \end{aligned} \quad (2.18)$$

donde  $\tau_{ij}$  y  $\Gamma_k$  son las secciones cruzadas de transición entre los niveles  $i$  y  $j$ , y el factor de superposición entre el campo de nodo y el núcleo de la fibra a  $\lambda_k$  respectivamente. Aparentemente,  $\Gamma_k$  es dependiente de la distribución modal de la onda de luz a  $\lambda_k$ . Para el modo fundamental, cuyo campo de distribución puede ser aproximado por una función Gaussiana, el factor de superposición puede ser expresado como:

$$\Gamma_k = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{\omega^2}\right) \quad (2.19)$$

donde el radio del modo  $\omega$  puede ser calculado como:

$$\omega = a \cdot \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6}\right) \quad (2.20)$$

donde  $V = 2\pi a NA_{core}/\lambda_k$  es la frecuencia normalizada de la fibra,  $a$  y  $NA_{core}$  es el radio y la apertura numérica del núcleo de la fibra, respectivamente. Los amplificadores de fibra dopada con Er/Yb (EYDFA) de alta potencia son usualmente construidos con fibras de doble revestimiento para permitir el uso de diodos laser multimodo de alta potencia. La señal puede ser lanzada de manera eficiente dentro del modo fundamental de la fibra, incluso para valores grandes de  $V$  en la fibra [9]. De esta manera el factor de superposición de la señal puede ser estimado por la ecuación (2.19).

Debido al interior del revestimiento del multimodo, el perfil de la intensidad del bombeo puede ser asumido uniforme en la sección cruzada. Por lo tanto, el factor de superposición del bombeo  $\tau_p = A_{core}/A_{clad}$ , donde  $A_{clad}$  es el área del interior del revestimiento. Para fibras de un solo revestimiento  $A_{clad} \equiv A_{core}$ .

La amplificación de emisión espontánea (ASE) puede ser generada en todos los modos compatibles de la fibra, su factor de superposición debe ser calculado teniendo en cuenta la distribución radial del modo.

Solo los modos con una gran superposición en el núcleo pueden ser eficientemente amplificados, como una primera aproximación como se propone y experimentalmente justificada en [10], los ASEs pueden ser asumidos a ser acoplados dentro del modo fundamental (calculando  $\Gamma_k$  con la ec. (2.19)) pero con un término multiplicado por un número efectivo de los modos ASE, para el ASE Yb y ms para el ASE Er.

## 2.6 Rejilla de Bragg simple

En su forma más simple una fibra con rejilla de Bragg (FBG) consiste en la modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica. En este tipo de FBG los frentes de fase son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra, y los planos de la rejilla son de período constante, ver Fig. (2.6). Estos tipos de rejillas son denominadas rejillas uniformes, y son consideradas estructuras base para otros tipos de rejillas.

Las rejillas de Bragg tienen un periodo fundamental  $\Lambda$  relacionado con la longitud de Bragg  $\lambda_B$  mediante [1]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda,$$

donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda de la luz de máxima reflectividad y  $n$  es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra.

La luz, guiada a lo largo del núcleo de la fibra óptica, será dispersada con un coeficiente de reflexión, el cual depende de la diferencia de índices de refracción de la rejilla. Si la condición de Bragg no se satisface, la luz reflejada de los planos subsecuentes se convierte progresivamente fuera de fase y esta cancelará eventualmente la salida.

Adicionalmente, la luz que no coincide con la resonancia de la longitud de onda de Bragg, experimenta una reflexión muy débil a cada uno de los planos de las rejillas, debido al índice desigual esta reflexión aumenta sobre la longitud de onda de la rejilla.

Por otro lado, cuando la condición de onda de Bragg es satisfecha, la contribución de luz reflejada de cada plano de rejilla se agrega constructivamente en la dirección hacia atrás para formar un pico reflejado con la longitud de onda central definida por los parámetros de la rejilla.

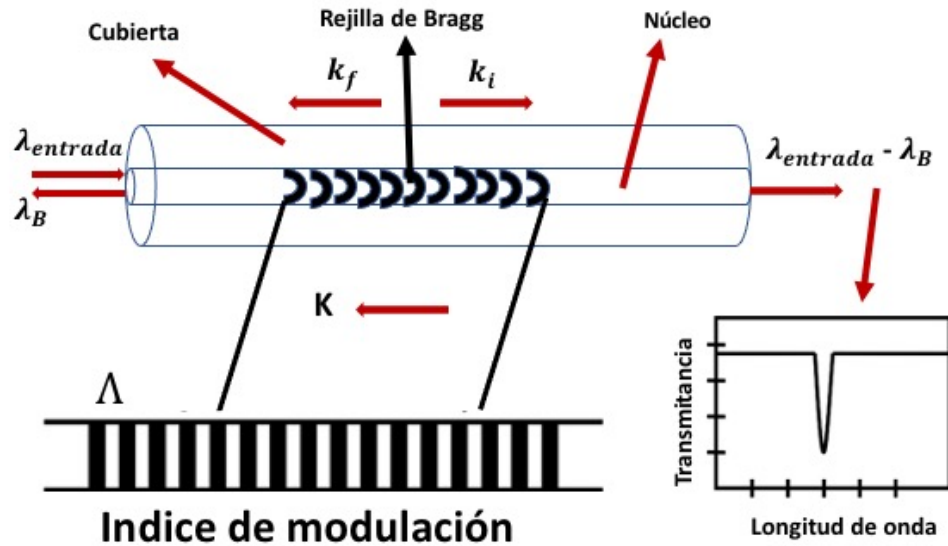


Figura 2.6. Ilustración de una rejilla de Bragg uniforme con modulación del índice y periodo constante.

La condición de Bragg es simplemente el requisito de satisfacer la conservación de energía y momento. La conservación de energía requiere que la frecuencia de la radiación incidente y la radiación reflejada sea igual [2,4]. La conservación de momento requiere que el índice del vector de onda de la radiación incidente,  $k_i$ , más el vector de onda de la rejilla,  $K$ , sea igual al vector de onda de la radiación reflejada,  $k_r$ . Esto es establecido simplemente como [5]:

$$k_i + K = k_r \quad (2.21)$$

donde el vector de onda de la rejilla, tiene una dirección normal a los planos de la rejilla con una magnitud  $K=2\pi/\Lambda$ .

$\Lambda$  es el periodo de la rejilla mostrado en la Fig. (2.6). El vector de onda difractado es igual en magnitud, pero contrario en dirección, al vector de onda incidente. Por lo tanto, la condición de conservación de momento se convierte:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2 \left( \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} \right) \quad (2.22)$$

lo cual simplifica la condición de primer orden de Bragg

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.23)$$

donde la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$ , es la longitud de onda central de la luz en espacio libre de entrada que será reflejada por la rejilla.

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{n_i^2 + n_R^2}{2}}$$

es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra a la longitud de onda central en espacio libre,  $n_R$  es el índice de los planos que forman la FBG y  $n_i$  es el índice del núcleo.

## 2.7 Reflectividad uniforme de la rejilla de Bragg

Considere una rejilla de Bragg uniforme formada dentro del núcleo de una fibra óptica con índice de refracción promedio  $n_0$ . El perfil del índice de refracción se puede expresar como [1]:

$$n(z) = n_0 + \frac{\Delta n}{2} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (2.24)$$

donde  $\Delta n = (n_R + n_i)$  es la amplitud de la perturbación del índice de refracción o diferencia de índices, con valores típicos de  $10^{-5}$  hasta  $10^{-3}$ , y  $z$  es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. Usando la teoría de modos acoplados de Lam y Garside [2] que describe las propiedades de reflexión de una rejilla de Bragg, la reflectividad de la rejilla con período y amplitud de modulación constante está dada por [2]:

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (2.25)$$

donde  $R(l, \lambda)$  es la reflectividad que es función de la longitud de la rejilla  $l$  y la longitud de onda  $\lambda$ .  $\Omega$  es el coeficiente de acoplamiento,  $\Delta k = k - \pi/\Lambda$  es el desintonizamiento del vector de onda,  $k = 2\pi n_{eff}/\lambda$  es la constante de propagación,  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $S^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$ .

El coeficiente de acoplamiento  $\Omega$ , para una variación sinusoidal de la perturbación del índice a lo largo del eje de la fibra es:

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} M_P \quad (2.26)$$

donde  $M_P$  es la fracción de la potencia del modo contenida por el núcleo de la fibra. En base de que la rejilla es uniformemente grabada a través del

núcleo.  $M_p$  puede ser aproximado por  $1-V^{-2}$ , donde  $V$  es la frecuencia normalizada de la fibra. La frecuencia normalizada, está definida por:

$$V = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) aNA$$

donde  $a$  es el radio del núcleo,  $NA$  es la apertura numérica y  $\lambda$  es la longitud de onda. A una longitud de onda igual a la de Bragg no hay vector de desintonizamiento y  $\Delta k = 0$ ; por lo tanto, la reflectividad llega ser:

$$R(l, \lambda) = \tanh^2(\Omega l) \quad (2.27)$$

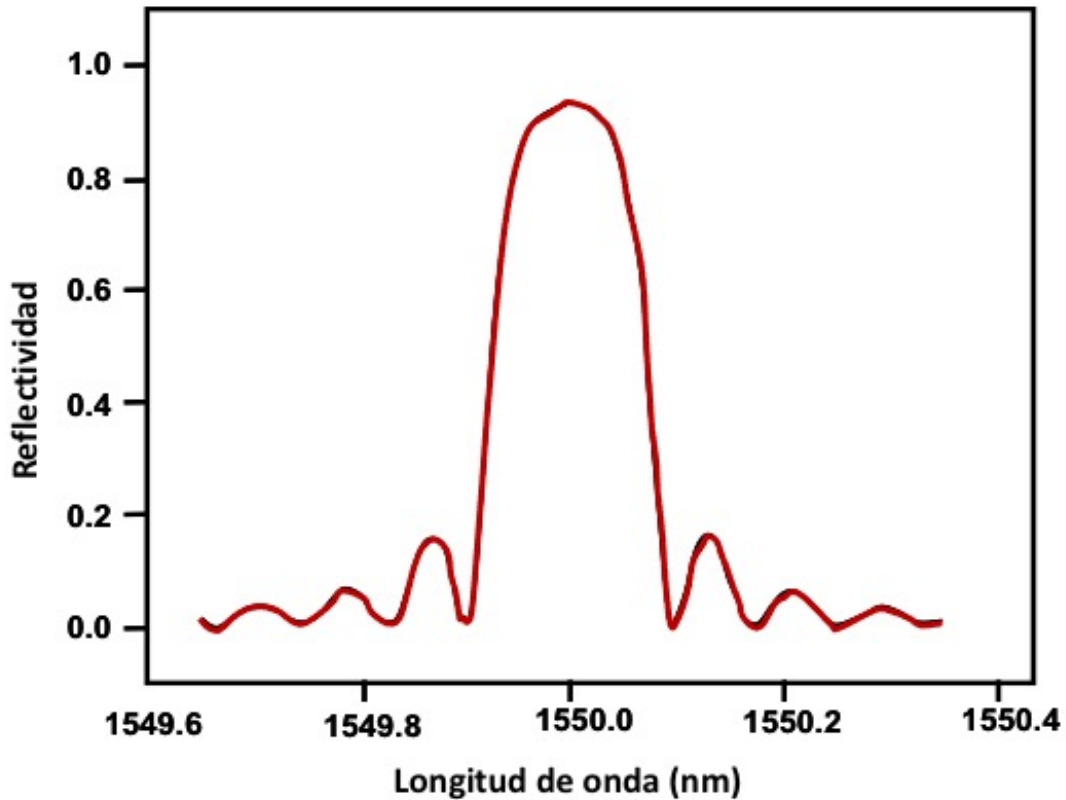


Figura 2.7. Perfil Espectral de una rejilla de Bragg en función de la longitud de onda.

La reflectividad se incrementa cuando el cambio del índice de refracción inducido aumenta. Por otra parte, cuando la longitud de la rejilla se

incrementa lo hace también la reflectividad resultante. Un espectro de reflexión calculado con la ecuación (2.25), como una función de  $\lambda$  es mostrado en la Fig. (2.7). En esta figura la longitud de onda de Bragg es 1550 nm, la longitud de la rejilla es de 10 mm y la reflectancia de 95%. Las bandas laterales de la resonancia son debido a múltiples reflexiones hacia y desde extremos opuestos de la región de la rejilla. El espectro sinusoidal surge a través de la transformada de Fourier de una señal armónica que tiene extensión finita; con una rejilla de longitud infinita se tendría una respuesta de función delta ideal en el dominio de la longitud de onda. Una expresión general para la aproximación del ancho de banda a mitad del máximo (FWHM) del grosor de una rejilla está dada por [2]:

$$\Delta\lambda = \lambda_B \xi \left( \frac{\Delta n}{2n_0} \right)^2 + \left( \frac{1}{N} \right)^2 \quad (2.28)$$

donde  $N$  es el número de planos de la rejilla. El parámetro  $\xi \approx 1$  es para las rejillas fuertes (en reflexión cerca de 100%) [4] mientras que  $\xi \approx 0.5$  es para rejillas débiles.

## 2.8 Sensibilidad a tensión y temperatura de las rejillas de Bragg

La dependencia a cambios de temperatura o a cambios de tensión sobre la estructura de la FBG, son propiedades interesantes de la FBG que se presentan de manera general en esta sección. Si estos dos parámetros son

afectados, ya sea por cambios de temperatura o tensión, entonces la longitud de onda de Bragg de la rejilla cambiará, debido a cambios en el índice de refracción y la longitud de la fibra de soporte. Usando la ecuación (2.23), se puede considerar el corrimiento en la longitud de onda Bragg de la FBG, debido a cambio de temperatura y tensión, está dado por:

$$d\lambda_B = 2[n_{eff}d\Lambda + \Lambda dn_{eff}] \quad (2.29)$$

Al considerar los cambios por temperatura y tensión en el periodo fundamental y en el índice de refracción de la rejilla, esta ecuación se transforma en [6]:

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l}\right) \Delta l + 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right) \Delta T \quad (2.30)$$

El primer término de esta ecuación representa el efecto de la tensión en una fibra óptica. Esto corresponde a un cambio en el espaciamiento de la rejilla y el cambio tenso-óptica en el índice de refracción. El término representa el efecto de la variación de  $\lambda_B$  debido a variaciones de tensión, puede ser expresado como [4]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - p_e)\varepsilon_z \quad (2.31)$$

donde  $\varepsilon_z = \delta_L/L$  es la deformación porcentual,  $L$  es la longitud de la rejilla,  $\delta_L$  es el incremento en longitud,  $p_e$  es una constante tenso-óptica efectiva definida como:

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (2.32)$$

$p_{11}$  y  $p_{12}$  son componentes del tensor tenso-óptico, y  $\nu$  es la razón de Poisson. Valores típicos de la fibra de sílice y germanio son:  $p_{11}= 0.113$ ,  $p_{12}= 0.252$ ,  $\nu = 0.16$  y  $n_{eff} = 1.482$  nm [7]. Usando estos parámetros en las ecuaciones antes mencionadas, la sensibilidad a la tensión a 1550 nm es un cambio de 1.2 pm por cada 1  $\mu\epsilon_z$  aplicado a la FBG.

El segundo término de la ecuación (2.30) representa el efecto que tiene la rejilla debido a variaciones de la temperatura, un corrimiento en la longitud de onda de Bragg es debido a que la expansión térmica cambia el índice de refracción y el espaciamiento de los planos que forman la rejilla. Este corrimiento de longitud de onda para un cambio de temperatura  $\Delta T$  puede ser escrito como [4]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda(\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T \quad (2.33)$$

donde  $\alpha_\Lambda = (1/\Lambda) (\partial\Lambda / \partial T)$  es el coeficiente de expansión térmica para la fibra ( $\approx 0.55 \times 10^{-6}$  para el silicio). La cantidad  $\alpha_n = (1/n_{eff})(\partial n_{eff} / \partial T)$  representa el coeficiente termo-óptico, el cual es aproximadamente igual a  $8.6 \times 10^{-6}$  para la fibra con núcleo de silicio dopado con germanio. Claramente el cambio en el índice es por mucho el efecto dominante. De la ecuación (2.32) se observa la sensibilidad esperada para 1550 nm es de aproximadamente 13.7 pm/°C. De lo anterior se deduce que cualquier cambio en la longitud de onda, de acuerdo con la ecuación (2.33), debido a perturbaciones externas, será la suma de los términos de tensión y temperatura [7-9].

Cabe hacer notar que al hablar de sensores de temperatura y tensión con FBG de fibra se toma como sensibilidad el valor de  $13.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ , y eso es correcto para el caso de FBG hechas de sílice, pero se han reportado que las FBG hechas de polímeros [10] presentan mayor sensibilidad [11] a tensión y temperatura. Un rango de 73 nm por variación de tensión y 18 nm por cambio de temperatura de  $20^\circ\text{C}$  a  $80^\circ\text{C}$  [10].

## **2.9 Pulsos ópticos**

Un pulso óptico, básicamente lo podemos definir como un destello de luz [40]. Se ha encontrado que los láseres y otros dispositivos tienen la capacidad de generar pulsos de luz con propiedades especiales. Un amplio rango de técnicas genera pulsos con duraciones de nanosegundos, picosegundos e incluso femtosegundos mediante el uso de la tecnología láser, especialmente con láseres de fibra en amarre de modos pasivo.

### **Solitones**

Uno de los pulsos más comunes generados en láseres de fibra mediante el amarre de modos son los solitones. El término "Soliton" fue introducido en 1965 por Zabusky y Kruskal [41], originalmente se utilizaba para referirse a soluciones localizadas de sistemas no lineales integrables. Dichas soluciones son notables debido a que conservan su forma y velocidad después de chocar unas con otras y permanecen intactas cuando interactúan con ondas de radiación. En óptica, los solitones convencionales integrables, son estructuras de radiación electromagnética localizadas, cuyo perfil (ancho, amplitud, etc.) se mantiene durante su propagación como resultado del efecto de

compensación de factores actuando en direcciones contrarias tal como la dispersión y la no linealidad. Estos solitones son definidos como conservativos debido a que el efecto de los procesos de intercambio de energía como la absorción y ganancia son bastante débiles o bien, no modifican fundamentalmente la dinámica en promedio, tal como sucede en muchos sistemas como una cavidad láser de fibra, donde las ganancias y pérdidas periódicas pueden ser importantes, sin embargo, en promedio y bajo ciertas condiciones no afectan mucho la evolución de los pulsos.

### **Dispersion-managed soliton**

Se ha desarrollado una técnica definida como “dispersion-management” para la generación de pulsos ópticos llamados convenientemente solitones de dispersión manipulada. Esta técnica consiste en usar múltiples secciones de fibra con dispersión cuyos signos alternan periódicamente, de tal manera que la dispersión de velocidad de grupo (GVD) promedio en cada periodo sea bastante baja, mientras que la GVD local en cada punto a lo largo de la fibra sea relativamente grande. Solitones de dispersión manipulada no son meramente solitones en el sentido de que no son soluciones integrables de la ecuación de Schrodinger no lineal. Debido a grandes variaciones en la GVD local, los efectos dispersivos y no lineales no se pueden equilibrar localmente, dando como resultado variaciones en la forma, ancho, y chirp del pulso, produciendo así el efecto de que el pulso “respira” durante su trayecto en la cavidad. En general, este pulso si se puede equilibrar en un sentido global ya que el pulso evoluciona de una manera periódica. Esta técnica definida como “dispersion- management” es capaz de generar pulsos de alta energía, con

energía mayor que el soliton convencional en un régimen de dispersión neta cero e incluso dispersión ligeramente normal.

### **Similariton**

La Investigación en el área de la óptica no lineal ha conducido al descubrimiento de otra clase de pulsos ultracortos, definidos como pulsos autosimilares, también conocidos como similaritones. Estos pulsos surgen cuando la interacción de la no linealidad, dispersión y ganancia en un amplificador de fibra de alta potencia causa que la forma de un pulso cualquiera converja asintóticamente a un pulso parabólico ultracorto que evoluciona con auto similitud conforme es amplificado. Pulsos autosimilares convierten la fase no lineal en un chirp de frecuencia lineal que se puede compensar con dispositivos dispersivos. En comparación con los solitones ópticos, estos pulsos pueden alcanzar energías mayores sin romperse.

### **Soliton disipativo**

En un sistema con fuentes y pérdidas de energía, se presentan pulsos ópticos definidos como solitones disipativos, estos pulsos disipativos son formaciones localizadas de un campo electromagnético que es balanceado por medio del intercambio de energía con el ambiente en presencia de no linealidades, dispersión y/o difracción. Además de los efectos conservativos, dispersión y no linealidades, las pérdidas y ganancias también entran en el balance. Como consecuencia, el impacto de los efectos disipativos revela situaciones inusuales en el cual los solitones se pueden encontrar, como solitones disipativos luminosos en el régimen de dispersión normal, o complejos multisolitones estables, los cuales también son conocidos como moléculas de solitones.

## **Láseres ANDi**

La mayoría de los láseres de femtosegundos tienen segmentos de fibra con GVD normal y anómala, de tal manera que la cavidad consiste de un mapeo de dispersión, y la dispersión neta de la cavidad puede ser normal o anómala. Por otra parte, se han diseñado láseres de fibra completamente con dispersión normal denominados láseres ANDi (All-Normal Dispersion). En este tipo de láseres se genera un pulso que se estaría estirando por siempre (con un chirp positivo enorme) en la cavidad debido a los efectos de dispersión normal y a los efectos no lineales. La forma de evitar que el pulso se estire por siempre en la cavidad, es mediante el uso de un filtro pasa bandas, de tal manera que solo se seleccione la parte central del espectro del pulso. Debido a que el pulso presenta un chirp enorme, el recorte espectral corresponde también a un recorte temporal. Cabe mencionar que el recorte espectral produce enormes pérdidas de energía generando así un fenómeno altamente disipativo. Estos pulsos generados en el láser ANDi son técnicamente inutilizables por estar bastante estirados con su enorme chirp lineal, alcanzando duraciones del orden de picosegundos; ahora bien, para tener pulsos cortos con alta energía (nJ) es preciso aumentar la potencia pico mediante un par de prismas o rejillas de bulto en salida del láser que ayudan a comprimir el pulso (incluso 3 ordenes de magnitud) y con ello a compensar la dispersión hasta obtener un pulso transform-limited con duración de femtosegundos y potencia pico que alcanzan valores de kW e incluso de MW.

## **Resonancia de soliton disipativo**

Bajo ciertas condiciones de la ecuación de Ginzburg-Landau, se propone un nuevo concepto teórico para describir la formación de soliton conocido como

resonancia de soliton disipativo (dissipative soliton resonance, o DSR por sus siglas en inglés), este concepto se refiere a la formación de pulsos con energía arbitrariamente alta sin que el mismo pulso se fragmente. El fenómeno de DSR se caracteriza por presentar un ancho y energía del pulso que incrementa conforme se incrementa la potencia de bombeo mientras se mantiene constante la amplitud, produciendo con ello que la forma del pulso operando en el régimen de DSR sea rectangular. De esta manera, la energía del pulso puede incrementarse enormemente comparada con otros regímenes de operación de solitones. Utilizando la técnica de amarre de modos por medio de la rotación de la polarización no lineal, el fenómeno de DSR se ha observado en láseres de fibra de anillo operando en ambos regímenes de dispersión (positivo y negativo). Sin embargo, de acuerdo a la predicción teórica, la observación de DSR en láseres de fibra en amarre de modos es independiente de la técnica, por ejemplo, también se observaron en láseres en forma de ocho por medio de un NALM [42].

### **Pulsos de ruido (Noise-like pulses)**

Otro tipo de pulsos bastante complejos son definidos como pulsos de ruido, (objeto de estudio en el presente trabajo), esta clase de pulsos es bastante especial y un tanto extravagante por sus propiedades locales y generales que no tienen similitud con los pulsos antes mencionados. Los pulsos de ruido presentan un amplio rango de duración que va desde unos diez picosegundos hasta el microsegundo. Esta clase de pulsos están conformado por una colección muy compacta de miles de pulsos ultracortos (por debajo

de los picosegundos), con duraciones y amplitudes que varían aleatoriamente.

Sin embargo, el promedio de la dinámica envolvente muestra curvas suaves. De esta manera es que estos pulsos, a pesar de su gran complejidad y variabilidad intrínsecas, adquieren un perfil temporal simple y un espectro óptico bastante largo y suave (abarcando incluso un ancho de banda de varias decenas de nm), debido al promediado realizado por los equipos de medición convencionales (osciloscopio de muestreo, analizador de espectro óptico).

## 2.10 Amarre de modos

Es bien sabido que la estructura resonante de un láser impone la condición sobre las frecuencias que son permitidas oscilar. Esta condición asegura simplemente que la señal permanezca en fase consigo misma después de cada viaje de ida y vuelta, o, dicho de otra manera, que el corrimiento de fase después de un viaje de ida y vuelta sea un múltiplo entero  $N$  de  $2\pi$ , es decir; exista interferencia constructiva, de estas consideraciones se sigue que las posibles frecuencias están dadas por la ecuación (2.19).

$$\nu_n = N \frac{c}{nL} = \frac{N}{T_r} \quad (2.19)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $n$  es el índice de refracción.  $T_r$  es el tiempo requerido para completar un viaje de ida y vuelta en el láser y es llamado tiempo de ida y vuelta del viaje.  $L$  es la longitud de la cavidad

recorrida por la luz durante un viaje de ida y vuelta. A partir de esta definición, se sigue que en el caso de una cavidad Fabry-Perot, corresponde al doble de la longitud física del láser. Las frecuencias discretas dadas por la ecuación (2.19) definen los modos longitudinales en el láser, a múltiplos enteros de la frecuencia de resonancia fundamental. Modos consecutivos son igualmente espaciados en frecuencia por el valor de esta resonancia de frecuencia fundamental, la cual es también el espaciamiento de frecuencias entre modos longitudinales, o rango espectral libre  $\Delta\nu$ .

$$\Delta\nu = \frac{c}{nL} = \frac{N}{T_r} \quad (2.20)$$

Ninguna condición es normalmente impuesta sobre la fase de los modos láser, así que estas fases pueden ser consideradas como aleatorias y estadísticamente independientes. Este es el caso en un láser “libre” (free-running, o sin amarre de modos). Por simplicidad, consideramos que todos los modos tienen la misma amplitud que el campo eléctrico en la salida del láser:

$$E(t) = A \sum_N e^{i[N\Delta\omega t - \varphi_N]} \quad (2.21)$$

donde  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ , y  $\varphi_N$  es la fase del N-ésimo modo. La intensidad óptica a la salida del láser (o más precisamente, su envolvente) es el modulo al cuadrado de la ecuación anterior (2.21). En el láser free-running, las fases  $\varphi_N$  son aleatorias e independientes. Como consecuencia, la intensidad óptica a la salida muestra un comportamiento temporal periódico e irregular como se observa en la Fig. 2.4 (a).

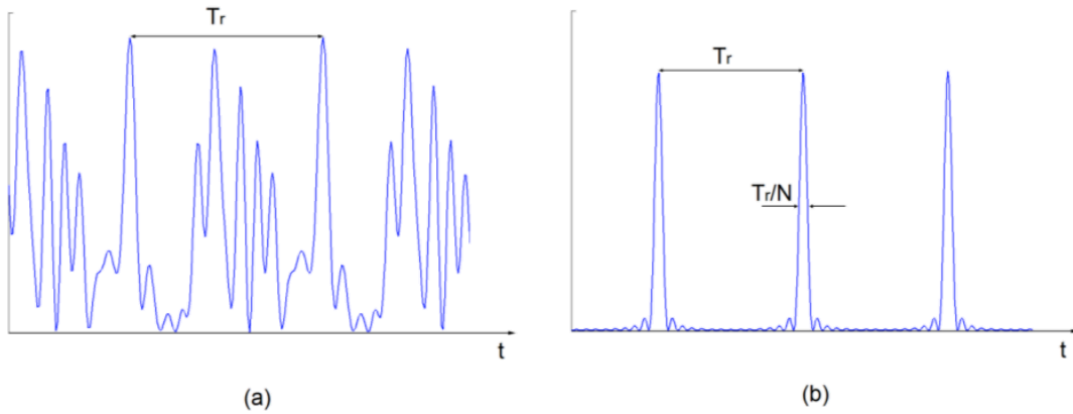


Figura 2.4 Evolución temporal de la intensidad óptica cuando (a) los modos están desamarrados, y (b) tren de pulso periódico, resultado de la suma de  $M$  modos amarrados ( $M=15$  en ambos casos).

Sin embargo, el comportamiento temporal es completamente diferente si asumimos que las fases de todos los modos son idénticas. Se dice entonces que los modos están amarrados juntos. En efecto, se encuentra en este caso [11], para la intensidad óptica, la siguiente expresión:

$$I(t) = |E(t)|^2 = \frac{M^2}{A^2} \frac{\frac{\text{Sen}^2\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)}{\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)^2}}{\frac{\text{Sen}^2\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)}{\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)^2}} = A^2 \frac{\text{Sen}^2\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)}{\text{Sen}^2\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)} \quad (2.22)$$

Donde  $M$  es el número de modos con fases iguales, esta función es graficada en la Fig. (2.4 (b)), y corresponde a un tren de pulsos cuyo periodo es igual al tiempo de ida y vuelta  $T_r$ . Nótese que, de manera más general, un tren de pulsos es obtenido si las fases tienen la forma:  $\varphi = \varphi_0 + N\Delta\varphi$ .

Se ha encontrado que si un número grande de modos son amarrados en fase, ellos forman un pulso de luz grande y estrecho que se refleja hacia atrás y hacia delante entre los espejos del resonador, en la práctica la pregunta que queda es ¿Cómo los modos pueden amarrarse juntos de tal manera que tengan la misma fase? Esto puede realizarse con la ayuda de modulador activo o pasivo dentro del mismo resonador.

En un láser en amarre de modos pasivo, la modulación de las pérdidas se realiza por medio de un absorbedor saturable implementado en la cavidad. El proceso de generación de pulsos inicia primero con el láser operando en forma continua, pero con fluctuaciones de potencia debido a que varios modos están interfiriendo como se describe en la Fig. (2.4 (a)).

En cada viaje de la luz de ida y vuelta en el resonador, el absorbedor saturable transmite mejor las intensidades altas que las bajas. Después que la luz ha dado muchos viajes de ida y vuelta en el resonador, un pulso se genera y puede mantenerse.

Así, para un solo pulso que circula en la cavidad, cada vez que el pulso pasa por el absorbedor saturable, este satura la absorción, de esta manera reduce temporalmente las pérdidas, como se observa en la Fig. (2.5).

Es preciso mencionar que un autoencendido no siempre es posible lograr. Por lo general, absorbedores lentos son más adecuados para un autoencendido del amarre de modos, mas que los absorbedores rápidos.

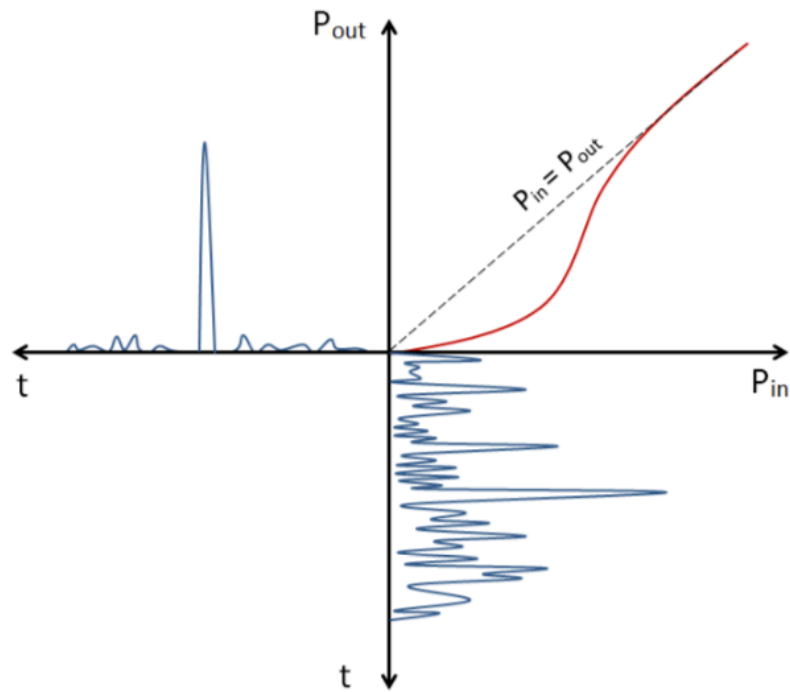


Figura 2.5 Acción del absorbedor saturable. Para pequeñas potencias de entrada  $P_{in}$ , la transmisión es pequeña, mientras que, para potencias de entrada grande, el absorbedor se satura y  $P_{out}/P_{in}=1$ .

Como se muestra en la Fig. (2.6), el amarre de modos pasivo permite un arreglo experimental bastante simple del láser, ya que la sincronía de la modulación es posible automáticamente y no es necesario un operador electrónico.

Sin embargo, el proceso de generación del pulso es mas complicado y mas difícil de controlar, especialmente cuando se presentan pulsos múltiples ya que son muy difíciles de sincronizar.

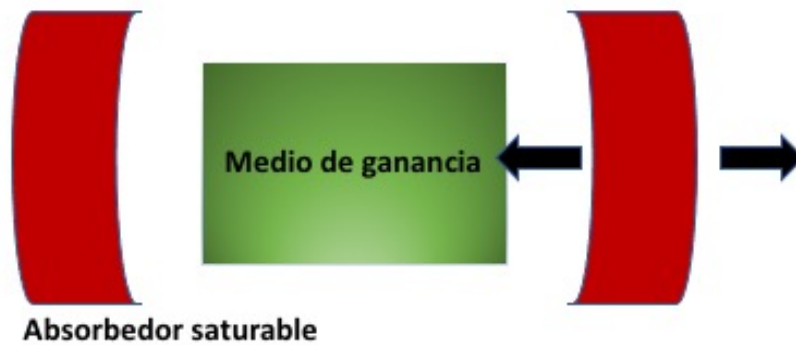


Figura 2.6 Esquema del láser en amarre de modos pasivo.

La duración del pulso está de nuevo determinada por un balance de varios efectos, la acción de formación del pulso, del absorbedor saturable así como del ensanchamiento del ancho de banda de ganancia limitada que afecta si el pulso se vuelve muy corto, la dispersión cromática, las no linealidades ópticas como el efecto Kerr en el medio de ganancia juegan también un papel muy importante.

## 2.11 Medición de los parámetros de un láser pulsado

En un láser lo que podemos medir es la intensidad del spot, sabiendo el área que éste abarca podemos saber la potencia y con esto la energía. La energía se mide en Joules y se define como la capacidad de realizar trabajo. Por otra parte, la potencia es la tasa de energía consumida y se mide en Joules por segundo (Watts). En láseres existen dos mediciones de potencia para un láser pulsado: la potencia pico y la potencia promedio. La potencia promedio es

simplemente una medida de la tasa promedio a la cual la energía fluye del láser durante un ciclo completo.

Por ejemplo, si un láser produce un solo pulso de medio Joule por segundo, su potencia promedio es 0.5 W. La potencia pico por otro lado es una medida de la tasa a la cual la energía aparece durante el pulso. Si el mismo láser produce el medio Joule de salida en un pulso de una duración de un micro segundo, entonces la potencia pico es de 500 000 W ( $0.5 \text{ J}/1 \times 10^{-6} \text{ s} = 500 \text{ 000 J/s}$ ).

La frecuencia de repetición del pulso es una medida del número de pulsos que el láser emite por segundo. El periodo de un láser pulsado es la cantidad de tiempo desde el inicio de un pulso hasta el inicio del siguiente y es el recíproco de la frecuencia de repetición. El ciclo de trabajo de un láser es la fracción de tiempo que el láser está produciendo una salida, la duración del pulso dividida entre el periodo.

$$\text{Energía del pulso} = \frac{\text{Potencia de salida}}{\text{Frecuencia de repetición}}$$

En este caso la potencia promedio es igual a la energía del pulso dividida por el periodo o bien multiplicada por la frecuencia de repetición, así

$$\text{Potencia promedio} = \frac{\text{Energía del pulso}}{\text{periodo}}$$

Por otro lado, la potencia pico es igual a la energía del pulso dividida entre la duración del pulso, así

$$Potencia\ pico = \frac{Energía\ del\ pulso}{Duración\ del\ pulso}$$

La potencia pico es cinco millones de veces más grande que la potencia promedio. Lo que significa que, si se toma un láser de onda continua con un 1W de salida y se compacta esa energía, es decir se comprime esa energía en 10 pulsos con una duración cada uno de 20 ns, se pueden crear 5 MW de potencia de láser. No se ha agregado ninguna energía después de todo, sólo se ha compactado la energía que de por sí estaba ahí. Y entonces hay muchas cosas que se pueden hacer con 5 MW que no se pueden realizar con 1 W. Este es el motivo por qué se hacen láseres pulsados [8].

# Capítulo 3 Resultados Experimentales del láser propuesto de fibra dopada con Er/Yb

## 3.1 Introducción

Los láseres de fibra de amarre de modos pasivos para generar pulsos versátiles, cortos y altamente energéticos han sido demasiado relevantes en el desarrollo científico en los últimos años debido a su extensa aplicación en la industria, telecomunicaciones y hasta aplicaciones médicas.

Los pulsos de onda cuadrada de energía en escalas de tiempo de nanosegundos se han convertido en un tema interesante que exhibe aplicaciones potenciales. Generalmente, los pulsos rectangulares emitidos por láseres de fibra podrían operar en dos regímenes principales, conocidos como resonancia de solitón disipativo (DSR) y pulsos rectangulares similar al ruido (NLP). El fenómeno DSR presenta que el ancho del pulso aumenta linealmente con el aumento de la potencia de bombeo, mientras que su potencia máxima se mantiene constante sin que se rompa el pulso. Por lo tanto, la energía del pulso podría incrementarse mucho en comparación con otros regímenes de operación de solitones.

El campo de investigación que se centra en los láseres de amarre de modos sigue atrayendo mucha atención entre los científicos, lo que da como resultado un revuelo en ésta línea de investigación cada vez que una nueva región de longitud de onda o nuevos componentes y materiales se hacen accesibles para la exploración e investigación.

En este capítulo se presenta la caracterización y los resultados experimentales de un láser de fibra óptica de amarre de modos usando como medio activo una fibra co-dopada con Er/Yb de doble revestimiento. Se demuestra experimentalmente la generación de pulsos rectangulares similares a ruido de alta energía en una cavidad en configuración de figura 9.

El amarre de modos se logró utilizando un espejo de lazo amplificador no lineal NALM como absorbedor saturable, el láser se ensambló con un carrete adicional de fibra SMF-28 dentro del bucle NALM para lograr la dispersión deseada y así garantizar el amarre de modos.

Se emplearon equipos de medición como un osciloscopio, detectores ópticos, analizador de espectro óptico (OSA), un analizador de espectro de radio frecuencia (RF) y un autocorrelador. Con esta instrumentación nos bastó para ver la generación y el tren de los pulsos, el acoplamiento, el amarre de modos, así como la perturbación de los mismos.

### **3.2 Descripción de los componentes del láser propuesto**

#### **Láser FL-FCMSE55-25-976 de la marca FocusLight:**

Parámetros ópticos: Longitud de onda central de emisión 976 nm, Tolerancia de longitud de onda  $\pm 5$  nm. Potencia de salida 25 W. Ancho espectral  $\leq 6$  nm.

**Parámetros de la fibra:** Apertura numérica 0.22 NA. Diámetro del núcleo 105  $\mu\text{m}$ . Longitud de la fibra 1.5 m.

Parámetros eléctricos: AC 110 V a 50 Hz. Corriente de operación  $\leq 10.5$  A.  
Voltaje de operación  $\leq 6$  V. Temperatura de operación 15~30 °C.

### **Fibra codopada con Er/Yb DCF-EY 10/128**

Absorción del núcleo por iones Er/Yb 60-110 dB/m. Absorción del recubrimiento por iones Er/Yb 1.5-2.5 dB/m. Diámetro del núcleo 10  $\mu\text{m}$ . Diámetro del revestimiento 125  $\mu\text{m}$ . Apertura numérica 0.22.

### **Combinador de bombeo**

Longitud de onda de operación 1550 nm. Tipo (2+1)x 1.

### **Acoplador óptico**

Longitud de onda de funcionamiento 1262-1670 nm. Relación de acoplamiento 50/50. Pérdida de inserción 3.6 dB @ 1400 nm

### **Fibra estándar SMF-28**

Longitud: 130 m. Diámetro del núcleo: 10  $\mu\text{m}$ . Diámetro del revestimiento 125  $\mu\text{m}$ . Apertura numérica: 0.14 en el núcleo.

### **Osciloscopio**

Marca Tektronix Modelo DP0 4104B. Ancho de banda 1 GHz. 4 canales. Velocidad de muestreo 5 Gb/s. Longitud de registro 20 Mp.

### **Analizador de espectro óptico (OSA)**

Yokogawa AQ6375. Rango de operación 1200-2400 nm.

### **Analizador de espectros de radio frecuencias (RF)**

Keysight (N9344C, Handheld spectrum analyzer)

### **Autocorrelador**

Marca femtochrome research, modelo FR-103XL

## **3.3 Caracterización de la fuente de bombeo**

La fuente de bombeo es un láser FL-FCMSE55-25-976 de la marca FocusLight el cual ya cuenta con una salida de fibra pasiva de doble revestimiento.

Para lograr la caracterización se hicieron dos tipos de medición, en la primera se tomó lectura a la salida de la fibra pasiva y en la segunda se tomó la lectura después de pasar por el combinador de bombeo empalmado a la fibra del láser como lo muestra la Fig. (3.2).

Para caracterizar el láser de bombeo se fue variando la corriente de entrada desde cero hasta los 10 amperes que son los que soporta la fuente láser de una manera correcta, el aumento de la corriente fue aumentando gradualmente cada 0.1 amperes hasta llegar a la corriente límite, no se llegó al límite para evitar daños a los componentes empleados en el experimento. Para obtener las mediciones del comportamiento del láser, se enfocó la salida de la fibra a un sensor térmico de la marca Thorlabs cuya lectura se puede obtener en la pantalla del medidor de potencia de la misma marca.

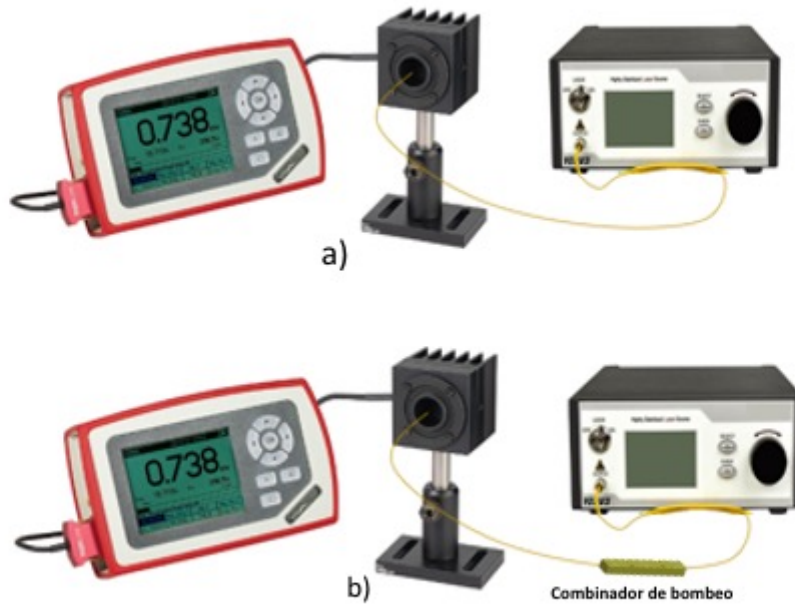


Figura 3.1 Diagrama de medición para la caracterización de la fuente de bombeo. a) sin combinador de bombeo b) con combinador de bombeo.

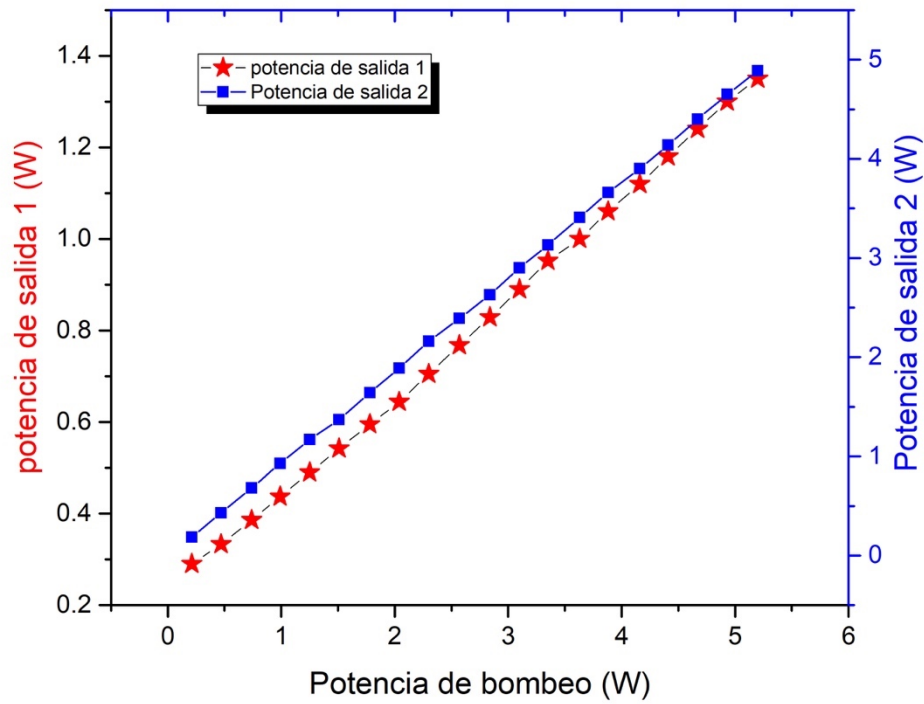


Figura 3.2 Caracterización de la fuente de bombeo.

El resultado de la caracterización de la fuente de bombeo se muestra en la Fig. (3.2), donde se puede observar una dependencia lineal de la corriente y la potencia de salida. La línea roja de estrellas son las mediciones tomadas con el combinador de bombeo, en la gráfica está etiquetado como potencia de salida 1, la línea azul de cuadros corresponde a mediciones tomadas a la salida del combinador de bombeo, estos datos están etiquetados como potencia de salida 2. Los resultados nos garantizan un acoplamiento eficiente pues no existe discrepancia notoria entre las dos gráficas, la poca diferencia entre las gráficas se debe a la calidad del acoplamiento.

### **3.4 Arreglo experimental**

El arreglo experimental se muestra en la Fig. (3.3), en esta configuración se propone la construcción de un láser de fibra óptica dopada con Erblio e Iterbio en forma de figura 9 (F9) con una longitud total de 146.45 m.

La configuración consta de dos partes importantes, la primera es la parte del absorbedor saturable NALM que es el lazo principal y un segundo lazo donde se encuentra la rejilla de Bragg sintonizable que sirve como espejo de la cavidad.

La parte principal de la cavidad del láser es un lazo bidireccional que proporciona amplificación por medio de la fibra de doble revestimiento dopada con Er/Yb, esta fibra es bombeada por una fuente láser de 976 nm, la fuente de bombeo esta empalmada a la fibra mediante un combinador de bombeo de alta potencia, para lograr dicho empalme las características tanto

de la fibra del láser, la fibra dopada y del combinador deben ser similares con la finalidad de hacer un empalme exitoso. En nuestro experimento el combinador empleado es del tipo  $(2+1)\times 1$ , es decir; dos entradas de bombeo para una potencia máxima de 50W, con una salida para la fibra dopada y otra para la salida de la señal.

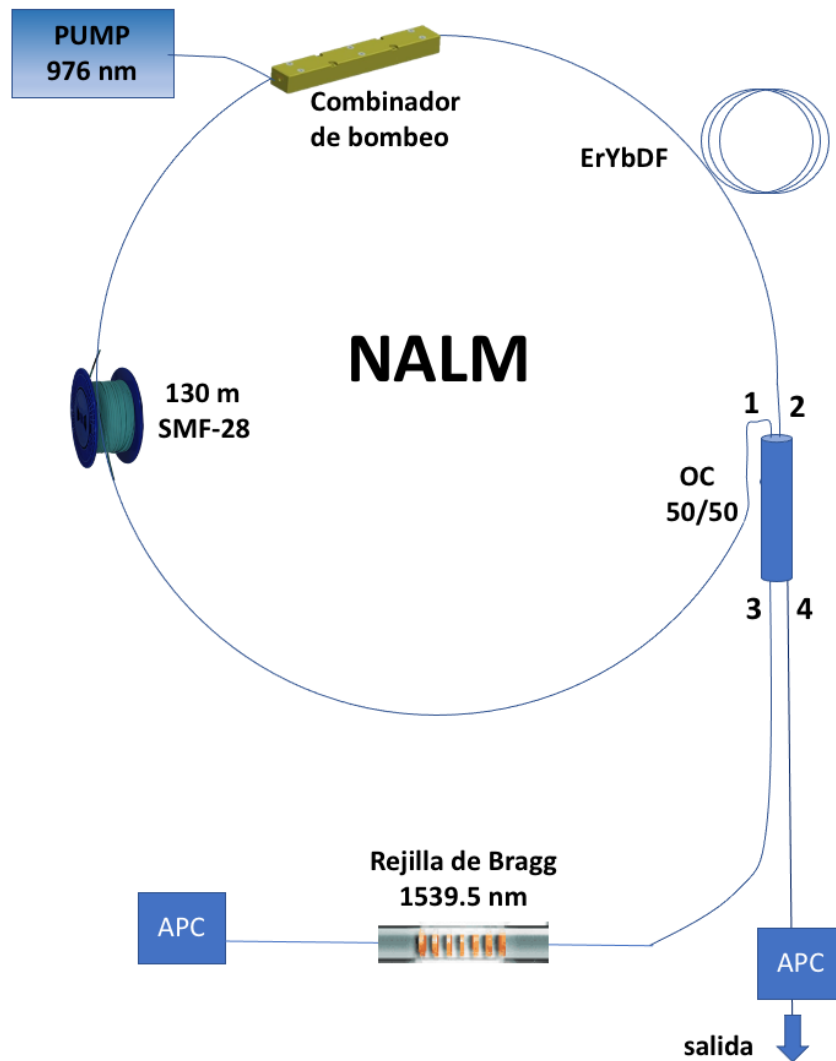


Figura 3.3 Arreglo experimental del láser propuesto.

Dentro del NALM tenemos un carrete de fibra óptica estándar SMF-28 de 130 m de baja pérdida y por lo tanto poca atenuación, un extremo de la fibra está entrando al combinador de bombeo para la retroalimentación y el otro extremo al acoplador óptico por el puerto 1.

El acoplador óptico combina y divide la señal del láser en partes iguales, por los puertos 1 y 2 entra y se combina la señal que viene de la fibra dopada y de la fibra estándar, por el puerto 3 se envía la señal a la rejilla de Bragg de fibra óptica de 1538.8 nm que funciona como un filtro de longitud de onda y espejo de la cavidad.

La luz que pasa la rejilla de Bragg llega hasta un conector APC con ángulo, lo que hace el conector es enviar la luz que viene del núcleo al recubrimiento de la fibra y de esta manera evitar las reflexiones de Fresnel. Por el puerto 3 entra la señal seleccionada por la rejilla de Bragg para continuar su recorrido por el NALM.

Finalmente, por el puerto 4 se toma la señal para hacer las mediciones correspondientes, esta salida también cuenta con un conector APC que evita las reflexiones y de esta manera tener señales limpias. La señal de salida se midió con el analizador de espectro óptico (OSA).

Los pulsos se midieron con un detector y se observaron en el osciloscopio para distintas potencias de bombeo, analizando un solo pulso o el tren de pulsos completo, el espectro de radio frecuencia también se midió con un detector óptico y se observó con el analizador de espectro de radio frecuencias (RF).

Para observar las características de los pulsos ultracortos usamos el autocorrelador que nos permite tomar mediciones en escalas de hasta femtosegundos (fs).

En la configuración propuesta en la Fig. (3.3), la funcionalidad bidireccional se logra reflejando el pulso que sale del bucle NALM del puerto 3 a través de un espejo de bucle simple, esto asegura que se logre una retroalimentación positiva en el resonador, al mismo tiempo que permite que toda la potencia óptica que sale del puerto 4 sea completamente reciclada y utilizada.

El mecanismo de amarre de modos con un NALM no depende del estado de polarización y por lo tanto debería ser menos inestable lo que resulta en un encendido un poco mas eficiente.

### **3.5 Resultados experimentales y discusión**

En esta sección mostramos la caracterización de nuestro láser a diferentes potencias de bombeo, estas mediciones consisten en tomar los trenes de pulsos, potencia de salida, espectro óptico y autocorrelación. Además, incluimos la discusión de la duración del pulso, la energía del pulso y potencia pico, las cuales se estimaron de los resultados obtenidos. En base a estos resultados sabremos identificar si estamos trabajando en el régimen de pulsos de ruido NLP.

Al encender la fuente de bombeo el láser se auto enciende y podemos observar los pulsos en el osciloscopio, la fuente de bombeo se incrementa gradualmente hasta llegar a 5.63 W.

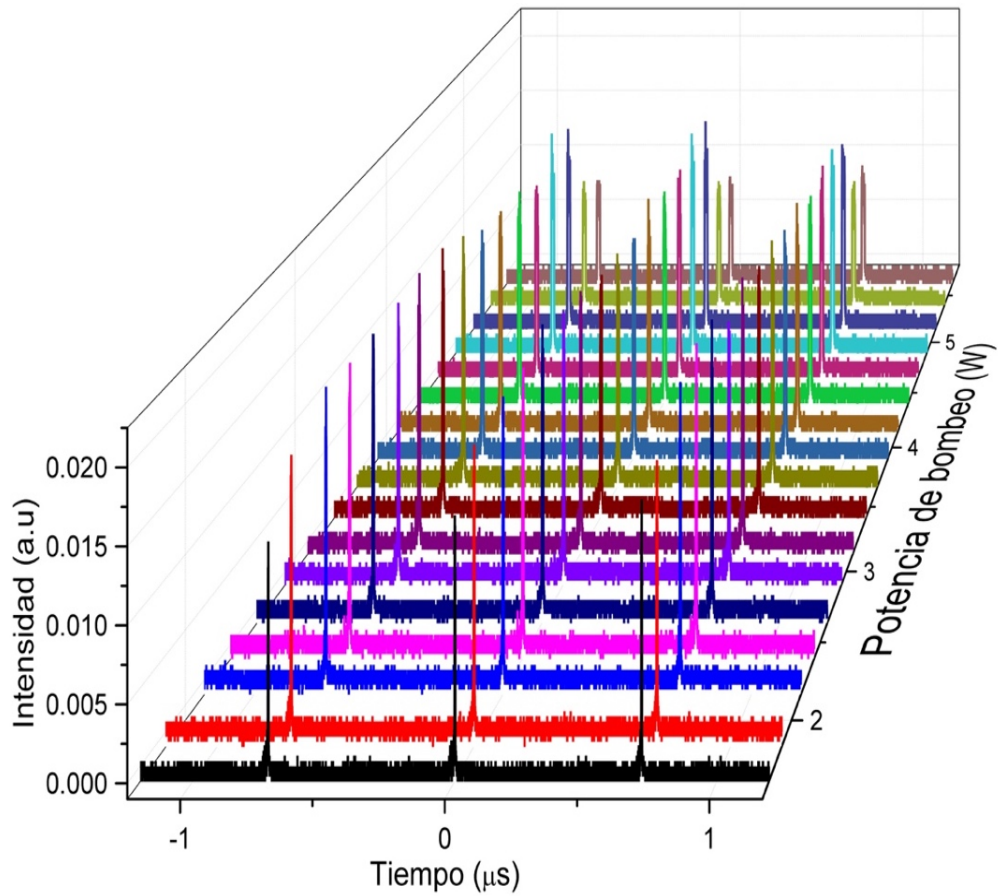


Figura 3.4 Tren de pulsos logrados con el amarre de modos propuesto medidos por el osciloscopio.

El tren de pulsos del láser de amarre de modos se muestra en Fig. (3.4), estas mediciones corresponden a variaciones de potencias de bombeo de 1.64 hasta 5.85 W; como se puede ver, los trenes de pulsos son estables y al incrementar la potencia de bombeo el pulso se ensancha, podremos observar con mas a detalle su comportamiento en las Fig. (3.5, 3.6).

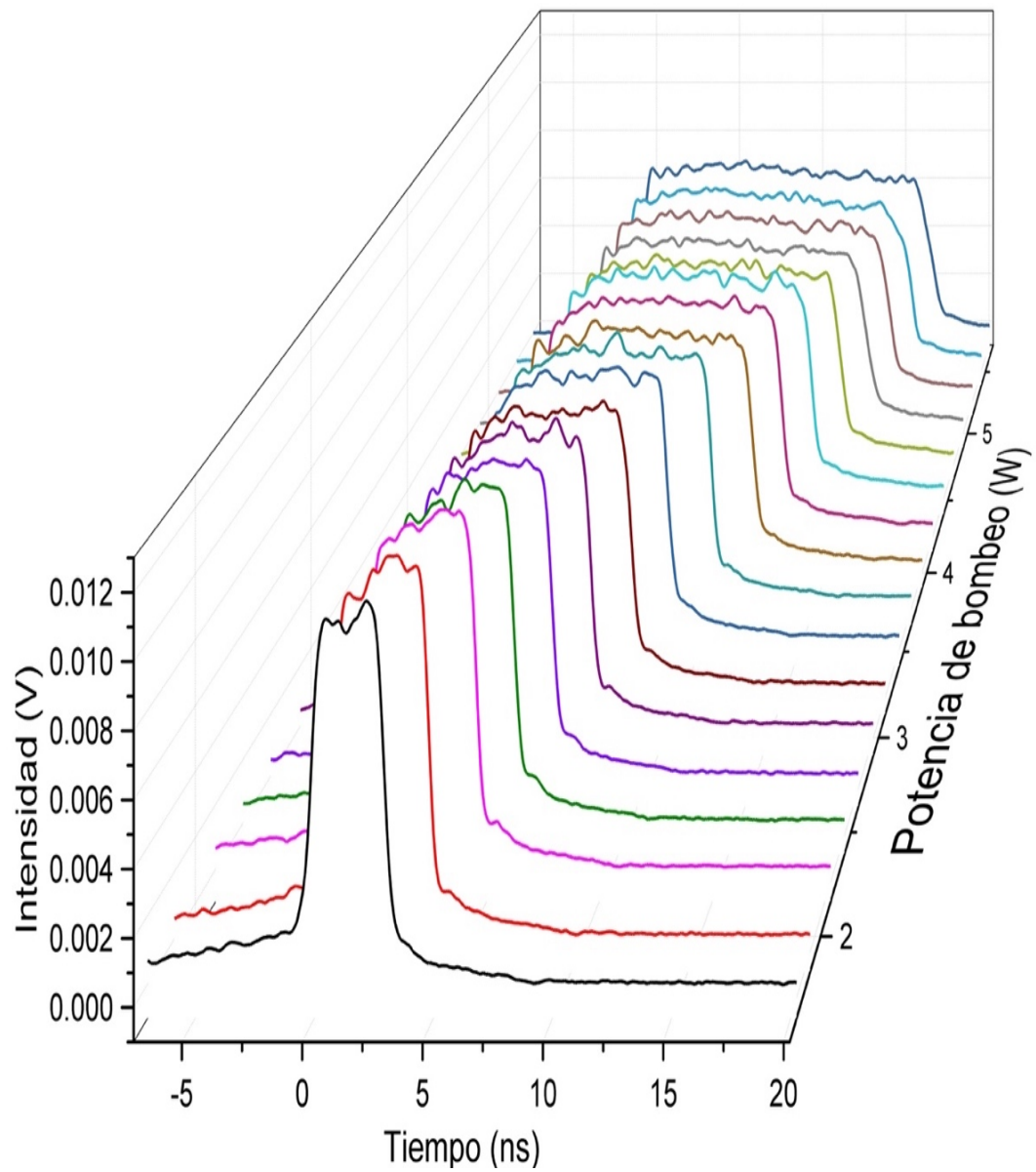
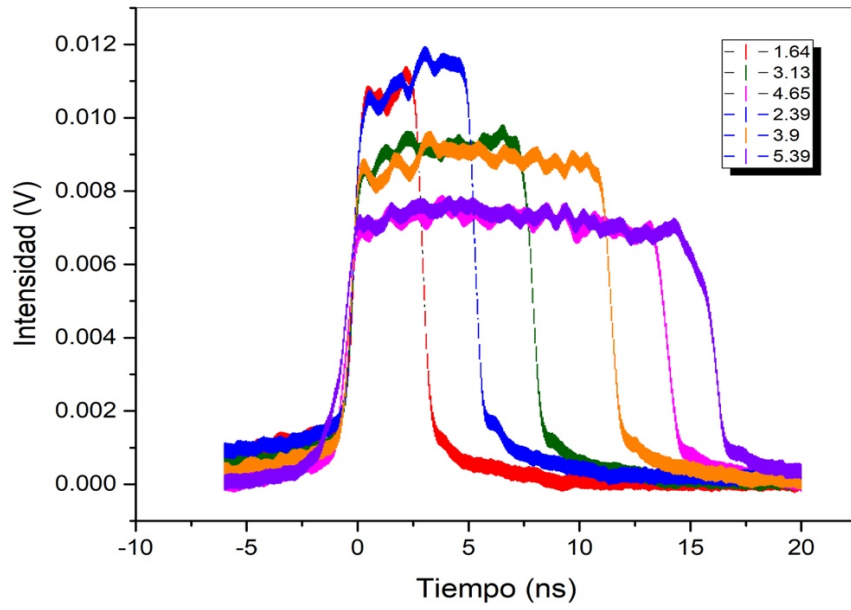
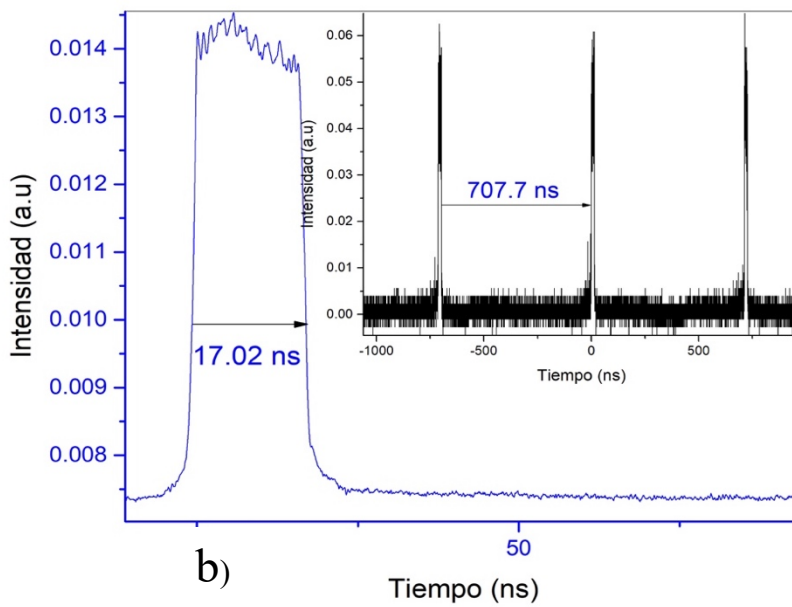


Figura 3.5 Perfil de pulsos a diferentes potencias de bombeo que van desde 1.64 hasta 5.85 W.

Conforme vamos aumentando la potencia de bombeo, el pulso se va ensanchando y su intensidad va decayendo gradualmente, este decaimiento se aprecia mejor en la Fig. (3.6 a) donde se grafica la intensidad del pulso para las potencias de bombeo indicadas en la figura.



a)



b)

Figura 3.6 a) Perfil de un conjunto de pulsos para las potencias de bombeo que se indican. b) Perfil temporal de un solo pulso y en el recuadro se puede ver el tren de pulsos para una potencia de bombeo de 5.89 W

Podemos apreciar que el perfil del pulso tiene una envolvente casi cuadrada que confina una cierta cantidad de pulsos mas estrechos y frecuentes, esta es una seña característica de los pulsos NLP.

Tomando el perfil de pulsos para la máxima potencia de bombeo que es de 5.85 W Fig. (3.6 b), vemos que el intervalo de tiempo entre pulsos es de 707.7 nm lo que corresponde al tiempo que tarda el pulso en hacer un recorrido completo en la cavidad, para este caso en particular el ancho del pulso es de 17.02 nm. Una vez conocido el tiempo de repetición entre pulsos podemos saber su frecuencia de repetición. En el experimento montado tenemos que el láser está trabajando a una frecuencia de 1.413 MHz. Sabiendo la frecuencia de repetición calculamos la energía y la potencia pico del pulso que se presentan en el gráfico siguiente.

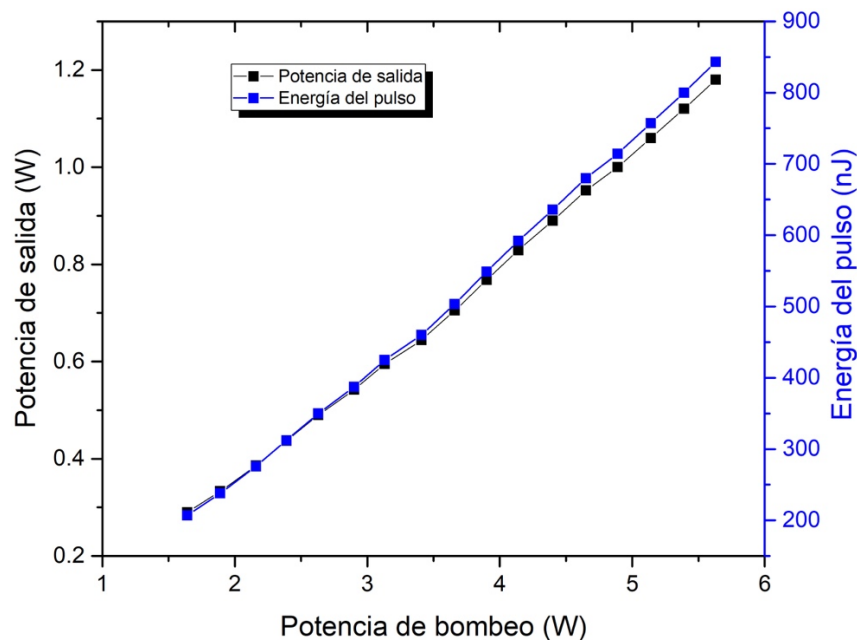


Figura 3.7 Potencia de salida promedio y la energía del pulso se grafican en función de la potencia de bombeo.

En la Fig. (3.7) se presenta el comportamiento de la potencia promedio de salida y la energía del pulso en función de la potencia de bombeo. Al incrementar la potencia de bombeo de 1.62 a 5.63 W, la potencia de salida incrementa de 0.290 a 1.18 W y la energía del pulso pasa de 207.14 a 842.85 nJ, nos damos cuenta que estos parámetros van de la mano, conforme aumentamos la potencia de bombeo la potencia de salida también incrementa y a su vez la energía del pulso, pero ésta crece más rápido hasta llegar a un límite donde el pulso se rompe.

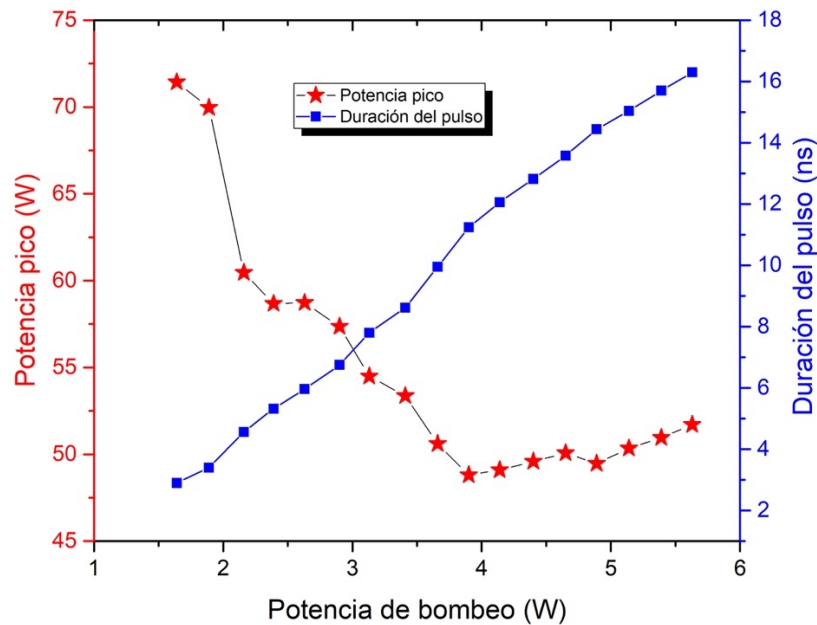


Figura 3.8 La potencia pico y la duración del pulso se grafican en función de la potencia de salida.

En la Fig. (3.8) se grafican la potencia pico y la duración del pulso en función de la potencia de bombeo, como habíamos visto; conforme aumenta la potencia de bombeo el pulso se ensancha y su amplitud decae, pero la energía del pulso aumenta gradualmente casi de manera lineal.

Por otro lado, la potencia pico al principio tiene un valor de 71.4 W y cae bruscamente hasta los 47.7 W con solo aumentar la potencia de bombeo de 1.64 W 3.9 W, a partir de ese momento la potencia pico comienza a aumentar lentamente comparado con la caída repentina que tuvo al principio, pero al llegar a la potencia máxima de bombeo que son los 5.63 W vuelve a sufrir una débil caída de potencia llegando a un valor de 51.7 W

Para seguir reconociendo si nos encontramos ante pulsos NLP tenemos que inspeccionar las medidas tomadas por el analizador de espectros ópticos (OSA) las cuales se representan en la Fig. (3.9) para diferentes potencias de bombeo.

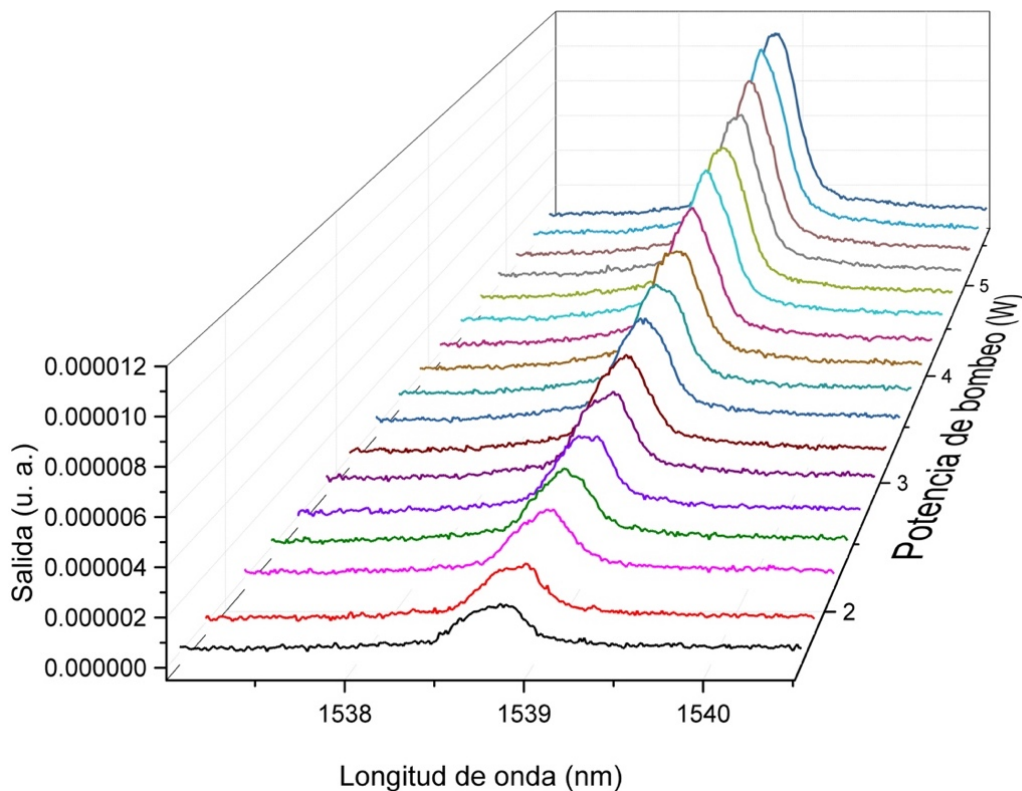


Figura 3.9 Pulsos tomados por el analizador de espectros ópticos (OSA) para distintas potencias de bombeo

Para analizar los espectros se estableció la longitud de onda central en 1538.842 nm con un SPAN de 20 nm.

En la evolución de los pulsos podemos observar una transformación del pulso conforme se va aumentando la potencia de bombeo, al principio el pulso es casi gaussiano pero se va estrechando y su amplitud aumenta considerablemente pero se conserva la longitud de onda central. También notemos que al aumentar la potencia de bombeo no aparecen mas pulsos a las orillas del pulso central. Una visión mas detallada de la transformación del pulso al variar la potencia de bombeo se muestra en la figura 3.10, las potencias graficadas se muestran en el recuadro de colores superior derecho.

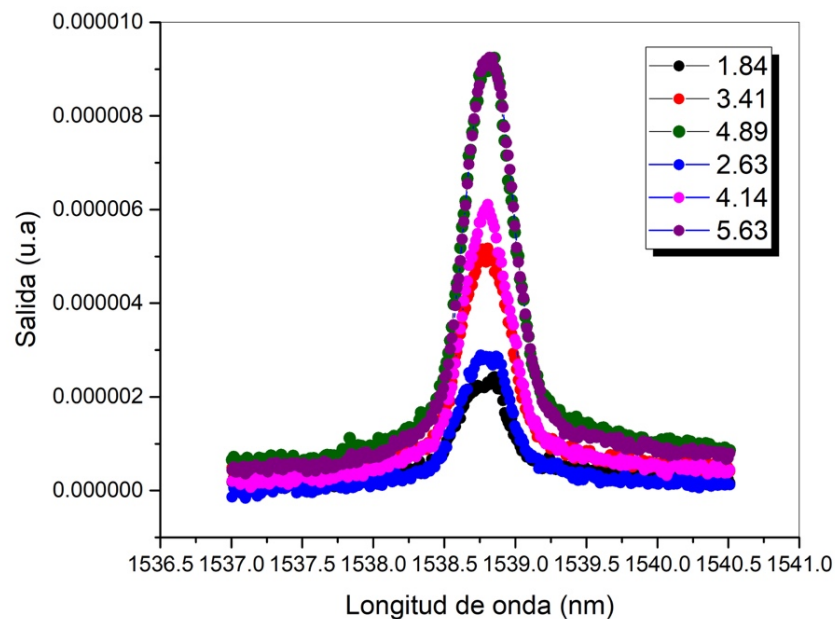


Figura 3.10 Comparación del perfil de pulsos analizados en el (OSA) al variar la potencia de bombeo

La diferencia de amplitudes entre el pulso de mínima y máxima potencia es significativa, notamos que conforme aumenta la potencia de bombeo el pulso

se va estrechando y va aumentando su amplitud, en general los pulsos medidos son anchos y suaves una característica mas de los pulsos NLP. Estas características se mantienen en todo el rango de emisión de la fuente de bombeo sin deterioro notable.

La emisión de nuestro láser también se estudió con un analizador de espectro de radiofrecuencias (RF) donde se tomaron los espectros para las mismas potencias de bombeo que en las mediciones anteriores; como muestra la Fig. (3.11).

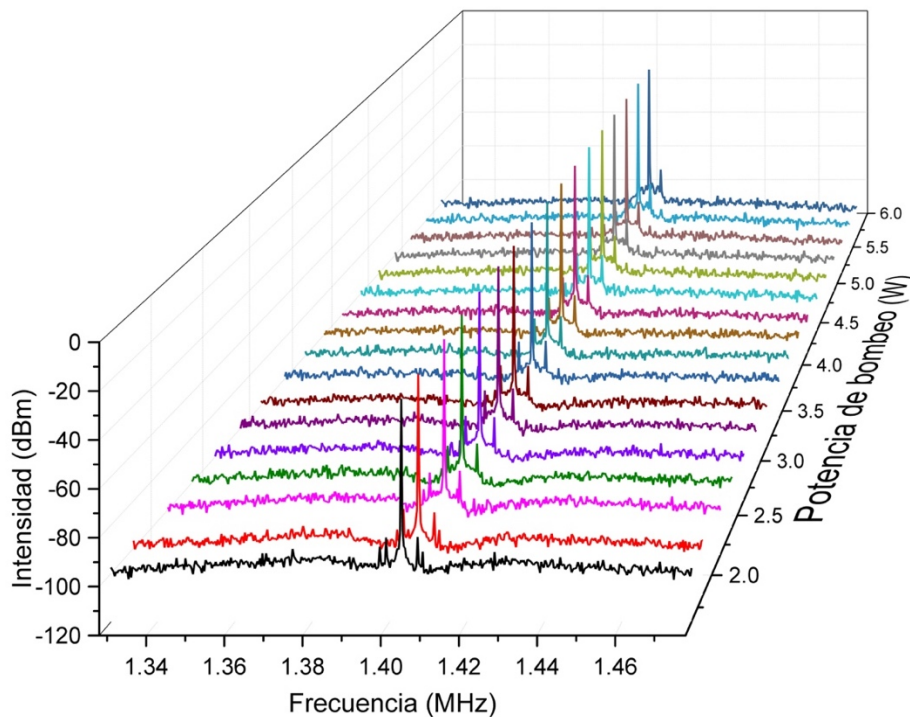


Figura 3.11 Análisis del espectro de radiofrecuencias para distintas potencias de bombeo.

Para tomar las mediciones el analizador se configuró a una frecuencia central o fundamental de 1.4 MHz con un SPAN de 150 kHz y un barrido de 6.35 s. El espectro de salida del RF tiene una tasa de repetición fundamental de 1.413 MHz que coincide bien con la longitud de la cavidad. Cada uno de los

espectros presenta un pico en la frecuencia fundamental, su intensidad permanece constante y nos damos cuenta que al pasar de 1.6 a 5.63 W no existe perturbación aparente.

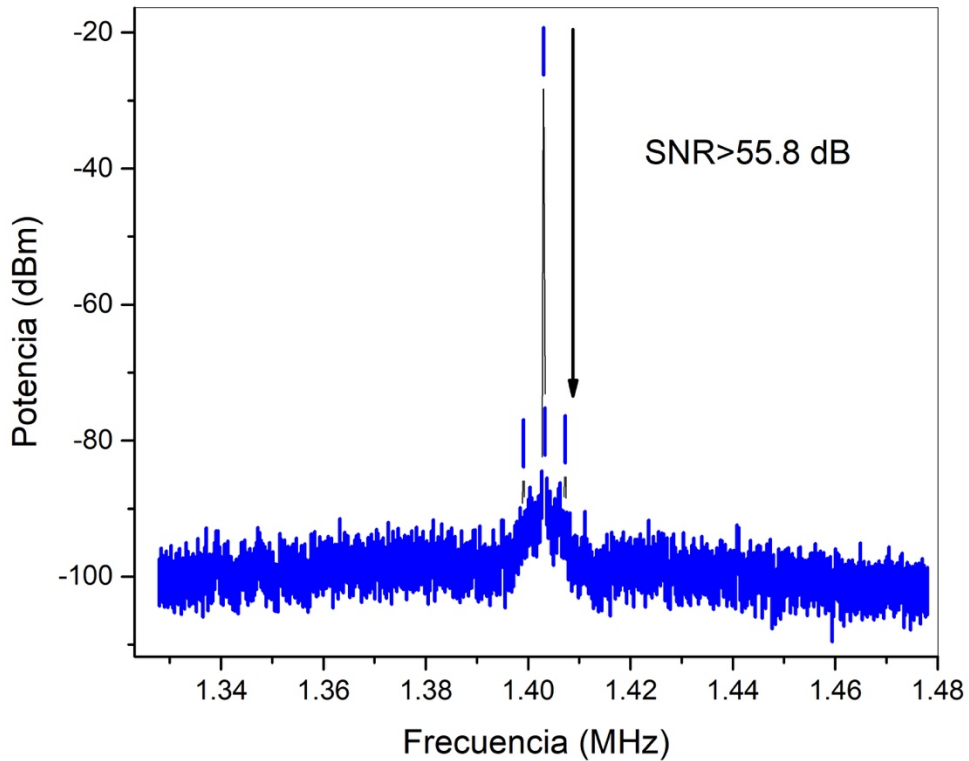


Figura 3.11 Análisis del espectro de radiofrecuencias para la máxima potencia de bombeo.

En la Fig. (3.11) se presenta la traza para el espectro de radiofrecuencias de máxima potencia en ella no se observan mas lóbulos o picos alrededor de la frecuencia fundamental, también nos damos cuenta que la relación señal ruido es superior a los 55.8 dB, esto nos garantiza unas mediciones confiables. Finalmente analizamos las trazas de auto correlación para los pulsos generados con distintas potencias de bombeo.

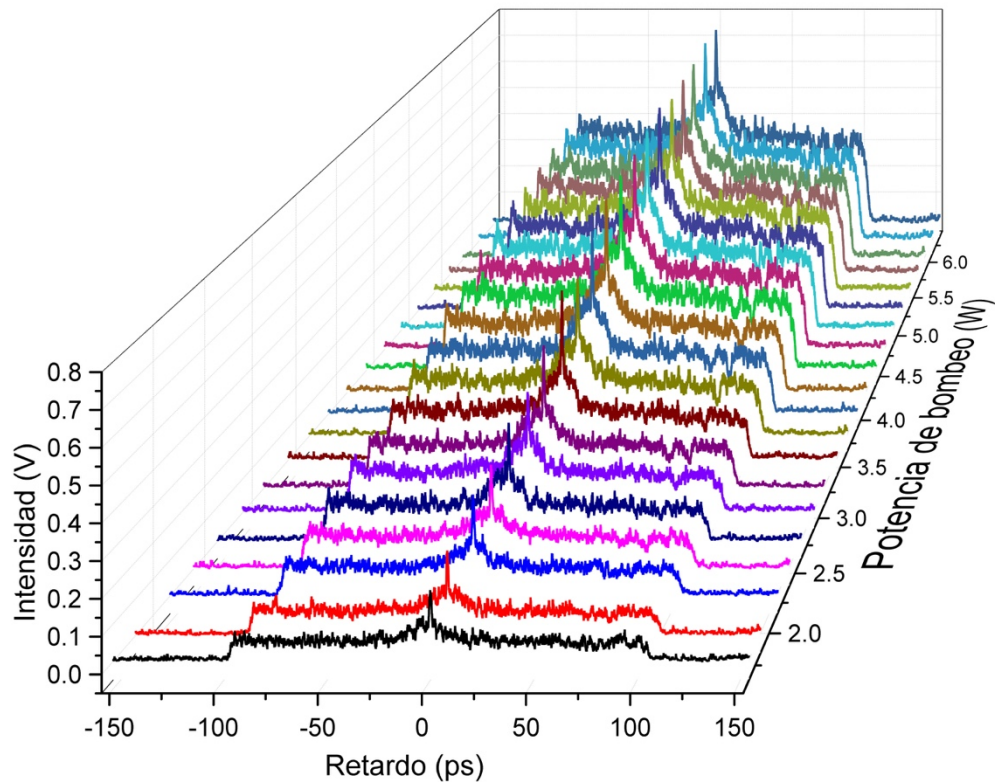


Figura 3.12 Espectros ópticos medidos con el autocorrelador para diferentes potencias de bombeo

La traza de auto correlación de los pulsos de onda cuadrada presenta picos aparentes sobre el pedestal principal lo que nos asegura que estamos trabajando con pulsos similares al ruido (NLP). Los bordes abruptos del pedestal que encontramos en  $\pm 100$  ps corresponden a la definición del autocorrelador, por eso se ve un aumento considerable en la intensidad conforme se va aumentando la potencia de bombeo.

## Capítulo 4 Conclusiones

La finalidad de esta tesis fue la construcción de un láser de fibra óptica en figura 9 teniendo como medio activo iones de Er/Yb para generar pulsos cortos y energéticos mediante la técnica de amarre de modos.

Al observar los pulsos en el osciloscopio observamos una de las características importantes que identifican a los pulsos NLP que es el conjunto de sub pulsos modulados por una envolvente, analizando los pulsos nos damos cuenta que existen varios pulsos dentro de una envolvente casi cuadrada.

Se fueron tomando las mediciones para diferentes potencias de bombeo y se encontró que la envolvente se mantenía. Notamos que la duración del pulso aumentaba a medida que se incrementaba la potencia de bombeo, pero la potencia máxima o potencia pico variaba considerablemente, otra de las características de los pulsos NLP.

Al analizar la duración y la energía del pulso nos dimos cuenta que conforme aumentamos la potencia de bombeo la duración del pulso aumenta casi de manera lineal al igual que la energía del pulso, pero llega a una potencia de bombeo límite donde el pulso se rompe y se manifiestan otras dinámicas que no son el objetivo de esta investigación. Al aumentar la potencia de bombeo la potencia pico empieza a bajar rápidamente hasta cierta potencia de bombeo, de este valor se incrementa lentamente hasta llegar a la potencia de bombeo máxima.

En los espectros que arrojó el OSA el pulso se iba estrechando y su amplitud iba en aumento conforme se aumentaba la potencia de bombeo, no

aparecieron pulsos laterales y el pulso central seguía conservando su forma gaussiana al variar la potencia de bombeo, es decir; seguimos teniendo pulsos suaves que es una característica de la envolvente de los pulsos NLP.

Con el analizador de espectros de radio frecuencias pudimos comprobar que la frecuencia de repetición ronda los 1.4 MHz que coincide plenamente con la longitud de nuestra cavidad láser. La relación de señal ruido es mayor a los 55 dB lo que nos garantiza buenas mediciones, el perfil del pulso se mantuvo para cualquier potencia de bombeo.

Gracias a la correlación de los espectros pudimos comprobar que estábamos trabajando con pulsos NLP porque la traza de autocorrelación presenta un pico sobre el pedestal principal, además la forma del pulso se mantenía al variar la potencia de bombeo, lo que si cambia es su intensidad, pues al aumentar la potencia aumenta la definición del autocorrelador.

En base a todos los análisis podemos concluir que se logró el objetivo de la tesis, pudimos observar claramente el comportamiento de los pulsos de ruido.

Es notoria la calidad de los resultados pues estoy empezando a usar este tipo de instrumentación y por falta de tiempo solo pude obtener pocas medidas aceptables. Tuve bastantes problemas con la calibración de los dispositivos y en particular con el autocorrelador, pero gracias a los consejos y enseñanzas de mis asesores obtuve resultados rescatables. Espero que con el tiempo se logren pulir estos detalles para ofrecer mejores resultados pues pienso seguir trabajando en ésta línea tan apasionante de fibras ópticas.

## Capítulo 5 Referencias

- [1] E. Desurvire, “Erbium Doped Fiber Amplifiers”, Edt. John Wiley and sons in., Chapter 1 y 4 (1994).
- [2] G. P. Agrawal, “Fiber Optics Communications Systems”, Edit. John Wiley and sons, inc., Chapter 2 (1992).
- [3] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics”, John Wiley and Sons, (1991).
- [4] Becker, Olsson, Simpsom, “Erbium Doped Fiber Amplifiers”, Fundametals and Technology, Academic Press.
- [5] Qun Han, Tiegen Liu, Xiaoyin Lü and Kun Ren. “Numerical methods for high-power Er/Yb-codoped fiber amplifiers”. *Opt Quant Electron*, 2199-2212 (2015)
- [6] S. Shimada and H. Ishio. “Optical Amplifiers: Principles and their applications”, Cap. 1. Johh Wiley & Sons, 1994.
- [7] Karasek, M. “Optimum desing of Er<sup>3+</sup> - Yb<sup>3+</sup> codoped fibers for large – signal high – pump – power applications”. *IEEE J. Quantum Electron*. 33(10), 1699 – 1705 (1997).
- [8] Han, Q., Ning, J., Sheng, Z. “Numerical investigation of the ASE and power scaling of cladding - pumped Er – Yb codoped fiber amplifiers”. *IEEE J. Quantum Electron*. 46(11), 1535 – 1541 (2010).
- [9] Koplow, J.P., Kliner, D.A.V., Goldberg, L. “Single – mode operation of a coiled multimode fiber amplifier”. *Opt Lett*. 25(7), 442 – 444 (2000).
- [10] Canat, G., Mollier, J. – C., Bouzinac, J. – P., Williams, G. – M., Cole, B., Goldberg, L., Jaouën, Y., Kulcsar, G. “Dynamics of high – power erbium – ytterbium fiber amplifiers”. *J. Opt. Soc. Am. B* 22(11), 2308 – 2318 (2005).
- [11] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. Secon Edition. s.l. : Wiley-Interscience, 2007.
- [12] C. Jauregui, J. Limpert and A. Tunnermann, “High-power fibre lasers”, *Nature Photonics* 7, 861–867, (2013).
- [13] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson, “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser”, *Opt. Lett*. 18, 1080-1082, (1993).
- [14] A. Gonzalez-Garcia, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, F. Maya-Ordoñez, M. Durán Sánchez, C. Deng, J. W. Haus and P. E. Powers, “High efficiency, actively Q-switched Er/Yb fiber laser”, *Opt. Laser Technol*. 48, 182- 186, (2013).

- [15] Vicente Aboites, "Polarization locking in an isotropic, modelocked soliton Er/Yb fiber laser", *Opt. Express* 1, 12, (1997)
- [16] A controllable noise-like operation regime in a Yb-doped dispersion mapped fiber ring laser. A. K. Zaytsev, C. H. Lin, Y. J. You, F. H. Tsai, C. L. Wang and C. L. Pan. 4, 2013, *Laser Physics Letters*, Vol. 10.
- [17] Ultrashort-pulse fiber ring lasers. L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen. 2, 1997, *Applied Physics B*, Vol. 65, págs. 277-294.
- [18] Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser. L. M. Zhao, D. Y. Tang, J. Wu, X. Q. Fu, and S. C. Wen. 2007, *Optics Express*, Vol. 15, págs. 2145-2150.
- [19] Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers. Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, Sergey Smirnov, Sergey Turitsyn, and Anton Latkin. 23, 2009, *Optics Express*, Vol. 17, págs. 20707-20713.
- [20] Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers. D.V. Churkin, S. Sugavanam, N. Tarasov, S. Khorev, S.V. Smirnov, S.M. Kobtsev, and S.K. Turitsyn. 2014, *Nat. Commun.*, Vol. 6, pág. 7004.
- [21] Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser. M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg. 11, 1997, *Opt.Lett.*, Vol. 22, págs. 799-801.
- [22] Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode-locked fiber ring laser. D. Y. Tang, L. M. Zhao, and B. Zhao. 7, 2005, *Opt. Express*, Vol. 13, págs. 2289-2294.
- [23] Generation of 15-nJ bunched noise-like pulses with 93-nm bandwidth in an erbium-doped fiber ring laser. L. M. Zhao, D. Y. Tang. 4, 2006, *Applied Physics B*, Vol. 83, págs. 553-557.
- [24] Super-Broadband Noise-Like Pulse Erbium-Doped Fiber Ring Laser With a Highly Nonlinear Fiber for Raman Gain Enhancement. Yoonchan, Luis A. Vazquez-Zuniga and Jeong. 17, 2012, *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 24, págs. 1549-1551.

- [25] Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long Raman fiber laser. A. Boucon, B. Barviau, J. Fatome, C. Finot, T. Sylvestre, M. W. Lee, P. Grelu, G. Millot. 2, 2012, *Appl Phys B*, Vol. 106, págs. 283-287.
- [26] High-order harmonic noise-like pulsing of a passively mode-locked double-clad Er/Yb fibre ring laser. O Pottiez, J C Hernández-García, B Ibarra-Escamilla, E A Kuzin, M Durán-Sánchez and A González-García. 11, 2014, *Laser Physics*, Vol. 24, pág. 115103.
- [27] Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching. V.J. Matsas, T.P. Newson, M.N. Zervas. 1-3, 1992, *Optics Communications*, Vol. 92, págs. 61-66.
- [28] On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations. Yoonchan Jeong, Luis Alonso Vazquez-Zuniga, Seungjong Lee, Youngchul Kwon. 6, 2014, *Optical Fiber Technology*, Vol. 20, págs. 575–592.
- [29] Grating sensor array demodulation by use of a passively mode-locked fiber laser. Michael L. Dennis, Martin A. Putnam, Jin U. Kang, Tsung-Ein Tsai, Irl N. Duling III, and E. Joseph Friebele. 17, 1997, *Optics Letters*, Vol. 22, págs. 1362-1364.
- [30] Measuring temperature profiles in high-power optical fiber components. Vladimir Goloborodko, Shay Keren, Amir Rosenthal, Boris Levit, and Moshe Horowitz. 13, 2003, *Applied Optics*, Vol. 42, págs. 2284-2288.
- [31] 87 nm bandwidth noise-like pulse generation from erbium-doped fibre laser. Y. Takushima, K. Yasunaka, Y. Ozeki, and K. Kikuchi. 7, 2005., *Electron. Lett*, Vol. 41, págs. 399–400.
- [32] Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser. J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, and J. M. Estudillo-Ayala. 1, 2012, *Laser Phys.*, Vol. 22, págs. 221–226.
- [33] Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers. Alexey Zaytsev, Chih Hsuan Lin, Yi-Jing You, Chia-Chun Chung, Chi-Luen Wang, and Ci-Ling Pan. 13, 2013, *Optics Express*, Vol. 21, págs. 16056-16062.
- [34] Efficiency of non-linear frequency conversion of double-scale pico- femtosecond pulses of passively mode-locked fiber laser. Sergey V. Smirnov, Sergey M. Kobtsev, and Sergey V. Kukarin. 1, 2014, *Optics Express*, Vol. 22, págs. 1058-1064.
- [35] Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra- cavity fiber. Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, Sergey Smirnov, and Ilya. 17, 2014, *Optics Express*, Vol. 22, págs. 20770-20775.
- [36] Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry. Shay Keren, Erel Brand, Yoav Levi, Boris Levit, and Moshe Horowitz. 2, 2002, *Optics Letters*, Vol. 27, págs. 125-127.

- [37] 83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining. Kivanç Özgören, Bülent Öktem, Sinem Yılmaz, F. Ömer Ilday, and Koray Eken. 18, 2011, *Optics Express*, Vol. 19, págs. 17647-17652.
- [38] High average/peak power linearly polarized all-fiber picosecond MOPA seeded by mode-locked noise-like pulses. H. L. Yu, P. F. Ma, R. M. Tao, X. L. Wang, P Zhou and J. B. Chen. 6, 2015, *Laser Physics Letters*, Vol. 12.
- [39] Soliton and collapse regimes of pulse generation in passively mode locking laser systems. A. I. Chernykh and S. K. Turitsyn. 4, 1995, *Opt. Lett.*, Vol. 20, págs. 398–400.
- [40] Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability. Claude Aguergaray, Antoine Runge, Miro Erkintalo, and Neil G. R. Broderick. 15, 2013, *Optics Letters*, Vol. 38, págs. 2644-2646.
- [41] Spiny solitons and noise-like pulses. W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, and N. Akhmediev. 7, 2015, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 32, págs. 1377–1383.
- [42] Dissipative rogue wave generation in multiple-pulsing mode-locked fiber laser. C Lecaplain, Ph Grelu, J M Soto-Crespo and N Akhmediev. 6, 2013, *JOURNAL OF OPTICS*, Vol. 15, pág. 064005(8pp).
- [43] Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. Antoine F. J. Runge, Claude Aguergaray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo. 21, 2013, *Optics Letters*, Vol. 38, págs. 4327-4330.
- [44] Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal- dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation. Sergey Smirnov, Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, and Aleksey Ivanenko. 24, 2012, *Optics Express*, Vol. 20, págs. 27447-27453.
- [45] Two regimes of widely tuneable noise-like pulses from a figure-eight fiber laser. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-Garcia, A. Gonzalez-Garcia, M. Durán-Sánchez. 2014, *Laser Physics*, Vol. 24, págs. 105104-1-6.
- [46] Generation of broadband noise-like pulse from Yb-doped fiber laser ring cavity. Masayuki Suzuki, Rashid A. Ganeev, Shin Yoneya, and Hiroto Kuroda. 5, 2015, *Optics Letters*, Vol. 40, pág. 804.
- [47] Generation of Multiwavelength Noise-Like Square-Pulses in a Fiber Laser. Liu, Hao. 19, 2014, *Photonics Technology Letters*, Vol. 26, págs. 1990 - 1993.
- [48] Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation. C. Lecaplain and Ph. Grelu. 2014, *Physical Review A*, Vol. 90, pág. 013805(8).

[49] Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. Antoine F. J. Runge, Claude Aguergaray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo. 2, 2014, Optics Letters, Vol. 39, págs. 319-322.

[50] Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber. Ai-Ping Luo, Zhi-Chao Luo, Hao Liu, Xu-Wu Zheng, Qiu-Yi Ning, Nian Zhao, Wei-Cheng Chen, and Wen-Cheng Xu. 8, 2015, Optics Express, Vol. 23, págs. 10421-104