

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS  
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA



*Proyecto Fin de Carrera*

**ESTUDIO Y DESARROLLO DE LÁSERES EN  
FIBRA EN CONFIGURACIÓN EN ANILLO  
PARA SU APLICACIÓN EN SENSORES**  
(Study and Development of Fiber Lasers in  
Ring Configuration for Application in Sensors)

Para acceder al Título de

**INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN**

Autor: Alba María González Real

Junio - 2016

## **INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN**

### **CALIFICACIÓN DEL PROYECTO FIN DE CARRERA**

**Realizado por:** Alba María González Real

**Director del PFC:** María Ángeles Quintela Incera

**Título:** “Estudio y desarrollo de láseres en fibra en configuración en anillo para su aplicación en sensores”

**Title:** “Study and development of fiber lasers in ring configuration for application in sensors”

**Presentado a examen el día:** 29 de Junio de 2016

para acceder al Título de

### **INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN**

Composición del Tribunal:

Presidente (Apellidos, Nombre): Cobo García, Adolfo

Secretario (Apellidos, Nombre): Quintela Incera, María Ángeles

Vocal (Apellidos, Nombre): Mirapeix Serrano, Jesús María

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de: .....

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del PFC  
(Sólo si es distinto del Secretario)

Vº Bº del Subdirector

Proyecto Fin de Carrera N°  
(A asignar por Secretaría)

## **AGRADECIMIENTOS**

A mis padres, Rocío y Óscar, por su infinita paciencia y por no soltarme nunca de la mano, sin importar la distancia y el tiempo.

A Marian, porque no hay otra persona con la que yo hubiera podido acabar este proyecto. Por tu increíble confianza en mí.

A Luis, por su ayuda siempre, para todo. Por tener siempre un hueco para escuchar mis dudas y una paciencia infinita para resolverlas.

A Adri y a Gabi, porque sois los mejores. Por tantos momentos de biblioteca y autobús. Por todo lo que hemos compartido y lo que nos queda.

A Blanca y Marta, por tantos años de evolución y cambios y ahí seguimos, juntas y apoyándonos siempre.

A Kike, por tantos ratos de estudio aprovechados y otros no tanto. Por escuchar desvaríos y estar siempre en mí equipo.

A Diana, por apoyarme incansablemente y entenderme siempre. Porque de las politécnicas no salen princesitas.

A todos mis amigos de Madrid: Rober, David, Javi Gordillo, Javi Mendoza, Javi Diez, Toni, Sara, Eva, Ander, Jaime, Ana, Lola, Víctor, Domi, Tomás, Amalia, Carlos, Isaac, Marta, porque después de cuatro años todos habéis hecho distintas aportaciones para que yo llegue aquí y me habéis hecho el camino más fácil y, sobre todo, mucho más divertido.

A Marce, por centrarme la cabeza y apoyarme incondicionalmente. Por decirme las cosas como son y no como las quiero oír.

A “Los Manolos”, por haber sido parte fundamental de la banda sonora de este proyecto.

## ÍNDICE

<b>Introducción.....</b>	<b>2</b>
<b>1. Estado del arte.....</b>	<b>5</b>
<b>1.1. Introducción.....</b>	<b>5</b>
<b>1.2. Láser: Definición, funcionamiento y características.....</b>	<b>5</b>
<b>1.3. Tipos de láser.....</b>	<b>10</b>
1. Láseres de gas.....	10
2. Láseres de estado sólido.....	11
3. Láseres de semiconductor.....	13
4. Otros láseres.....	14
<b>1.4. Láseres en fibra dopada de Erbio.....</b>	<b>15</b>
1.4.1. Consideraciones generales.....	16
1.4.2. Bombeo.....	17
1.4.3. Amplificación.....	18
1.4.4. Resto de elementos del láser en fibra.....	20
<b>2. Estudio teórico y modelado.....</b>	<b>24</b>
<b>2.1. Introducción.....</b>	<b>24</b>
<b>2.2. Modelo analítico del comportamiento de fibras activas.....</b>	<b>24</b>
2.2.1. Expresiones útiles.....	30
2.2.2. Sistema de ecuaciones de un láser de fibra.....	31
2.2.3. Longitud de la fibra.....	35
<b>2.3. Simulación.....</b>	<b>36</b>
<b>3. Instrumentación óptica.....</b>	<b>43</b>
<b>3.1. Introducción.....</b>	<b>43</b>
<b>3.2. Analizador de espectros ópticos de alta resolución (BOSA).....</b>	<b>43</b>
<b>3.3. Analizador de espectros ópticos HP70004.....</b>	<b>45</b>
<b>3.4. Medidor de Potencia HP 8153A.....</b>	<b>46</b>
<b>3.5. Caracterización de la fuente de bombeo.....</b>	<b>47</b>
<b>3.6. Controlador diodo láser 6000 de Newport.....</b>	<b>47</b>
<b>3.7. Atenuador variable 8156A de HP.....</b>	<b>48</b>
<b>3.8. Caracterización de la fibra dopada con Erbio (FDE).....</b>	<b>49</b>
<b>4. Diseño y estudio del montaje experimental.....</b>	<b>52</b>
<b>4.1. Introducción.....</b>	<b>52</b>
<b>4.2. Funcionamiento del montaje inicial.....</b>	<b>52</b>
<b>4.3. Medidas experimentales del montaje inicial.....</b>	<b>53</b>
<b>4.4. Funcionamiento del nuevo montaje experimental.....</b>	<b>56</b>
<b>4.5. Análisis de los resultados experimentales.....</b>	<b>58</b>
<b>4.6. Comparativa de los resultados de los dos montajes.....</b>	<b>63</b>

<b>5. Conclusiones y líneas futuras.</b> .....	<b>68</b>
<b>5.1. Introducción.</b> .....	<b>68</b>
<b>5.2. Conclusiones del trabajo</b> .....	<b>68</b>
<b>5.3. Líneas futuras de trabajo.</b> .....	<b>69</b>
<b>Bibliografía</b> .....	<b>71</b>



# **INTRODUCCIÓN**

## **Introducción.**

Hoy en día existen una gran cantidad de sistemas y componentes ópticos que requieren fuentes de luz con emisión multilínea y comportamiento monomodo, existiendo un amplio abanico de aplicaciones, como por ejemplo, espectroscopía, sensores de fibra, aplicaciones médicas y de telecomunicación. Estos sistemas y componentes ópticos requieren estructuras simples de bajos coste con un ancho de línea estrecho y con alta compatibilidad con otros componentes ópticos.

Los láseres de fibra, y en particular, los láseres de fibra en anillo presentan de manera inherente estas características, por lo que son una alternativa muy prometedora para las fuentes de luz multilínea con comportamiento monomodo. Sin embargo diversas inestabilidades en potencia óptica de salida y en longitud de onda son comunes en estas estructuras. También aparecen generalmente dificultades a la hora de obtener un comportamiento monomodo preciso, por ello diferentes técnicas y elementos son introducidos en la cavidad del láser en anillo. Dichos procedimientos serán explicados a lo largo de todo este proyecto.

Este documento se divide en seis capítulos. El primero trata de un estado del arte sobre la teoría de los láseres, su funcionamiento y las familias de láseres existentes. Por último, se focalizará el estudio es los láseres en fibra de erbio para dar un conocimiento más amplio sobre sus características y posibles aplicaciones.

El capítulo dos tratará el estudio teórico y modelado de un láser en fibra de erbio. Se expondrá todo el desarrollo matemático que implica un láser en fibra y las simulaciones realizadas sobre los parámetros más importantes de estos.

El tercer capítulo describe los elementos ópticos del sistema de medida. Del mismo modo se explica las propiedades principales de la instrumentación óptica del montaje experimental.

El capítulo cuatro expondrá los resultados obtenidos en el laboratorio sobre la configuración de láser en fibra de erbio propuesta para este proyecto. Esta configuración

parte de una anterior a la que se han realizado mejoras para obtener una mejor señal de salida.

En el quinto capítulo se hará una comparativa entre la configuración del láser en fibra de este proyecto y la existente anteriormente de la que parte. De esta manera se busca justificar los elementos introducidos en el circuito para mejorar la señal de salida.

Por último, en el capítulo seis, se recogen las conclusiones más relevantes sobre los resultados obtenidos en el proyecto y se proponen algunas líneas futuras que como consecuencia de este trabajo, quedan abiertas.

# **ESTADO DEL ARTE**

# 1. Estado del arte.

## 1.1. Introducción

Este capítulo se propone, inicialmente, definir que es un láser y explicar su funcionamiento físico, para después, presentar los tipos de láseres disponibles y, de ahí, justificar la elección del láser en fibra sobre todas las clases de láser disponible.

## 1.2. Láser: Definición, funcionamiento y características.

Se define láser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) como el dispositivo que utiliza la emisión estimulada de radiación en un medio apropiado, para generar un haz de luz cuyas características especiales de monocromaticidad, coherencia y direccionalidad se encuentran perfectamente controladas [1].

Para entender esta definición, no se puede desligar de la explicación de las características físicas que la hacen posible. Las fundamentales serían: la emisión estimulada, la inversión de población, el bombeo, los niveles de energía y la cavidad láser.

- **Emisión estimulada:** Un fotón interaccionando con un átomo inicialmente excitado puede provocar que éste pase a su estado fundamental emitiendo un nuevo fotón que se suma al que provocó la transición. Este proceso se caracteriza además porque el fotón emitido por el átomo tiene propiedades idénticas al fotón inicial. Este fenómeno puede derivar en un proceso de avalancha ya que, al aumentar el número de fotones, se estimulará la emisión en otros átomos excitados del medio. Este es el principio de la amplificación de la luz por emisión estimulada.

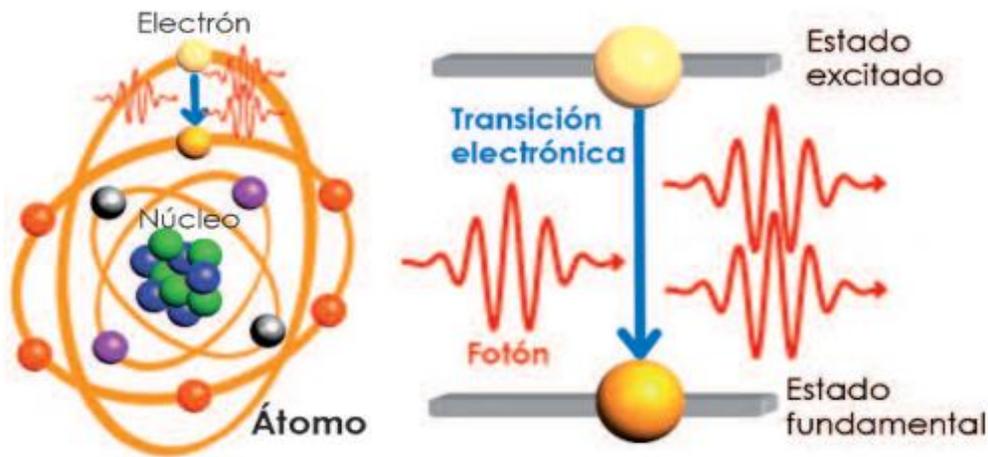


Figura 1.1 Emisión estimulada.

- **Inversión de población:** En general, cualquier medio está compuesto por una combinación de átomos en el estado fundamental y átomos en el estado excitado. Los átomos en el estado fundamental son absorbentes de la radiación mientras que los átomos excitados pueden amplificar luz mediante la emisión estimulada. Debido a que ambos procesos se rigen por la misma constante, el balance global absorción/amplificación depende de la fracción relativa entre el número total de átomos en el estado fundamental y excitado, de manera que para lograr una amplificación neta, este último debe superar al primero. Es esta condición a la que se denomina inversión de población en el medio y la que posibilita el láser. La inversión de población no es una situación normal en la naturaleza, ya que el estado estable y por ello más poblado, es el fundamental.
- **Bombeo:** Mecanismo artificial para producir la inversión de población. Como ya se ha explicado, la inversión de población no es una situación normal de la materia por lo que, por si sola, no se sostiene en el tiempo. A medida que los átomos del material emiten radiación, la fracción de átomos excitados disminuye, por lo que la inversión de población termina por desaparecer. De esta manera, un material amplificador pasará a ser absorbente. Para evitarlo, es necesario un agente externo que excite de nuevo los átomos, de manera que la inversión de población se mantenga en el tiempo.

- **Niveles de energía:** Es habitual que el láser utilice hasta cuatro niveles de energía. La transición electrónica que genera los fotones del láser ocurre entre los niveles de energía intermedia, mientras que el nivel superior e inferior son niveles auxiliares que se utilizan para facilitar la inversión de población. El bombeo se realiza excitando electrones desde el nivel fundamental hasta el nivel superior, desde el que decaen rápidamente al nivel intermedio de mayor energía. Una vez allí, el fotón láser se genera en una nueva transición al nivel intermedio de menor energía. Finalmente, el electrón decae desde este último nivel al nivel fundamental, desde el cual será de nuevo bombeado al nivel superior. La utilidad de los niveles auxiliares es que ofrecen unas transiciones muy rápidas. Por ello, los electrones inicialmente bombeados al nivel superior decaen rápidamente hacia el nivel intermedio de mayor energía. Como la transición láser es lenta, los electrones se acumulan en este nivel. Por otro lado, los electrones que han realizado finalmente la transición láser decaen rápidamente hacia el estado fundamental. Así pues, la inversión de población de la transición láser está asegurada por la acumulación de electrones en el estado intermedio superior y el vaciamiento rápido del estado intermedio inferior.

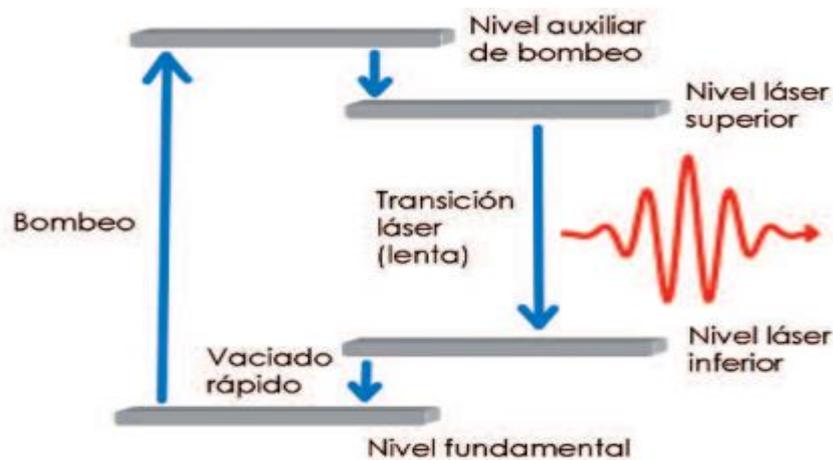


Figura 1.2. Modelo de cuatro niveles de energía.

- **Cavidad láser:** La combinación de un medio activo y un mecanismo de bombeo no es suficiente para producir luz láser. Esto se debe a que, en primer lugar, se desea un control muy estricto de la longitud de onda y, en segundo lugar, se requiere una fuente de luz brillante, es decir, mucho más intensa de lo que se

conseguiría amplificando el campo en una sola pasada a través del medio activo. Ambas condiciones se obtienen colocando el medio activo en el interior de una cavidad cerrada formada por dos espejos enfrentados, siendo uno de los espejos parcialmente reflectante, capturando la mayor parte de la radiación en el interior de la cavidad, pero dejando salir una pequeña fracción que es la que se denomina haz láser. Dentro de la cavidad, el campo electromagnético debe anularse en un espejo perfecto. Esto implica que dentro de la cavidad sólo pueden existir ondas de campo electromagnético que se anulan en las paredes y, por tanto, establece una selección de longitudes de onda. La frecuencia  $f$  de la radiación resonante con la cavidad debe verificar la relación  $f = N \cdot c / 2 \cdot L$ , donde  $N$  es un número entero,  $c$  es la velocidad de la luz y  $L$  es la longitud de la cavidad. Las frecuencias que satisfacen dicha relación, para distintos valores de  $N$ , se conocen como modos longitudinales de la cavidad. Cada modo es lo suficientemente estrecho como para que pueda ser considerado monocromático. Lo habitual es que estén suficientemente juntos como para que entren varios dentro de la curva de ganancia. La cavidad también tiene como efecto la mejora sustancial de la eficiencia de la emisión láser. Si se considera una única pasada de fotones, la capacidad amplificadora del medio activo es pequeña. Los espejos de la cavidad permiten retroalimentar el dispositivo, de forma que la luz amplificada en el medio activo se refleje y vuelva a pasar por este, amplificándose de nuevo. De esta forma, la retroalimentación sólo es posible en aquellos fotones que se propagan alineados en el eje de la cavidad. En caso contrario, la dirección del fotón no es perfectamente perpendicular a los espejos, las sucesivas reflexiones lo desplazarán fuera del eje y acabará siendo absorbido por los límites no espejados de la cavidad, proporcionando a la emisión del láser una dirección muy definida.

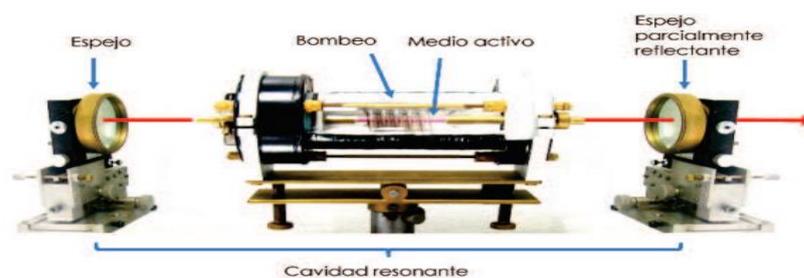


Figura 1.3. Estructura básica de un láser.

Por último, se pasará a definir las propiedades principales de la luz láser que son: coherencia, direccionalidad y monocromaticidad.

- **Coherencia:** Una onda electromagnética es coherente cuando su fase no varía aleatoriamente a través del espacio o a lo largo del tiempo. La coherencia del láser es resultado de la emisión estimulada, en la que cada nuevo fotón es emitido de forma idéntica a los anteriores y por tanto contribuye de igual forma a la fase del campo electromagnético. Esta propiedad explica muchas de las características del láser y es fundamental para muchas aplicaciones.
- **Direccionalidad:** Se trata de una consecuencia directa de la cavidad láser, ya que los fotones que viajan en dirección perpendicular a sus espejos, contribuyen al proceso de amplificación. También es fundamental para muchas aplicaciones en las que interesa concentrar la energía en una zona determinada.
- **Monocromaticidad:** Siendo imposible llegar a un campo monocromático ideal, los láseres emiten en un intervalo de frecuencias lo suficientemente estrecho como para que, en la mayoría de casos, su emisión pueda considerarse perfectamente monocromática. Esto es consecuencia de la emisión estimulada, ya que al ser los fotones iguales, tienen la misma longitud de onda. De cualquier forma, la monocromaticidad no es una propiedad imprescindible en el láser, ya que existen algunos cuyo espectro abarca una banda de longitudes de onda muy grande, condición necesaria para producir pulsos de luz.

### **1.3. Tipos de láser.**

A continuación se clasifican los distintos tipos de láseres existentes. Se han escogido los tipos más representativos y se han organizado en función del medio activo por el cual funcionan, en tres grandes familias: láseres de gas, láseres de estado sólido y láseres de semiconductor [2].

#### **1. Láseres de gas.**

Hay muchos láseres que utilizan como medio activo un gas o una mezcla de gases. Tienen la ventaja de que el volumen del medio activo puede ser grande, a diferencia de los sólidos, limitados por el tamaño de los cristales. Además, los gases suelen ser relativamente baratos y no sufren daños. Otras ventajas son su homogeneidad y la facilidad para refrigerarlos, simplemente por transporte. Los láseres de gas suelen estar compuestos por una mezcla de gases. En los átomos, moléculas o iones de uno de ellos, generalmente a muy baja presión, se produce la inversión de población. El resto de componentes, que suelen ser mayoritarios, participan en el bombeo y la refrigeración del medio.

Los láseres de gas, debido a que sus partículas tienen libertad de movimiento, pueden excitarse de muy diversas maneras. Una de las más habituales es aplicando una descarga eléctrica al gas o mezcla de gases, pero también se puede conseguir inyectando un haz de electrones o iones acelerados.

Dentro de los láseres de gas existen diversos tipos que se enumeran a continuación:

- *Láser de gas neutro*, en los cuales el gas está compuesto de átomos neutros, como es el caso del láser de helio – neón.
- *Láser de gas ionizado*, en el que los átomos de medio activo no están en estado neutro sino que han perdido uno o varios electrones, convirtiéndose en iones cargados positivamente, como el caso del láser de argón.
- *Láser de gas molecular*, en los que el gas está compuesto de moléculas, como es el caso del láser de dióxido de carbono.

- *Láser de excímero*, basado en moléculas excitadas que no son estables en el estado fundamental.
- *Vapor metálico*, en los que el medio activo contiene algún metal calentado hasta estado de vapor, como el caso del láser de vapor de cobre.

Algunos de estos láseres están entre los más utilizados en las aplicaciones científicas e industriales.

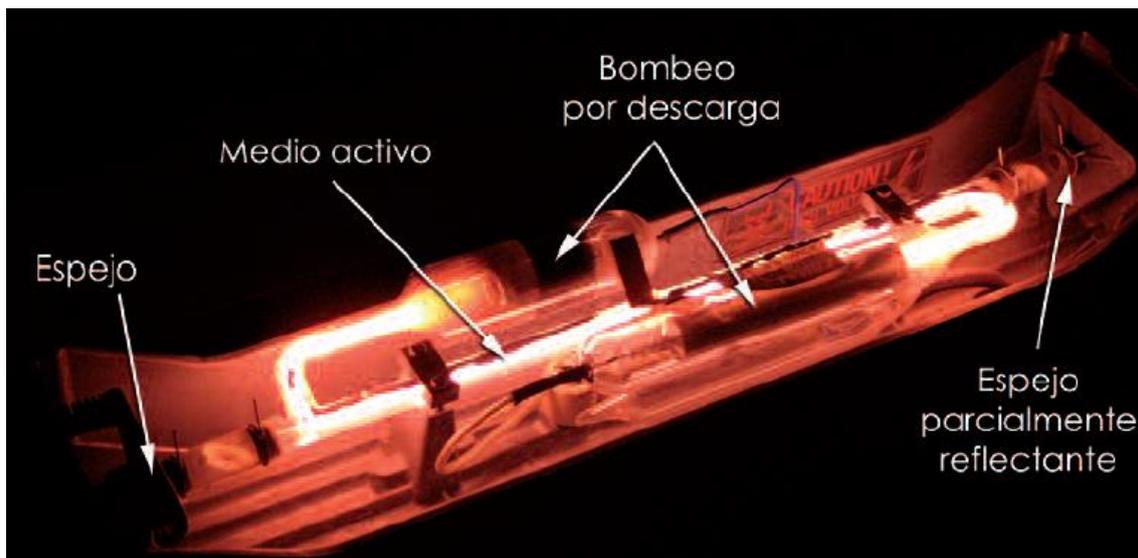


Figura 1.4. Láser de helio-neón.

## 2. Láseres de estado sólido.

Se considera láser de estado sólido a los que tienen como medio activo un material sólido, cristal o vidrio, dopado con una pequeña proporción de iones que emiten la radiación láser. El material base puede tener distintas formas: cilindro, prisma, disco. En estos láseres el bombeo es habitualmente de tipo óptico, con lámpara, LEDs u otro tipo de láser. Los láseres de semiconductor, también sólidos, se consideran en una familia diferente porque su funcionamiento es muy distinto.

Los iones utilizados son los de metales de transición o de tierras raras. Estos elementos tienen niveles de energía internos que permiten transiciones en el rango óptico, siendo relativamente fácil conseguir la inversión de población. El material base, o matriz, suele ser un cristal duro, algún vidrio, o incluso un material cerámico. Las

características fundamentales de la matriz son su transparencia, facilidad de fabricación y buenas propiedades térmicas.

En los láseres de estado sólido los niveles energéticos de los iones entre los que se producen las transiciones están ensanchados debido al efecto de la red cristalina circundante. A veces este ensanchamiento es muy grande y por ello algunos láseres de estado sólido pueden emitir en una amplia banda de longitudes de onda.

Dentro de los láseres de estado sólido, se encuentran los siguientes tipos:

- *Láseres basados en iones de neodimio.*
- *Láseres de rubí.* Su importancia es sobre todo histórica, pues fue el primer láser construido.
- *Láseres vibrónicos.* Son láseres de matriz cristalina con impurezas de metales de transición.
- *Láseres de fibra.*

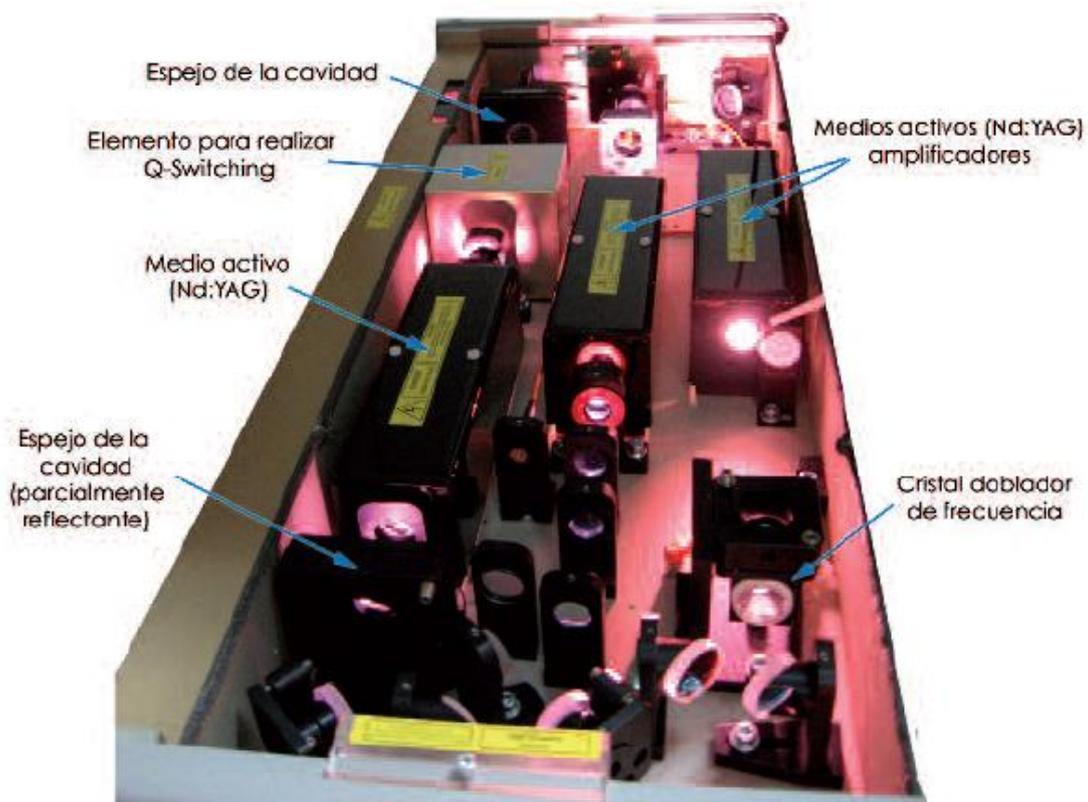


Figura 1.5. Láser de neodimio.

### 3. Láseres de semiconductor.

En los láseres de semiconductor el medio activo lo constituye un material semiconductor o una unión de ellos. Los semiconductores tienen un pequeño número de portadores de corriente libres que pueden moverse a través de la red cristalina cuando se les aplica un campo externo. Las uniones de semiconductores p y n son también la base de los láseres semiconductores.

Los niveles de energía en un semiconductor están ensanchados debido al efecto de los iones de la red cristalina situados muy próximos formando una estructura periódica. Por ello, consisten en distintas bandas de energía. La banda de valencia es la más alta y está ocupada con electrones y la banda de conducción está situada inmediatamente por encima de ésta. Entre estas dos bandas existe un gap en el que no se pueden situar los electrones. En una unión p – n las bandas de energía están desplazadas de forma que los electrones de la parte n no puedan cruzar al p y viceversa. Con la aplicación de un campo eléctrico esa estructura se modifica, cruzando portadores al lado contrario y favoreciendo la recombinación que, en ciertos materiales, se produce emitiendo un fotón. Ese es el mecanismo de inversión de población de un láser semiconductor. La salida de un láser de este tipo puede contener varias frecuencias debido al carácter de banda de los niveles de energía. Sin embargo, al ser la cavidad muy pequeña, esas frecuencias están muy separadas, siendo posible seleccionar una de ellas por varios mecanismos. La longitud de onda de este tipo de láseres, salvo efectos térmicos, está definida por la anchura del gap.

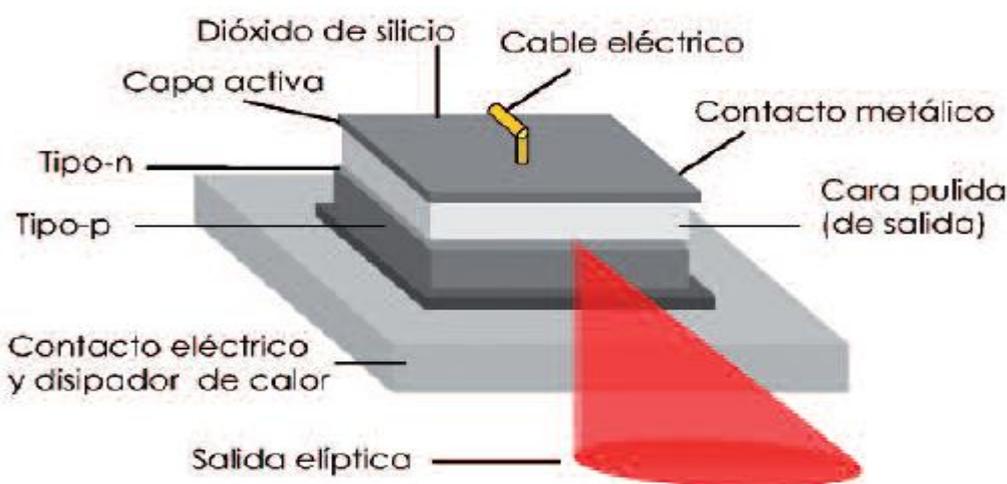


Figura 1.6. Láser de semiconductor.

#### **4. Otros láseres.**

A continuación se expondrán el resto de clases de láser que, si bien no están tan extendidos, han tenido o tienen algún tipo de relevancia:

- *Láseres de colorante:*

En los láseres de colorante clásicos el medio activo es una disolución líquida de compuestos orgánicos colorantes en líquidos como alcohol metílico. Son los únicos láseres líquidos que se han desarrollado hasta pasar al mercado, aunque hoy no se utilizan tanto. Su característica más destacada es la sintonizabilidad en un rango amplio de frecuencias.

- *Láseres de electrones libres:*

Son un tipo de láser muy particular. Su medio activo no es ni sólido, ni líquido, ni gaseoso, sino un haz de electrones a velocidades cercanas a la de la luz que su energía cinética en radiación. No hay por tanto inversión de población, a menos que la entendamos como transiciones entre estados del continuo. La coherencia en la emisión se logra haciendo pasar los electrones por un oscilador de campos magnéticos alternos, de forma que todos emitan en fase.

- *Láseres de rayos X:*

En la búsqueda de láseres de frecuencias cada vez más altas, los rayos X son el límite deseable. Sin embargo, son muy difíciles de construir, aunque sólo sea por la imposibilidad de tener buenos espejos de rayos X.

## 1.4. Láseres en fibra dopada de Erblio.

En esta sección se tratará, detalladamente, de definir y explicar el funcionamiento de los láseres en fibra, haciéndose especial hincapié en los que basan su funcionamiento en la fibra dopada de erbio, ya que son el núcleo fundamental de este proyecto.

Aunque suelen considerarse una familia de láseres independientes, los láseres de fibra son láseres de estado sólido en los que la matriz no es una pieza de cristal o vidrio sino una fibra óptica, habitualmente fabricada con vidrio, y los iones que la dopan son de tierras raras. El bombeo es óptico, con diodos. El pequeño grosor de la fibra, la posibilidad de microestructurarla, o de utilizar cierto tipo de no linealidades ópticas confieren a estos láseres algunas propiedades únicas.

Inicialmente, este tipo de láseres se utilizaban en telecomunicaciones, aprovechando que de este modo podían integrarse los emisores y amplificadores en el propio medio por el que viaja la señal. En los últimos años se ha avanzado mucho en la tecnología de los láseres de fibra y sus aplicaciones son numerosas.

Son láseres muy versátiles, en los que pueden alcanzarse potencias muy elevadas que se transportan de forma muy fácil a través de la propia fibra, con buena capacidad espacial, muy compactos, porque la fibra puede enrollarse, ocupando poco espacio aunque tenga longitudes kilométricas, y fiables.

El esquema fundamental de los láseres en fibra se presenta a continuación, ofreciéndose un esquema de láser en anillo:

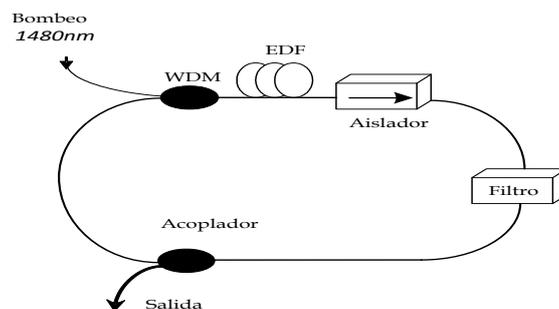


Figura 1.7. Láser en fibra en anillo.

Como se puede ver, este tipo de láser presenta una configuración extremadamente sencilla, en donde el medio activo y el bombeo, copan todo el protagonismo. Es por esto que, a continuación, se expondrán detalladamente los fundamentos del bombeo y la amplificación, después de la introducción de unas breves consideraciones generales.

#### **1.4.1. Consideraciones generales.**

Las tierras raras fueron, desde mediados de los años sesenta, elementos considerados candidatos potenciales para servir como elementos activos en materiales láser. Pero únicamente desde 1986 entraron de manera significativa en la fabricación de dispositivos con un uso generalizado. La razón fue la de su empleo como parte esencial en la fabricación de amplificadores ópticos con fibras dopadas con alguno de estos elementos. De todos ellos ha sido el erbio el que ha adquirido un mayor protagonismo, por su mejor adaptación a las condiciones de la tercera ventana de las comunicaciones ópticas, aunque otras tierras raras también han sido estudiadas para otras condiciones de trabajo [3] [4].

Para la fabricación de los láseres en fibra dopada de erbio se parte de un trozo de una fibra similar a las convencionales a la que se ha añadido a la sílice una pequeña cantidad de impurezas de erbio, no sobrepasando, por lo general, las 1000 partes por millón en peso. La sílice sirve únicamente como material soporte y todo el proceso de la amplificación tiene lugar en los átomos de la impureza introducida.

La razón de la preferencia del erbio sobre el resto de tierras raras se debe a su comportamiento y este, a su vez, se deriva de la configuración de sus niveles electrónicos. El primer nivel excitado, y desde el que las frecuencias de transición se corresponderían con las de la tercera ventana, tiene un tiempo de vida medio de 10 ms, mientras que en los dos inmediatamente superiores es de tan solo 0,001 ms. Este hecho hace que cualquier absorción que se realice en ellos bombee a su vez, a una velocidad muy alta, los electrones que han sido excitados y se acumulen en ese primer nivel. Desde él podrán pasar al fundamental, bien por emisión espontánea o por estimulada, si la situación es favorable para ello. Esta forma de trabajo es propia de un sistema láser de tres niveles.

Los niveles, fundamental y el primer excitado están divididos en un conjunto de niveles mucho más finos, derivados del efecto Stark, y entre los que también se pueden producir transiciones electrónicas. Gracias a este hecho, pueden producirse absorciones, desde la parte inferior del nivel fundamental a la superior del primer nivel excitado y emisiones desde la parte inferior de este último nivel a la superior del fundamental. La primera se realizaría a una longitud de onda de 1450 nm y la segunda lo haría a 1530 nm. Otras intermedias son también posibles.

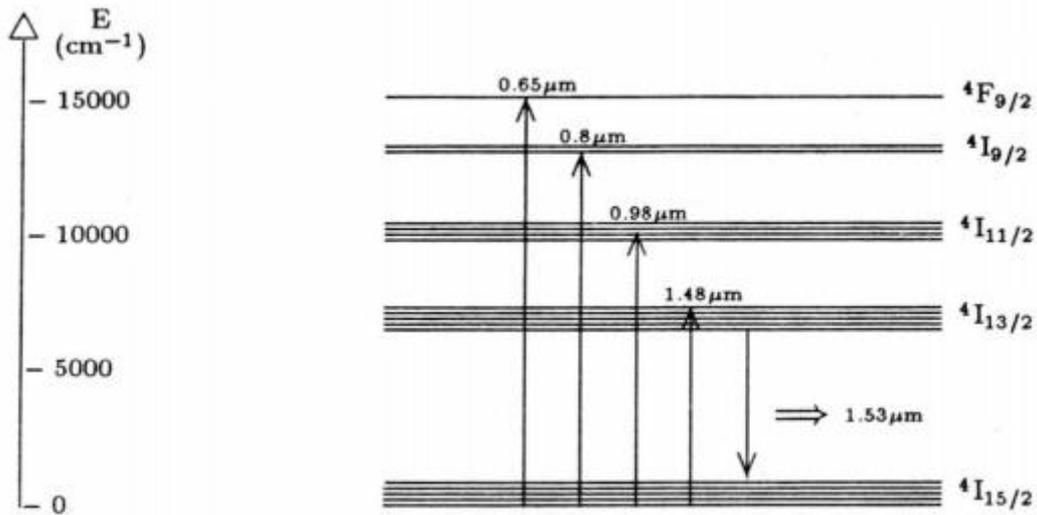


Figura 1.8. Diagrama de niveles del ion  $\text{Er}^{3+}$  [5].

#### 1.4.2. Bombeo.

Las tres posibilidades más importantes de bombeo son a 800 nm, 980 nm y 1480 nm. De ellas, la tercera es la que más frecuentemente aparece en los sistemas actualmente en uso aunque se están desarrollando un gran número en la segunda. Las razones de ello se deben a las diferentes características que tiene la absorción a cada uno de estos niveles, y que se derivan de sus espectros de absorción, de los diferentes ruidos a que pueden dar lugar y a la disponibilidad de las fuentes de bombeo adecuadas. La absorción a 980 nm tiene una mayor eficiencia de bombeo que la de 1480 nm, así como un ruido menor. Por ello, aunque las primeras fuentes utilizadas fueron las de 1480 nm, por su mayor disponibilidad, el camino hacia las de 980 nm es ahora más usual.

La diferencia más significativa de los láseres fibra de erbio, con respecto a los láseres de tres niveles convencionales, es que en una fibra no es posible realizar un

bombeo óptico transversal. La única manera, compatible con la estructura de un sistema de comunicaciones ópticas, es la de efectuar el bombeo de manera longitudinal, introduciendo la radiación de bombeo a lo largo de la fibra, de manera análoga a como se transmite la señal de información. Hay dos posibilidades básicas:

- La radiación de bombeo se introduce a la fibra amplificadora, mediante un acoplador, conjuntamente con la señal de entrada y por ello ambas se propagan en igual sentido a lo largo de la fibra.
- El bombeo se propaga en sentido contrario a la señal que se va a amplificar.
- Bombeo dual, en el que se realiza un doble bombeo con las dos configuraciones anteriores actuando simultáneamente.

### **1.4.3. Amplificación.**

El hecho de que el bombeo del material láser haya de hacerse a través del eje de la fibra hace que la intensidad de la radiación de bombeo vaya disminuyendo, de manera gradual, según avanza por la fibra. Esta variación de intensidad, que en una fibra normal se debe a la atenuación que presenta la misma, en esta ocasión es más intensa porque ahora proporciona la energía necesaria para el bombeo. Este hecho implica una disminución significativa de su intensidad. A una potencia de bombeo fija, el incremento de la longitud de la fibra, a partir de un cierto valor, no supondrá un incremento consecuente de la ganancia; de hecho puede llegar a producirse un decremento en la intensidad de la señal por la fuerte atenuación que tiene la fibra dopada. Resulta así obligado, en el diseño de un amplificador, estudiar de la manera más exacta posible la relación existente entre la longitud del tramo amplificador y la potencia de la radiación de bombeo.

Como la intensidad de bombeo que pasa por el segmento de fibra dopada no es constante, tampoco lo es la posible inversión de población conseguida. En el tramo inicial, con una intensidad de bombeo fuerte, la inversión de población será relativamente alta, consiguiéndose así una emisión estimulada intensa y, por ello, amplificación. Pero esta inversión se irá reduciendo según se va avanzando por la fibra, ya que irá atenuándose la intensidad de bombeo y con ello se reducirá la inversión alcanzada, llegándose a un punto en el que el bombeo puede ya no ser suficiente para

alcanzar inversión. Debido a este hecho, la emisión estimulada desaparecerá y la fibra pasará de ser amplificadora a atenuadora.

Conjuntamente con los anteriores fenómenos se encuentra otro que relaciona el valor de la intensidad de la señal con la del bombeo. Los valores de ambas intensidades no pueden ser considerados de manera independiente. Un bombeo de nivel reducido dará lugar a una inversión de población no muy alta y si la intensidad de la señal es elevada puede ocurrir que no todos los fotones de que está compuesta sean capaces de provocar algún tipo de emisión estimulada. Si por el contrario, el bombeo es fuerte y el nivel de la señal de entrada es reducido, prácticamente todos los fotones serán capaces de dar lugar a emisiones estimuladas. La ganancia no tendrá el mismo valor en ambos casos. De esta condición parecería desprenderse la recomendación de que el bombeo adquiriera el nivel más alto que pueda dársele. Pero esto tampoco es cierto ya que, por las propias características de los átomos de erbio, una radiación progresivamente creciente de bombeo no debe implicar un crecimiento similar de electrones excitados a niveles superiores. A niveles superiores sólo podrán subir tantos electrones como existen en el nivel fundamental y si la mayoría de ellos ya han subido, físicamente será imposible subir electrones adicionales. Así, un aumento del bombeo no surtirá efecto significativo a partir de cierto valor de éste. Cualquier incremento que se haga del bombeo no será aprovechado para originar inversión, al no poder ser absorbido por el material activo. Hay que señalar que éste hecho estará ligado a la longitud que tenga el tramo amplificador.

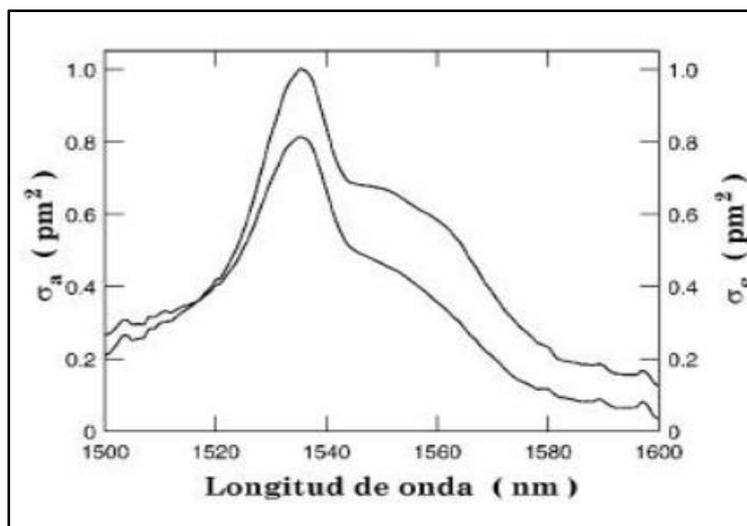


Figura 1.9. Sección transversal de emisión de un EDFA [6].

El último punto que es necesario comentar aquí es el relativo al ruido que puede introducir el amplificador. Los amplificadores ópticos presentan, además de los ruidos convencionales, un nuevo tipo que es característico de ellos. Es el que se denomina ruido por la amplificación de la emisión espontánea o ruido ASE. Una vez bombeado el material, no todos los electrones que se encuentren en un nivel excitado caerán al nivel inferior a través de un proceso de emisión estimulada; algunos de ellos lo harán mediante emisión espontánea y, a su vez, algunos de estos generarán fotones que se desplacen en el sentido de la señal viajando con ella. En su desplazamiento por el tramo dopado pasarán por zonas en las cuales hay inversión de población y podrán dar lugar a nuevas emisiones estimuladas que ya no serán coherentes con la radiación de entrada pero que serán amplificadas. Estas señales no serán señales con contenido de información sino que serán ruido. Dado el conjunto de niveles finos con que cuentan las pseudo – bandas entre las que se producen las absorciones y las emisiones, esta nueva radiación cubrirá un margen de longitudes de onda superior al de la señal de entrada. Además de ellos, al ser amplificada en función del bombeo realizado, sustraerá una parte de la inversión de población obtenida lo que menguará en parte la amplificación de la señal.

#### **1.4.4. Resto de elementos del láser en fibra.**

Como ya se ha explicado en otras secciones del capítulo, para conseguir que se mantenga la amplificación provocada por el erbio, se debe crear un circuito cerrado, de manera que la señal pase una y otra vez por la fibra dopada de erbio. Este circuito cerrado se puede conseguir de dos formas:

- Situando un espejo en cada extremo del láser. Lo que sería un láser en línea.
- Formando un circuito cerrado en el que la salida del láser esté conectado con un WDM al bombeo, haciendo que ambas señales vuelvan al circuito. Creándose un láser en anillo.

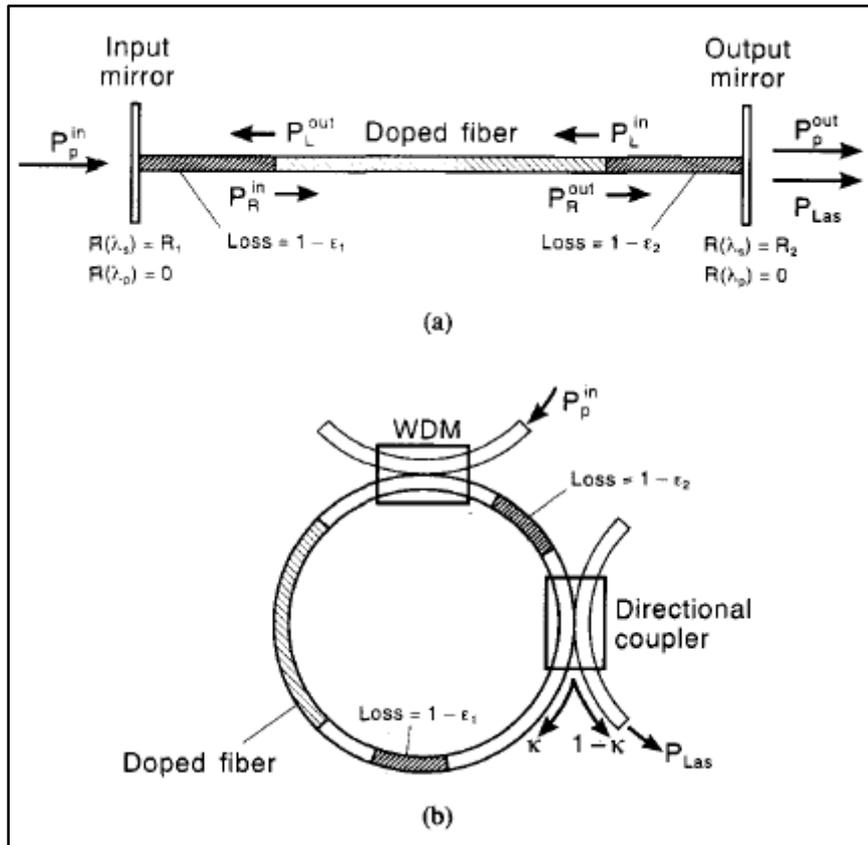


Figura 1.10. Láseres en fibra en línea y en anillo.

Por otra parte, para conseguir una verdadera señal monomodo de salida, se debe recurrir a distintos tipos de filtrado. Estos filtros se deben situar, como es obvio, entre la fibra dopada de erbio y la salida. Los elementos más utilizados para el filtraje son las redes de difracción de Bragg (FBG) que, además, son los utilizados en este proyecto.

Para entender el funcionamiento de estos elementos, se pasa a hacer una breve descripción de ellos:

- **Redes de difracción de Bragg (FBG):**

Físicamente, una red de difracción de Bragg en fibra óptica es una perturbación periódica del índice de refracción a lo largo del eje de la fibra, que se forma por exposición del núcleo de la misma a un patrón de interferencia óptica intenso. Estas redes funcionan como filtros paso banda que reflejan unas longitudes de onda específicas y dejan pasar el resto. Su funcionamiento puede ser explicado a partir de una suma sucesiva de reflexiones coherentes en los saltos de índice de refracción [7].

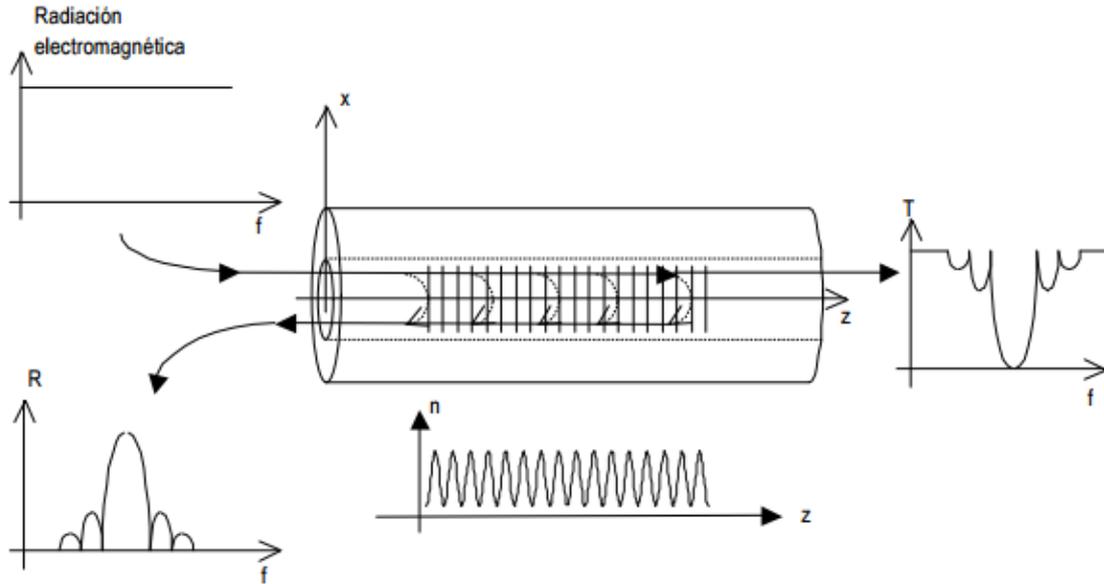


Figura 1.11. Principio de operación de las redes de operación de Bragg.

En este proyecto, además también se utilizarán FBGs con cambio de fase. Este tipo de FBG, funciona en transmisión, en lugar de en reflexión como el FBG clásico y, debido a sus propiedades, se consigue un filtro paso banda mucho más estrecho, siendo el ancho de banda típico de un FBG 0,5 nm y el de un FBG cambio de fase de 0,05 nm.

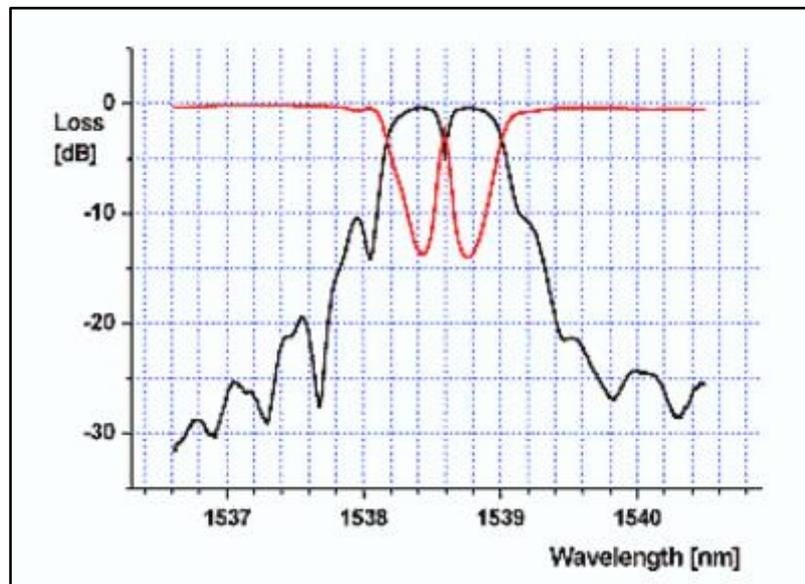


Figura 1.12. Espectro FBG cambio de fase. En rojo en transmisión y en negro en transmisión.

# **ESTUDIO TEÓRICO** **Y MODELADO**

## 2. Estudio teórico y modelado.

### 2.1. Introducción

En este apartado se presenta un modelo analítico para fibras dopadas de tierras raras para el caso de dos y tres niveles de energía.

### 2.2. Modelo analítico del comportamiento de fibras activas.

En el desarrollo del sistema de ecuaciones, se centrará principalmente en los coeficientes de atenuación  $\alpha_p$  (atenuación del bombeo) y  $\alpha_s$  (atenuación de la señal), y en las potencias de saturación de la señal y del bombeo,  $P_s^{IS}$  y  $P_p^{IS}$  [8] [9].

Las ecuaciones están basadas en el diagrama de la Figura 2.1. Los niveles son numerados de una forma particular, que permite así una agrupación de las ecuaciones para que sean usadas por ambos sistemas.

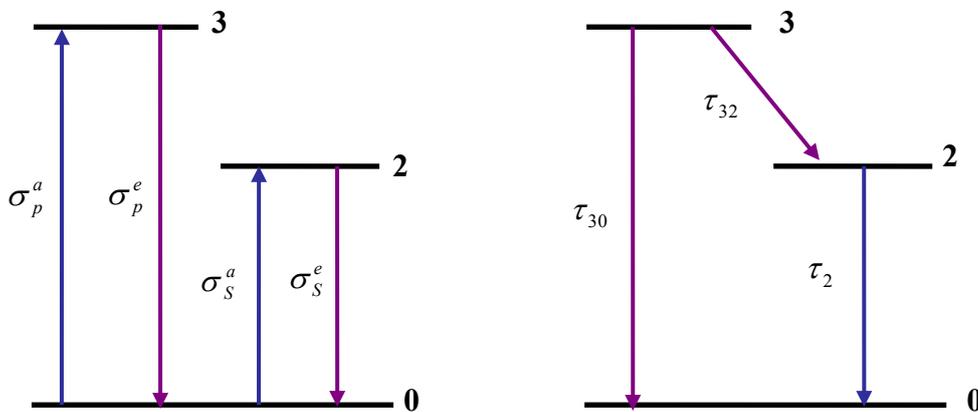


Figura 2.1. Diagrama de niveles de energía: nivel de energía 3.

La fibra está dopada con  $N_i(r, \phi, z, t)$  iones activos por unidad de volumen con  $N_i(r, \phi, z, t)$  iones por unidad de volumen en el nivel  $i^{\text{th}}$  y en la posición  $(r, \phi, z, t)$ . Las ecuaciones están definidas para un único bombeo y para una única señal.

Nombre	Símbolos	Definición
Factor de solapamiento	$\Gamma_t$	$\Gamma_t = 1 - \exp(-2b^2 / w^2)$
Eficiencia de bombeo	$\eta_p$	$\eta_p = \tau_3 / \tau_{32}$
Área efectiva	$A_{eff}$	$A_{eff} = \pi b^2$
$N_1 / N_2 (@ P_s = 0)$	$\beta_{12}$	$\beta_{12} = \tau_1 / \tau_{21} + \tau_{32} \tau_1 / \tau_2 \tau_{31}$ $\beta_{12} = \tau_1 / \tau_{21}$ $\beta_{12} = \tau_1 / \tau_{21} + \tau_1 / \tau_{24}$
$N_1 / N_e (@ P_s = 0)$	$\beta_{1e}$	$\beta_{1e} = \beta_{12} \beta_{2e}$
$N_2 / N_e (@ P_s = 0)$	$\beta_{2e}$	$\beta_{2e} = (1 + \tau_{32} / \tau_2)^{-1}$ $\beta_{2e} = (1 + \tau_{32} / \tau_2 + \tau_1 / \tau_{21} + \tau_1 \tau_{32} / \tau_2 \tau_{31})^{-1}$ $\beta_{2e} = (1 + \tau_1 / \tau_{21})^{-1}$ $\beta_{2e} = (1 + \tau_1 / \tau_{24} + \tau_1 / \tau_{21} + \tau_{45} / \tau_{24} + \tau_{51} / \tau_{24})^{-1}$
$N_3 / N_e (@ P_s = 0)$	$\beta_{3e}$	$\beta_{3e} = (\tau_{32} / \tau_2) \beta_{2e}$
Eficiencia cuántica	$\eta_q$	$\eta_q = \lambda_p / \lambda_s$
Ganancia máxima	$G_{\max}(\lambda_p, \lambda_s)$	$G_{\max}(\lambda_p, \lambda_s) = \exp((\alpha_p / \delta - \alpha_s)L)$
Proporción de potencia saturada	$\delta(\lambda_p, \lambda_s)$	$\delta(\lambda_p, \lambda_s) = P_s^{CS}(\lambda_s) / P_p^{Is}(\lambda_p)$
Reflectividad	$R$	$R^2 = R_1 R_2$
Transmisión de la cavidad efectiva	$\varepsilon$	$\varepsilon = \varepsilon_1 \varepsilon_2$
Transmisión de salida efectiva (Láser lineal&anillo)	$T_{eff}$	$T_{eff} = (1 - \varepsilon_2^2 R_2) + (1 - \varepsilon_1^2 R_1) \varepsilon_2^2 R_2 / (\varepsilon R)$ $T_{eff} = 1 - K \varepsilon$

Tabla 2.1. Definición de constantes.

El sistema de ecuaciones vienen dadas, de manera genérica, por:

$$N_t = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = I_p (N_0 \sigma_p^a - N_3 \sigma_p^e) - \frac{N_3}{\tau_3} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = I_s (N_0 \sigma_s^a + N_1 \sigma_s^a - N_2 \sigma_s^e) - \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (2.3)$$

donde  $\sigma_s^e, \sigma_p^e (\sigma_s^a, \sigma_p^a)$  indican la sección transversal de emisión (absorción) de la señal y del bombeo, respectivamente, y  $\tau_{ij}$  indica el tiempo de caída desde el nivel  $i^{\text{th}}$  hasta el nivel  $j^{\text{th}}$ . Los tiempos netos de caída desde el nivel de bombeo y el nivel metaestable están definidos por  $\tau_3$  y  $\tau_2$ , respectivamente.

Las ecuaciones (2.1.)-(2.3.) pueden ser usadas para nivel de energía 2 y 3 del sistema, siguiendo los siguientes ajustes:

- **Nivel 2:**  $N_1 = N_3 = 0$
- **Nivel 3:**  $N_1 = 0$

La evolución de la potencia para el bombeo y la señal viene dado por:

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = u_p \int (N_3 \sigma_p^e - N_0 \sigma_p^a) I_p dA \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = u_s \int (N_2 \sigma_s^e - N_0 \sigma_s^a) I_s dA \quad (2.5)$$

donde  $u_i$  adquiere el valor +1 para la propagación en la dirección de +z y -1 en la dirección de -z. Se integra sobre el plano transversal extendido hacia el infinito y  $dA = r dr d\phi$  en el sistema de coordenadas cilíndricas.

Estas ecuaciones son dadas en términos difíciles de calcular, tal como, la sección transversal, la concentración de dopantes y la geometría de la fibra. Es mucho más fácil obtener una solución del sistema de ecuaciones (2.4.)-(2.5.) si se define en función de parámetros directamente medibles, tal como, los coeficientes de atenuación y las potencias de saturación.

El coeficiente de absorción viene dado por:

$$\alpha(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \bar{N}_i \sigma_k^a(\lambda_k) \quad (2.6)$$

donde  $\bar{N}_i$  es el promedio de la concentración total de ion sobre la sección transversal de la fibra y  $\Gamma(\lambda_k)$  es el factor de solapamiento. En el caso del factor de solapamiento para fibras de salto de índice, se puede asumir un perfil gaussiano tanto para las señales ópticas que se propagan en la fibra activa como para la señal de bombeo, como se puede ver en la siguiente figura, donde el área de solapamiento aparece sombreada.

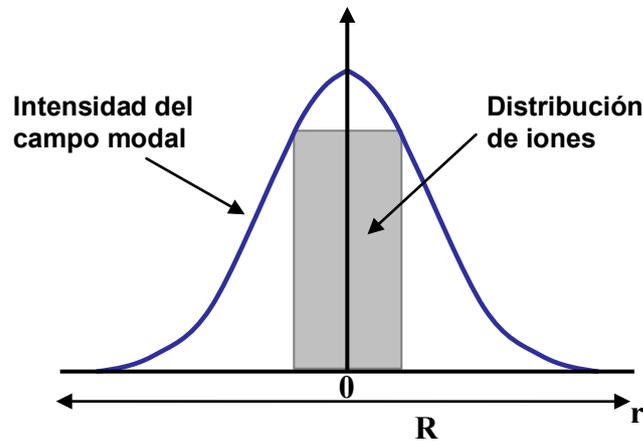


Figura 2.2. Factor de solapamiento.

En este caso los factores de solapamiento de la señal ( $\Gamma_i$ ) con la distribución de iones de  $\text{Er}^{3+}$  se aproxima por la ecuación en la Tabla 2.1., donde  $b$  es el radio del ion de erbio, su valor difiere dependiendo del tipo de FDE empleada.  $w_{s,b}$  es el radio del campo modal, para obtener una expresión aproximada del mismo, se ha utilizado el modelo de Myslinski:

$$w_{s,b} = a \left( 0,761 + \frac{1,237}{V_{s,b}^{1,5}} + \frac{1,429}{V_{s,b}^6} \right) \quad (2.7)$$

donde  $a$  es el radio del núcleo de la fibra,  $V_s$  es la frecuencia normalizada y  $V_b$  es la frecuencia normalizada para la señal de bombeo.

El factor de solapamiento está relacionado inversamente con las secciones transversales de absorción y de emisión. Estas secciones transversales miden la velocidad de transición por unidad de flujo de los fotones. La sección transversal de absorción da idea de qué proporción de la energía incidente es empleada en excitar electrones a niveles superiores. La forma que presenta su curva depende del material que haya servido de soporte a los iones dopantes.

Las potencias de saturación de la Tabla 2.2. son definidas en términos de constantes del material (Tabla 2.1.).  $\beta_{ie}$  es la proporción de iones en el  $i^{\text{th}}$  del nivel excitado para el total de iones excitados:  $N_e = N_i - N_o$ , cuando solo está presente un bombeo débil de luz.

<b>Coeficientes</b>	<b>Nivel 2</b>	<b>Nivel 3</b>
$P_p^{LS}(\lambda_k)$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_p} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{p,k}^a + \sigma_{p,k}^\epsilon}$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_p} \frac{\beta_{2e}}{\eta_p \tau_2} \frac{1}{\sigma_{p,k}^a + \beta_{3e} \sigma_{p,k}^\epsilon}$
$P_p^{CS}(\lambda_k)$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_p} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{p,k}^a + \sigma_{p,k}^\epsilon}$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_p} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{p,k}^a}$
$P_s^{IS}(\lambda_k)$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_s} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{s,k}^a + \sigma_{s,k}^\epsilon}$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_s} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{s,k}^a + \sigma_{s,k}^\epsilon}$
$P_s^{CS}(\lambda_k)$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_s} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_{s,k}^a + \sigma_{s,k}^\epsilon}$	$\frac{A_{eff}}{\Gamma_s} \frac{\beta_{2e}}{\eta_p \tau_2} \frac{1}{\sigma_{s,k}^a + \beta_{2e} \sigma_{s,k}^\epsilon}$

Tabla 2.2. Potencias de Saturación, donde  $P^{IS}$  es la potencia intrínseca de saturación y  $P^{CS}$  es la potencia transversal de saturación.

Sustituyendo la forma integral de la ecuación (2.4.) dentro de la ecuación (2.2.), se obtiene una ecuación para  $N_3$  en términos de  $\partial P_p / \partial z$ . Ahora, si se sustituye la expresión y la integración de la ecuación (2.5.) dentro de la ecuación (2.3.) se consigue

una ecuación para  $N_2$ , en términos de  $\partial P_p / \partial z$  y  $\partial P_s / \partial z$ . Si dichas ecuaciones son sustituidas dentro de las integraciones de las ecuaciones (2.4.) y (2.5.), se obtienen las ecuaciones diferenciales finales para el bombeo y para la señal.

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = u_p P_p \left[ \frac{1}{P_p^{IS}(\lambda)} (-u_p) \frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{P_p^{CS}(\lambda)} (-u_s) \frac{\partial P_s}{\partial z} - \alpha_p \right] \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = u_s P_s \left[ \frac{1}{P_s^{IS}(\lambda)} (-u_s) \frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{P_s^{CS}(\lambda)} (-u_p) \frac{\partial P_p}{\partial z} - \alpha_s \right] \quad (2.9)$$

Resolviendo las ecuaciones (2.8.) y (2.9.) por integración desde  $z=0$  hasta  $z=L$ , se obtiene:

$$P_p^{out} = P_p^{in} \exp \left\{ -\alpha_p L + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_p^{IS}(\lambda)} + \frac{P_s^{in} - P_s^{out}}{P_p^{CS}(\lambda)} \right\} \quad (2.10)$$

$$P_s^{out} = P_s^{in} \exp \left\{ -\alpha_s L + \frac{P_s^{in} - P_s^{out}}{P_s^{IS}(\lambda)} + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_s^{CS}(\lambda)} \right\} \quad (2.11)$$

donde  $P_p^{in}$  y  $P_s^{in}$ , son las potencias de bombeo y de señal a la entrada, y  $P_p^{out}$  y  $P_s^{out}$ , son las potencias totales de bombeo y de señal a la salida. Las potencias intrínsecas de saturación ( $P_i^{IS}$ ) y las potencias transversales de saturación ( $P_i^{CS}$ ) se encuentran definidas en Tabla 2.2.

Las ecuaciones anteriores ((2.10.) – (2.11.)) son las principales ecuaciones para la teoría de amplificación y generación de luz en fibras activas. Esto consigue una ecuación para la potencia de salida para cada bombeo y señal, independientemente de la dirección de la propagación.

Una ventaja de este formalismo es que la potencia de salida del bombeo y de la señal, son expresados en términos de parámetros medibles.  $P_i^{IS}$  y  $\alpha_i$  pueden ser fácilmente cuantificados a partir de diferentes procedimientos experimentales. El conocimiento de las secciones transversales, de la geometría de la fibra y de los tiempos de vida metaestables, no son requeridos.

### 2.2.1. Expresiones útiles.

En esta sección, se muestran algunos parámetros que son útiles en el modelado de las fibras amplificadoras cuando solo hay presente un único bombeo y una señal. Resolviendo las ecuaciones diferenciales para  $P_p(z) > P_s(z)$  se obtiene el coeficiente de ganancia.

$$\gamma(z, \lambda_s) = \frac{1}{P_s} \frac{\partial P_s(z)}{\partial z} = \frac{P_p(z) \alpha_p P_p^{IS}}{P_s^{CS} (P_p^{IS} + P_p(z))} - \alpha_s \quad (2.12)$$

Aunque la potencia de bombeo incremente considerablemente, la ganancia se acerca a la ganancia máxima de la fibra,  $G_{\max} = \exp(\gamma_{\max} L)$ , que viene dada en la Tabla 2.1. en términos de  $\alpha_p$  y  $\alpha_s$ , y de la proporción de la potencia saturada,  $\delta$ , también definida en dicha tabla.

Cuando solo un bombeo y una señal están presentes, una única ecuación de ganancia de la señal puede ser obtenida. Las expresiones son primero obtenidas desde la ecuación (2.11.) para la potencia de bombeo absorbida y la potencia de bombeo de la salida. Sustituyendo éstas en la ecuación de bombeo (2.10.) se obtiene:

$$\begin{aligned} P_p^{in} - P_p^{in} \left( \frac{G}{G_{\max}} \right)^\delta \exp \left\{ P_s^{in} (G-1) \left[ \frac{P_s^{CS}}{P_s^{IS} P_p^{IS}} - \frac{1}{P_p^{CS}} \right] \right\} \\ = P_s^{CS} [\alpha_s L + \ln(G)] + \frac{P_s^{CS}}{P_s^{IS}} P_s^{in} (G-1) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Esta ecuación es reducida para el caso de nivel de energía 2 sustituyendo  $P_p^{CS} = P_p^{IS}$  y  $P_s^{CS} = P_s^{IS}$ .

La potencia de bombeo umbral  $P_p^{th}$  :

$$P_p^{th} = \frac{1}{\frac{\alpha_p}{\alpha_s P_S^{CS}} - \frac{1}{P_P^{IS}}} \quad (2.14)$$

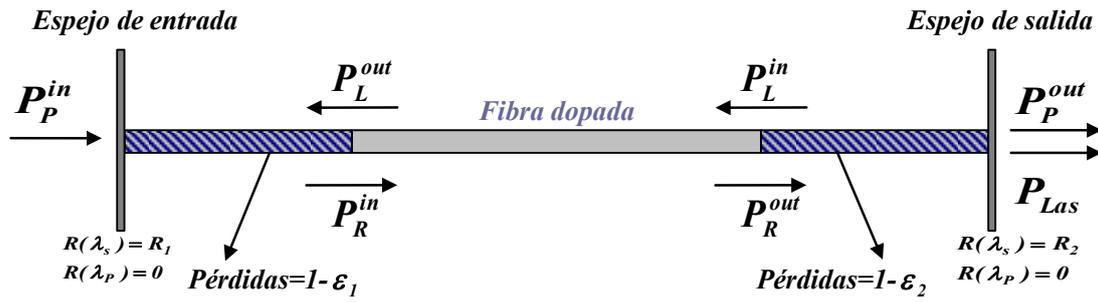
y se define como la potencia de bombeo donde el coeficiente de la ganancia de la señal pequeña se iguala a cero, es decir,  $\gamma(L_{opt}, \lambda_s) = 0$  en la ecuación (2.12.).

### **2.2.2. Sistema de ecuaciones de un láser de fibra.**

Los láseres lineales y en anillos se van a modelar en términos de coeficientes de atenuación y potencias de saturación, a partir de las ecuaciones obtenidas en el anterior apartado. Las ecuaciones de la FDE, (2.10.) y (2.11.), tienen la misma forma para los diferentes sistemas, así que, los modelos de láseres son también sistemas independientes. Los láseres de fibra lineales y de anillo son mostrados en la Figura 2.3. En los láseres lineales se asume que tienen dos señales para la longitud de onda del láser y los láseres en anillo contienen un aislador óptico por lo que tienen un único sentido para la señal. La potencia óptica de salida de los láseres lineales se obtendrá primero y a partir de los cuales se obtendrá la potencia óptica de salida en el láser en anillo.

La potencia de bombeo umbral, la eficiencia y la longitud mínima de la cavidad para los láseres de fibra pueden ser obtenidas. Esto permitirá llevar a cabo un diseño optimizado de los láseres. En los láseres de fibra la potencia óptica de salida se puede obtener a partir de la ecuación de la potencia de señal de salida (2.11.) y de la ecuación de la potencia de bombeo (2.10.) a través de una cavidad ‘round-trip’ y el ajuste de la ganancia del ‘round-trip’ igual a la unidad.

### LÁSER LINEAL



### LÁSER EN ANILLO

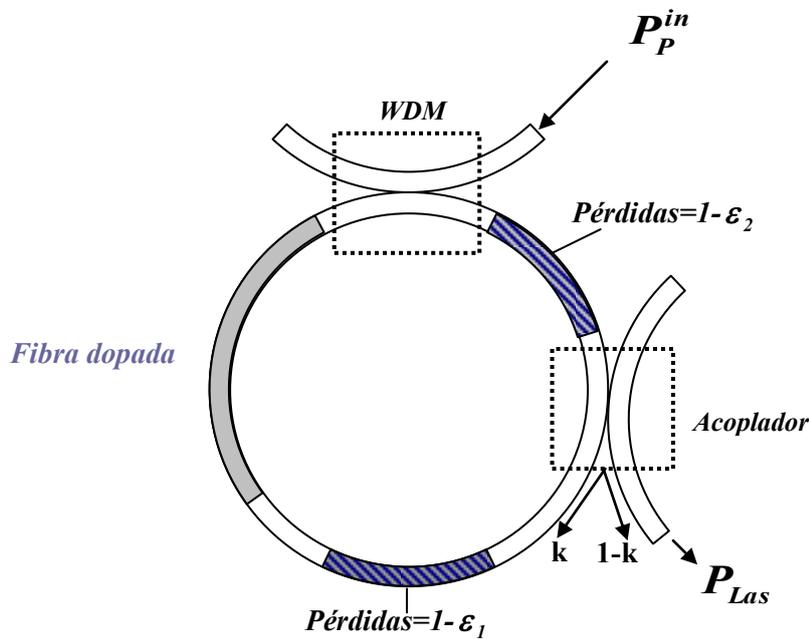


Figura 2.3. Configuración del láser lineal y en anillo.

Para los láseres lineales (Figura 2.3.(a)), el espejo en el lado izquierdo tiene una reflectancia de  $R_1$  y el espejo en el lado derecho tiene una reflectancia de  $R_2$ , para la longitud de onda de oscilación. Ambos espejos son transparentes para la longitud de onda del bombeo, que en este caso es  $1480\text{nm}$ , por lo que el bombeo solo atravesará la fibra una vez. Se define la señal de bombeo en la entrada para la fibra dopada, como  $P_P^{in}$ . Las pérdidas discretas se obtienen a partir de  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_2$  (coeficientes de transmisión). En un punto de la fibra se tiene una señal de bombeo propagándose hacia la derecha

junto con la señal del láser, que es una superposición de la señal propagándose hacia la derecha y hacia la izquierda.

El análisis de un láser en anillo es similar al láser lineal, tan solo hay que sustituir en las ecuaciones  $R$  por el factor de acoplo  $k$ .

La potencia de salida del láser lineal viene dada por la siguiente ecuación:

$$P_{LAS} = (1 - R_2)\varepsilon_2 P_R^{out} \quad (2.15)$$

donde  $P_R^{out}$  es la potencia al final de la fibra dopada en la longitud de onda de oscilación. También se puede decir de una forma más convencional que  $P_{LAS}$  es la potencia que no se refleja, y que viene relacionado con el espejo que es el que produce la reflexión. En la longitud de onda de la señal, la fórmula (2.11.) se aplica para un 'round-trip' de la cavidad del láser, con lo que se obtiene la siguiente ecuación:

$$P_R^{out} = \varepsilon^2 R^2 P_R^{out} \exp \left\{ -2\alpha_S L + \frac{2P_S^{abs}}{P_S^{IS}} + \frac{2P_P^{abs}}{P_S^{CS}} \right\} \quad (2.16)$$

donde  $R$  y  $\varepsilon$  vienen definidas en la Tabla 2.1.

$P_S^{abs}$ , es la potencia de señal absorbida para la longitud de onda de oscilación.

$$\begin{aligned} P_S^{abs} &= (\varepsilon_2^2 R_2 - 1)P_R^{out} + (\varepsilon_1^2 R_1 - 1)P_L^{out} = \\ &= \left[ (\varepsilon_2^2 R_2 - 1) + (\varepsilon_1^2 R_1 - 1)\varepsilon_2^2 R_2 \exp \left\{ -\alpha_S L + \frac{P_S^{abs}}{P_S^{IS}} + \frac{P_P^{abs}}{P_S^{CS}} \right\} \right] \cdot P_R^{out} \end{aligned} \quad (2.17)$$

A partir de la ecuación (2.10.), para un solo paso de la señal de bombeo, se obtiene una expresión para la potencia de bombeo absorbida:

$$P_P^{abs} = P_P^{in} \left[ 1 - \exp \left\{ -\alpha_p L + \frac{P_P^{abs}}{P_P^{IS}} + \frac{P_S^{abs}}{P_P^{CS}} \right\} \right] \quad (2.18)$$

También se puede conseguir la potencia de bombeo absorbida si aplicamos el logaritmo a la expresión (2.14.):

$$P_P^{abs} = P_S^{CS} \left[ \alpha_s L - \frac{P_S^{abs}}{P_S^{IS}} - \ln(\epsilon R) \right] \quad (2.19)$$

Ahora se sustituye la ecuación (2.19.) en (2.17.), y se consigue lo siguiente, donde  $T_{eff}$  es transmisión de salida efectiva, y viene definida en la Tabla 2.1.

$$P_s^{abs} = -T_{eff} P_R^{out} \quad (2.20)$$

Una nota que hay que destacar es que  $P_s^{abs}$  es negativo. Ahora se sustituye las ecuaciones (2.19.) y (2.20.) en la ecuación (2.18.), obteniendo por lo tanto  $P_R^{out}$  en función de  $P_P^{in}$ :

$$\begin{aligned} & P_S^{CS} \left[ \alpha_s L - \ln(\epsilon R) + \frac{T_{eff} P_R^{out}}{P_S^{IS}} \right] = \\ & = P_P^{in} \left\{ 1 - (G_{max} \epsilon R)^{-\delta} \exp \left[ P_R^{out} T_{eff} \left( \frac{\delta}{P_S^{IS}} - \frac{1}{P_P^{CS}} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

<b>Eficiencia y potencia de bombeo umbral</b>	<b>Láser lineal</b>	<b>Láser en anillo</b>
$\eta =$	$\frac{\eta_q \epsilon_2 (1 - R_2)}{T_{eff}} \frac{P_s^{LS}}{P_s^{CS}} [1 - (G_{max} \epsilon R)^{-\delta}]$	$\frac{\eta_q \epsilon_2 (1 - k)}{T_{eff}} \frac{P_s^{LS}}{P_s^{CS}} [1 - (G_{max} \epsilon k)^{-\delta}]$
$P_P^{th} =$	$\frac{h \nu_p P_s^{LS} (\alpha_s L - \ln(\epsilon R))}{1 - (G_{max} \epsilon R)^{-\delta}}$	$\frac{h \nu_p P_s^{LS} (\alpha_s L - \ln(\epsilon k))}{1 - (G_{max} \epsilon k)^{-\delta}}$

Tabla 2.3. Eficiencia y potencia de bombeo umbral para un láser de fibra.

Esta ecuación no lineal se puede aproximar a una expresión lineal considerando, excepto para valores de potencia altos de  $P_R^{out}$ , que el argumento de la exponencial es aproximadamente cero para el nivel de energía 3. Para el nivel de energía 2 el argumento de la exponencial es siempre cero. Simplificando la ecuación (2.21.) con esta aproximación y utilizando la ecuación (2.15.), se obtiene una ecuación lineal para la potencia de salida del láser de fibra, en vatios, en función de la potencia de bombeo.

$$P_{Las} = \eta(P_P^{in} - P_p^{th}) \quad (2.22)$$

donde  $\eta$  es la eficiencia y  $P_p^{th}$  es la potencia de bombeo umbral que son definidas en la Tabla 2.3.

### **2.2.3. Longitud de la fibra.**

Las expresiones de los parámetros de los láseres de fibra están en función de los coeficientes de medida de la atenuación y de las potencias de saturación, como se puede ver en las ecuaciones de la eficiencia y en la potencia de bombeo umbral.

Así, para optimizar el diseño del láser se debe buscar los parámetros del diseño, la longitud mínima de la fibra y los coeficientes de acoplo de salida para una fibra determinada y una potencia de bombeo de entrada. Para conseguir dicha longitud mínima es imprescindible que dicha longitud sea igual a la necesaria para conseguir que la ganancia sea igual a las pérdidas conseguidas en el 'round-trip'. Debido a lo dicho anteriormente y para nuestro caso, que es el láser en anillo, se debe cumplir que

$G_{max} = \frac{1}{\varepsilon_k}$ . De esta manera, la longitud mínima  $L_{min}$  se obtiene ajustando la ecuación de la eficiencia a cero.

$$L_{min} = \frac{-\ln(\varepsilon\kappa)}{\frac{\alpha_p}{\delta} - \alpha_s} \quad (2.23)$$

La fórmula (2.23.) es para el láser en anillo, por lo que si se quiere usar para el láser lineal, se tiene que remplazar la 'k' por 'R' (reflectancia).

### 2.3. Simulación.

En este apartado se recoge las simulaciones realizadas a partir del modelo analítico de un láser de fibra dopada con tierras raras que se ha expuesto anteriormente. Las simulaciones se han realizado para una FDE comercial, que es una de las fibras disponibles en el laboratorio de I+D del Grupo de Ingeniería Fotónica, y cuyas características son:

	<b>FDE Comercial</b>
<b>Pico de absorción (<math>\approx 1530\text{nm}</math>)</b>	$30 \pm 3 \text{ dB/m}$
<b>Concentración de iones de <math>\text{Er}^{3+}</math></b>	$3,8 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$
<b>Apertura numérica</b>	0,2
<b>Diámetro de la cubierta</b>	$125 \pm 2 \mu\text{m}$

Tabla 2.4. Características de la FDE comercial.

Las simulaciones llevadas a cabo determinan, desde un punto de vista teórico, los parámetros que se consideran más relevantes en el diseño de un láser en anillo de fibra dopada de erbio. Estos parámetros son:

- Longitud mínima de la fibra dopada de erbio.
- Longitud óptima en función de la potencia de bombeo.
- Potencia de salida en función de la potencia de bombeo.
- Potencia de salida en función de la longitud óptima.

Los bombeos utilizados en las simulaciones han sido en las siguientes longitudes de onda:

- Bombeo 1: 980 nm
- Bombeo 2: 1480 nm

Mientras que las señales de emisión para las que se ha realizado la simulación son:

- Señal 1: 1562,8 nm
- Señal 2: 1550,5 nm

A continuación se muestran los resultados obtenidos de  $L_{\min}$  calculada con la ecuación (2.23).

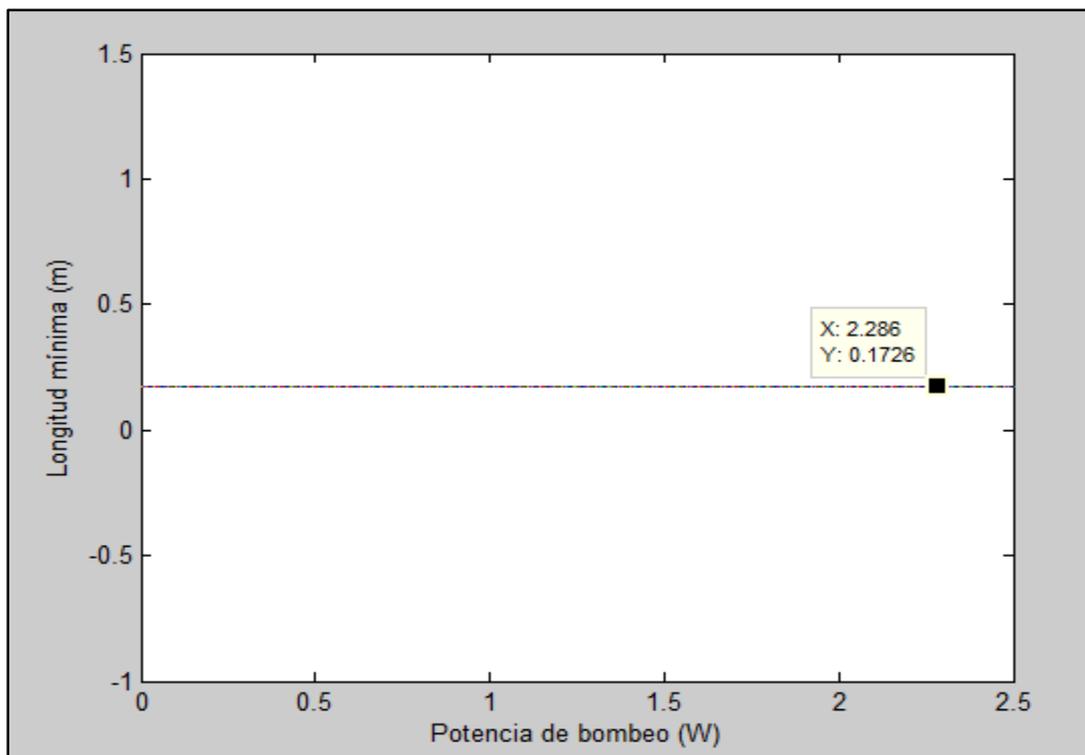


Figura 2.4. Longitud mínima en función de la potencia de bombeo.

Tal y como se desprende de los resultados la longitud mínima será de 0,1726 m, independientemente de la potencia de bombeo, lo cual es completamente lógico ya que, si se observa la ecuación (2.21.), no ofrece ningún tipo de dependencia del bombeo.

El siguiente parámetro a simular será la longitud óptima en función de la potencia de bombeo. Los resultados que se obtienen son los siguientes:

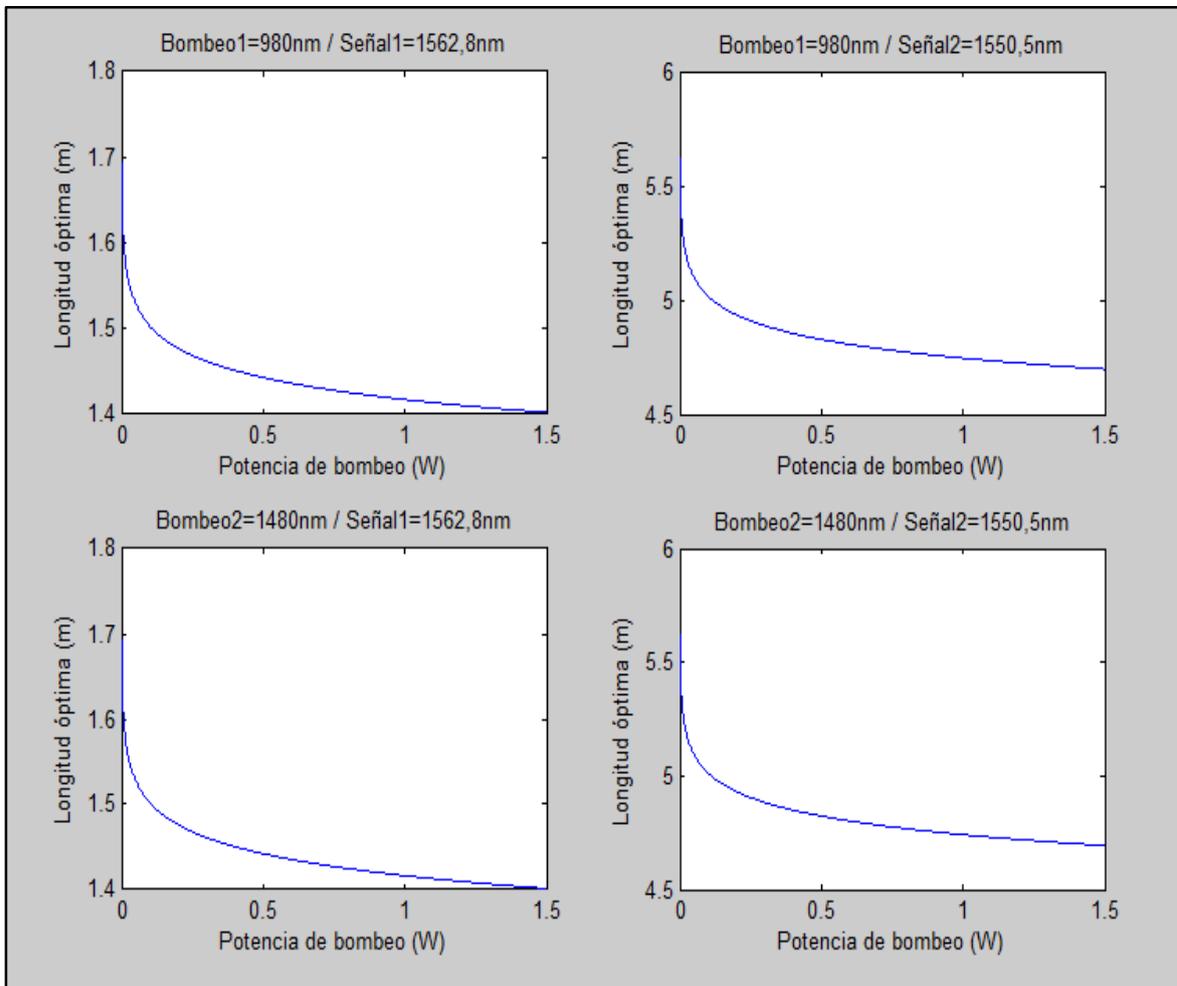


Figura 2.5. Longitud óptima en función de la potencia de bombeo.

A la vista de los resultados, la primera conclusión que se puede extraer es que la longitud óptima es prácticamente independiente de la longitud de onda del bombeo y fuertemente dependiente de la señal de emisión para la que se realice la simulación.

Otra conclusión importante es que la longitud óptima decrece exponencialmente en función de la potencia de bombeo. Esto es algo lógico ya que, una señal de bombeo de poca potencia necesita ser más amplificada que una de mayor potencia.

Otro parámetro considerado importante y por ello, simulado, es la potencia de salida en función de la potencia de bombeo. Los resultados obtenidos tras la simulación son:

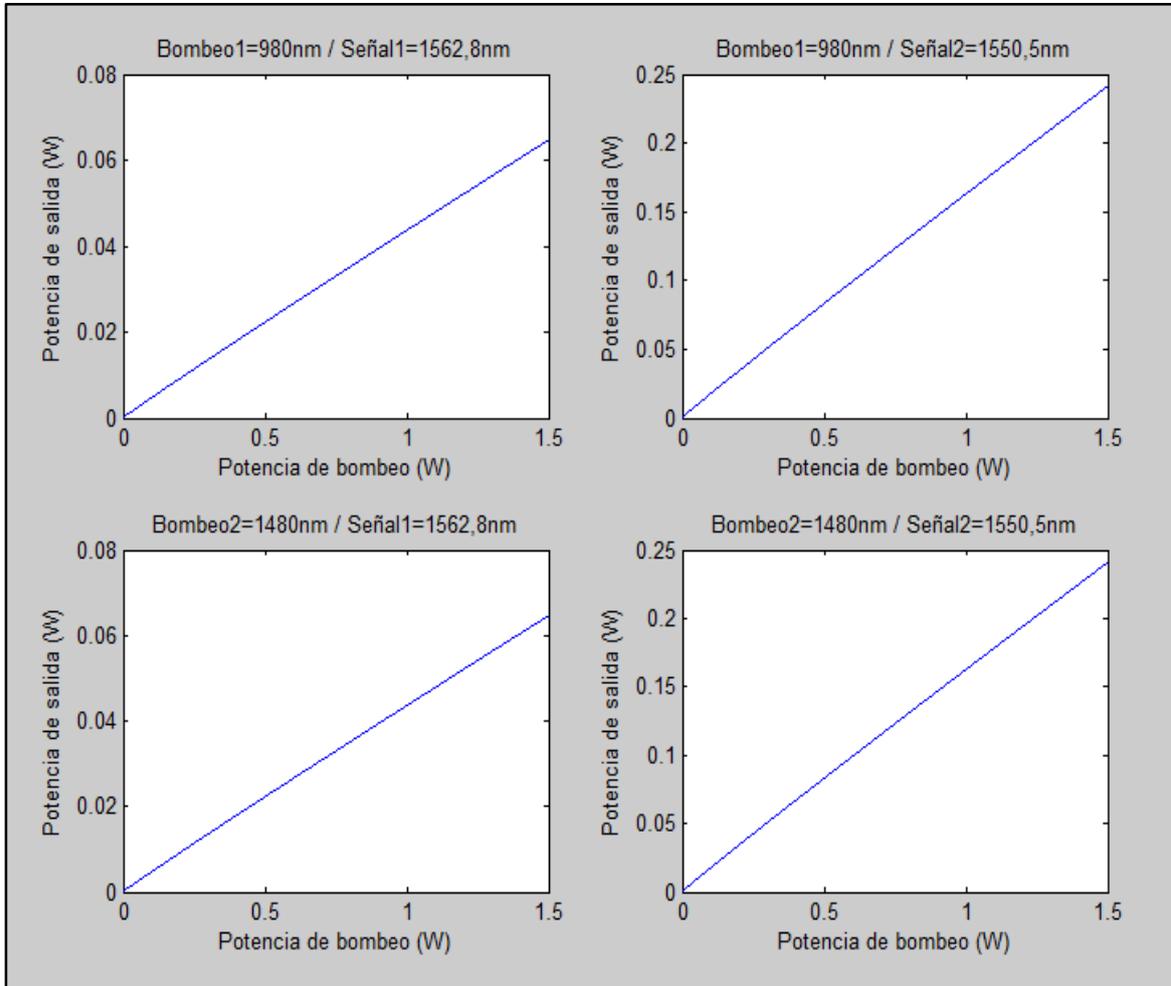


Figura 2.6. Potencia de salida en función de la potencia de bombeo.

Con estos resultados se puede observar algo que ya ocurría en el caso anterior: la longitud de onda del bombeo no influye en el resultado final de la potencia de salida. Mientras que sí que tiene una fuerte dependencia lineal de la potencia del bombeo.

También se puede ver que otra variable de la que depende fuertemente la potencia de salida es la señal de emisión para la que se calcula. Obteniéndose mejores potencias de salida para 1550,5 nm que para 1562,8 nm. Esto queda demostrado en las gráficas, ya que, en el caso de  $\lambda$  en 1550,5 nm, para un bombeo de 1,5 W, se

superan, ampliamente, los 0,2 W de potencia de salida. Mientras que para  $\lambda$  a 1562,8 nm, a la misma potencia de bombeo, sólo se superan los 0,06 W de salida.

Por último, se realizará la simulación de la potencia de salida en función de la longitud óptima de la fibra. El resultado de esta simulación se ofrece a continuación:

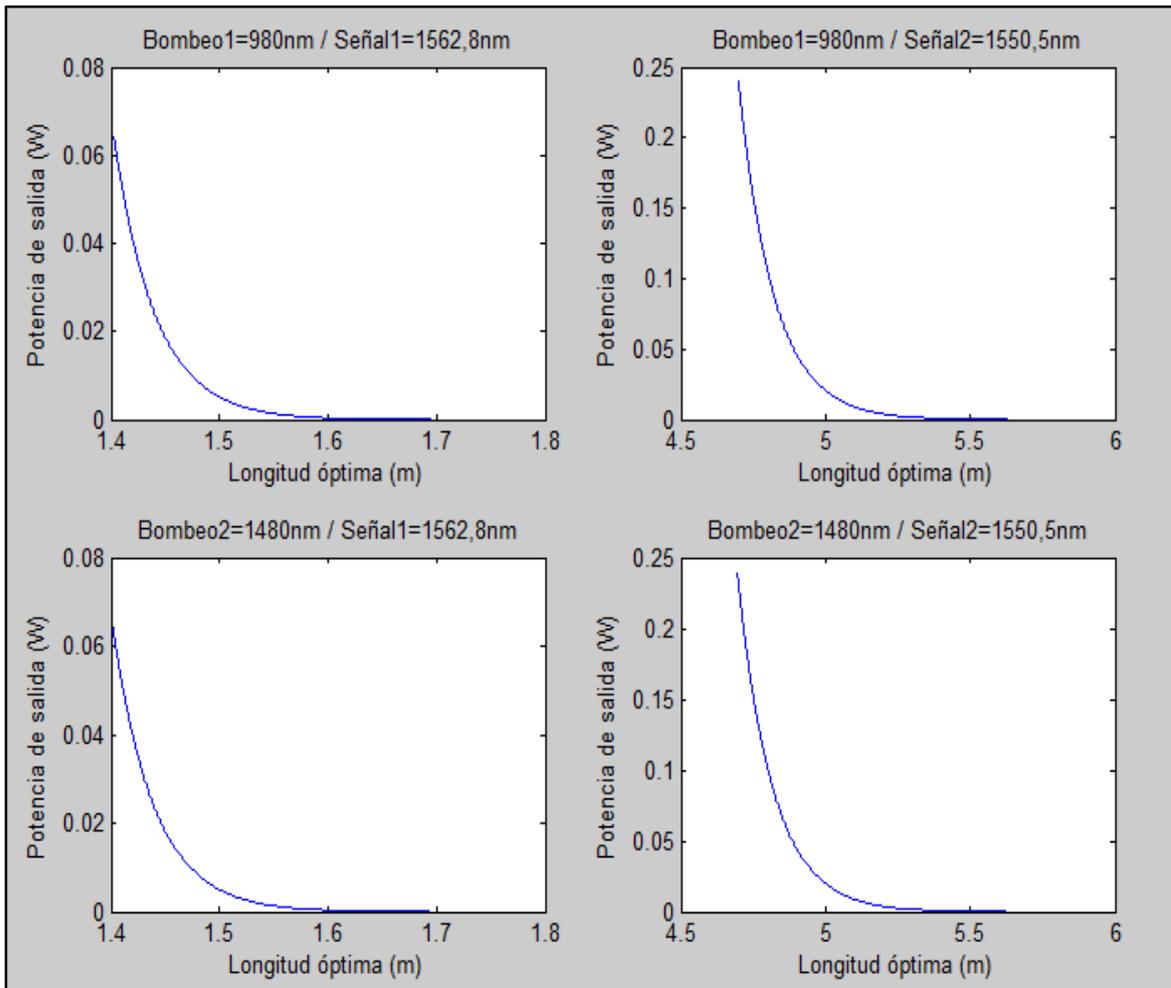


Figura 2.7. Potencia de salida en función de la longitud.

Para entender estos resultados, es importante recordar que la longitud óptima de la fibra se obtiene en función de la potencia de bombeo de entrada, consiguiéndose una relación que indica que se necesita una mayor longitud de fibra dopada para potencias bajas de bombeo que para potencias más altas. Esta relación es exponencial.

La relación que aquí se obtiene, es la de la potencia de salida del láser en función de la longitud de fibra óptima obtenida en la segunda simulación de este capítulo. Al

dependen esta longitud óptima de la potencia de entrada de bombeo, la potencia de salida que se está obteniendo es función de la potencia de entrada de bombeo.

Es por todo esto que se necesita una longitud óptima de la fibra, más pequeña para las potencias de salida altas, que para las potencias de salida más bajas, porque, en esta simulación, cuanto menor es la longitud óptima de la fibra, mayor es la potencia de bombeo que se está introduciendo en el láser y, por ello, mayor es la potencia de salida.

Por otra parte la longitud de onda del bombeo es irrelevante para el resultado final, como queda demostrado en las gráficas.

# **INSTRUMENTACIÓN**

---

# **ÓPTICA**

---

## **3. Instrumentación óptica.**

### **3.1. Introducción.**

En el siguiente capítulo se describirá brevemente los instrumentos ópticos empleados en la caracterización experimental del láser en anillo. Estos instrumentos se han utilizado para visualizar el espectro óptico, analizar el comportamiento monomodo y la estabilidad del montaje experimental. También se presenta las características de algunos dispositivos de la cavidad del láser en anillo.

### **3.2. Analizador de espectros ópticos de alta resolución (BOSA).**

*BOSA-C* es un analizador de espectros ópticos de alta resolución, el cual mide en tiempo real el espectro óptico de una señal óptica en la banda C (1528 nm–1565nm). Gracias a este aparato de medida se puede estudiar con exactitud el comportamiento monomodo de los láseres. Por este motivo se va a realizar una descripción más detallada de este componente. La figura siguiente muestra su aspecto exterior:



Figura 3.1 Analizador de espectros de alta resolución, BOSA.

Los analizadores ópticos de alta resolución (BOSA) con resoluciones ópticas de casi tres órdenes de magnitud por encima de las técnicas convencionales, dan la posibilidad de observar detalles en el espectro óptico de señales ópticas nunca vistas antes con los métodos tradicionales. Esta poderosa herramienta permite un mejor

manejo de las fuentes ópticas y un óptimo diseño de láseres y moduladores. Del mismo modo láseres pulsados, sistemas ultra DWDM y espectros RF de señales ópticas se benefician de estas técnicas de alta resolución. Toda la tecnología óptica usada en el BOSA permite ofrecer medidas únicas con altas prestaciones, alta resolución, 0.8pm y un elevado rango dinámico, mayor de 80dB, simultáneamente, para cualquier rango espectral.

Este instrumento realiza una búsqueda automatizada de los picos y da información sobre la longitud de onda y la potencia óptica asociada a cada uno de ellos. Con esta clase de analizador es posible obtener una identificación de modos, una identificación del efecto chirping y una muestra exacta de los efectos de modulación.

Para entender mejor el funcionamiento del BOSA se analizan a continuación los elementos utilizados en el montaje. La siguiente figura muestra dicho montaje:

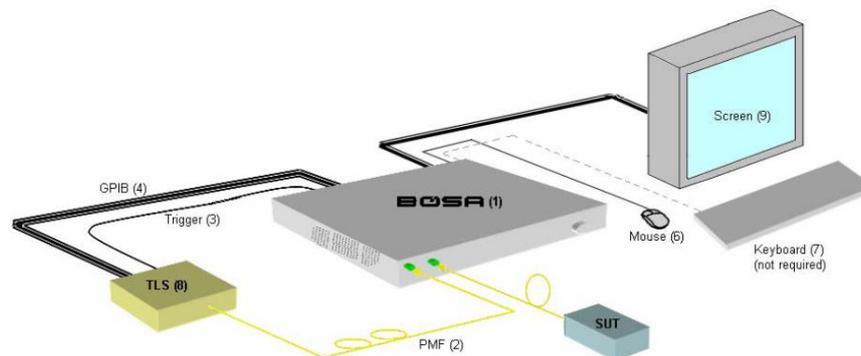


Figura 3.2 Montaje del BOSA.

- 1) BOSA
- 2) Latiguillo de PMF (fibra mantenedora de polarización)
- 3) Cable Trigger
- 4) Cable GPIB
- 5) Ratón
- 6) Teclado
- 7) Láser sintonizable (Tunable Laser Source, TLS)
- 8) Pantalla

El BOSA propiamente dicho es el aparato de la Figura 3.1 pero para su correcto funcionamiento hay que añadir ciertos componentes. Es un instrumento seguro de clase 1, no tiene ninguna salida láser sin embargo existe radiación láser invisible cuando el aparato está funcionando. Esto se debe a la utilización de un láser sintonizable (TLS) el cual actúa como un oscilador local y es responsable de las características de las longitudes de onda medidas.

Aparte de que en tiempo real el BOSA mantiene al mismo tiempo las características de alta resolución y el alto rango dinámico, permite medir rápida y fácilmente medidas de espectros ópticos, otras de las ventajas del BOSA es su interactividad. Permite automatizar procesos de medida, controlar vía GPIB otros instrumentos, capturar pantallas, realizar videos de las medidas, y además dispone de múltiples opciones para analizar los resultados obtenidos exhaustivamente.

En el siguiente tabla se muestra las características más notable del BOSA, sin embargo, hay que destacar alta resolución: 0.08 pm ( $\approx 10$  MHz), alta sensibilidad (-70 dBm/0.1 pm), ancho rango dinámico ( $> 80$  dB), visualización en tiempo real de medida (velocidad de barrido  $\approx 10$  nm/s):

<b>Resolución Óptica (@3dB)</b>	80fm (10MHz @1550nm)
<b>Rango de longitudes de onda</b>	1528-1565nm
<b>Rango dinámico</b>	$> 80$ dB
<b>Rango de Potencias +10 to -70dBm</b>	+10 -70dBm
<b>Sensibilidad</b>	-70dBm/0.1pm
<b>Exactitud de la potencia</b>	$\pm 1.5$ dB
<b>Potencia máxima de entrada</b>	+20 dBm
<b>Tiempo de medida</b>	1s /10nm
<b>Temperatura de operación</b>	+15°C - +35°C

Tabla 3.1 Características técnicas del BOSA.

### **3.3. Analizador de espectros ópticos HP70004.**

Se ha utilizado el analizador de espectros ópticos HP70004 (OSA) para medir inicialmente espectros ópticos de la señal de salida de los láseres en anillo. Posteriormente se utilizó el BOSA para obtener una identificación de modos más

correcta. Las características más importantes del analizador se exponen en la siguiente tabla:

<b>Rango de longitud de onda</b>	600-1700 nm
<b>Precisión</b>	±1 nm
<b>Resolución</b>	0.1-10 nm
<b>Sensibilidad</b>	-90 dB
<b>Rango dinámico</b>	-50 dB

Tabla 3.2 Características técnicas del analizador de espectros HP70004A.

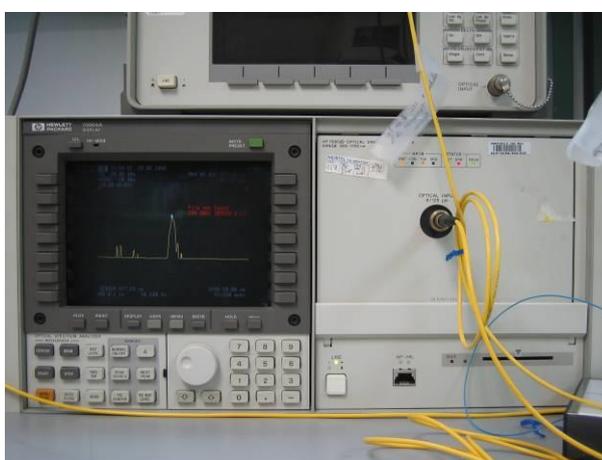


Figura 3.3. Fotografía del analizador de espectros ópticos HP70004A.

### 3.4. Medidor de Potencia HP 8153A.

En el montaje se usó el medidor de potencia *HP8153A* para obtener la potencia óptica de salida del láser de bombeo. La siguiente tabla recoge las principales características del medidor de potencia.

<b>Potencia</b>	10 hasta -110dBm( 1000mW hasta 0.01pW)
<b>Factor de Calibración</b>	±200dB
<b>Referencia</b>	±200dBm/dB
<b>Alimentación</b>	Ac 100 to 240Vrms ±10%

Tabla 3.3 Características del medidor de potencia HP8153A.



Figura 3.4. Medidor de potencia HP8153A.

### 3.5. Fuente de bombeo.

La fuente láser utilizada para bombear la FDE es un diodo láser de clase IIIb *FOL1405RXy* de la empresa *Furukawa*. La longitud de onda de bombeo es 1480nm. Las siguientes figuras presentan una imagen y características más importantes de esta fuente respectivamente:

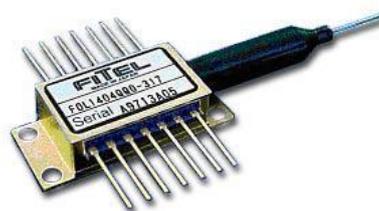


Figura 3.5. Fuente de bombeo *FOL1405RXy*

<b>Potencia máxima</b>	320mW
<b>Rango de longitud de onda</b>	1400-1500nm
<b>Longitud de onda de bombeo</b>	1480 nm
<b>Ancho de banda espectral</b>	3nm

Tabla 3.4 Propiedades de la fuente *FOL1405RXy*.

### 3.6. Controlador diodo láser 6000 de Newport.

El controlador diodo láser permite controlar la corriente directa del láser de bombeo realizando a su vez una estabilidad en temperatura del mismo. El módulo driver

utilizado es el modelo 6530. Este equipo puede ser controlado de forma remota mediante una interfaz GPIB.

Las características del Controlador Diodo Láser utilizado son las siguientes:

<b>Rango de corriente de salida</b>	0 - 3000 mA
<b>Resolución de corriente de salida</b>	0.0458mA
<b>Precisión de corriente de salida</b>	$\pm (0.03\% + 90 \mu\text{A})$

Tabla 3.5 Propiedades del controlador diodo láser.



Figura 3.6. Fotografía del controlador diodo láser 6000 de Newport.

### 3.7. Atenuador variable 8156A de HP.

El atenuador variable permite establecer una atenuación de gran precisión en cualquier punto del montaje. Asimismo facilita la reproductibilidad del experimento puesto que la atenuación efectiva se muestra a través de su display.

Las características del Atenuador Variable utilizado son las siguientes:

<b>Atenuación máxima</b>	60 dB
<b>Resolución</b>	0.001 dB
<b>Rango de longitudes de onda de trabajo</b>	1200 - 1650 nm
<b>Pérdidas de inserción</b>	2.5 dB

Tabla 3.6. Características del atenuador variable.



Figura 3.7. Fotografía del atenuador variable 8156A de HP.

### **3.8. Caracterización de la fibra dopada con Erblio (FDE).**

La fibra utilizada en este proyecto es del fabricante *Liekki*, concretamente, la fibra *Er30* con pico de absorción de Erblio en 1530 nm ( $30 \pm 3$  dB/m). A continuación, se muestran una tabla con las características principales de la fibra y el espectro de ganancia de las FDE disponible.

	<b>Er30(7m)</b>
<b>Diámetro del campo modal (<math>\approx 1550</math>nm)</b>	$6.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$
<b>Pico de absorción (<math>\approx 1530</math>nm)</b>	$30 \pm 3$ dB/m
<b>Longitud de onda de corte</b>	800-980 nm
<b>Apertura numérica</b>	0,2
<b>Diámetro del núcleo</b>	$\mu\text{m}$
<b>Diámetro de la cubierta</b>	$125 \pm 2 \mu\text{m}$

Tabla 3.7. Características de las fibras Er30.

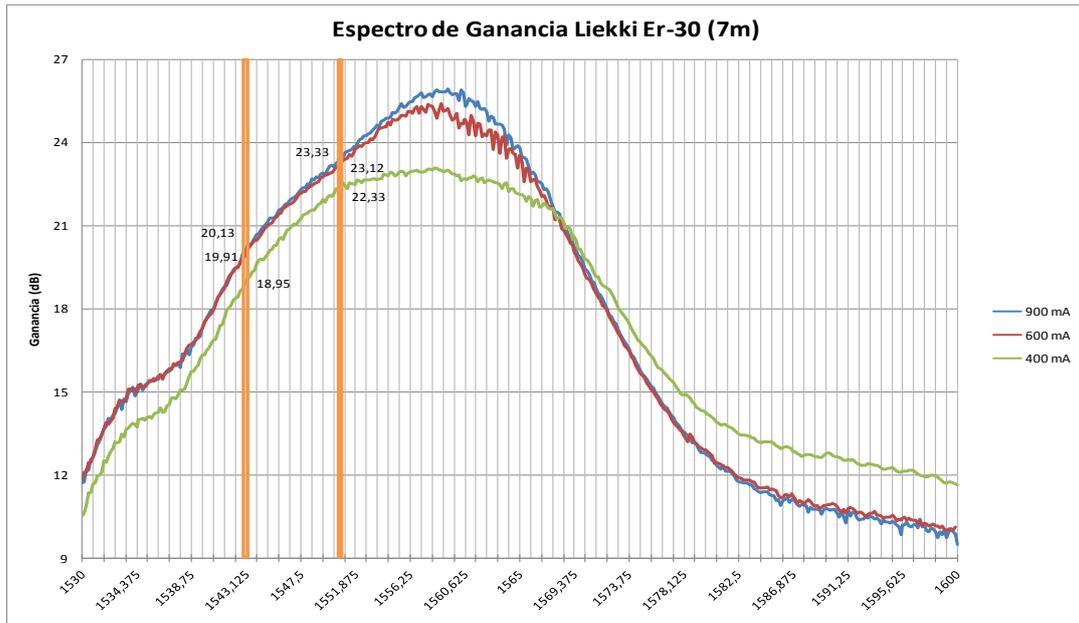


Figura 3.8. Espectro de ganancia para la fibra de erbio Er30 para diferentes potencias de bombeo.

**DISEÑO Y ESTUDIO**  
**DEL MONTAJE**  
**EXPERIMENTAL**

## 4. Diseño y estudio del montaje experimental.

### 4.1. Introducción.

En este capítulo se mostrarán las bondades y mejoras de un montaje experimental sobre otro previamente publicado [12]. Además, como es lógico, también se explicarán y mostrarán las medidas realizadas sobre el montaje para caracterizarlo.

### 4.2. Funcionamiento del montaje inicial.

El siguiente circuito corresponde al láser en anillo con configuración en serie del que se parte para la configuración experimental de este proyecto:

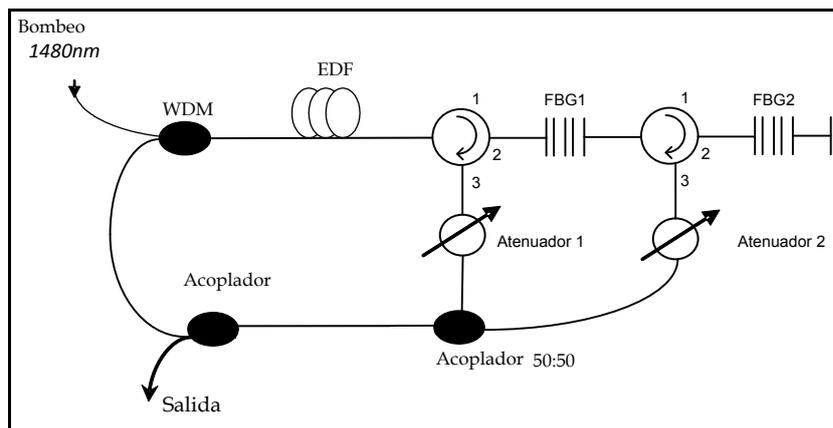


Figura 4.1. Montaje inicial.

Este primer circuito presenta un comportamiento multilínea, oscila a dos longitudes de onda  $\lambda_1 = 1543.8\text{nm}$ ,  $\lambda_2 = 1550.8\text{nm}$  seleccionadas por las redes de difracción FBG1 y FBG2 respectivamente. Estas redes de difracción trabajan en reflexión. La configuración unidireccional del circuito se debe al uso de los dos circuladores. Los atenuadores se utilizan para conseguir la condición óptima de oscilación en cada rama. Finalmente el acoplador 50:50 mezcla las señales ópticas de cada rama y el acoplador 98:2 proporciona la salida óptica y la señal de realimentación del circuito. Esta última señal vuelve al WDM que también inyecta la señal de bombeo de 1480nm en la fibra óptica dopada con Erbio.

### 4.3. Medidas experimentales del montaje inicial.

A continuación se van a analizar el primer diseño con la fibra dopada con una concentración de iones de Erblio, Er30 (7m). Se han llevado a cabo medidas experimentales en diferentes condiciones de funcionamiento:

- Un sólo canal en  $\lambda_2 = 1550.8\text{nm}$ .
- Dos canales con diferente potencia.
- Dos canales con igual potencia.
- Un sólo canal en  $\lambda_1 = 1543.8\text{nm}$ .

Se muestra gráficamente los resultados obtenidos en cada condición de funcionamiento y el comportamiento monomodo en cada caso:

- 1) Un sólo canal en  $\lambda_2 = 1550.8\text{nm}$ .

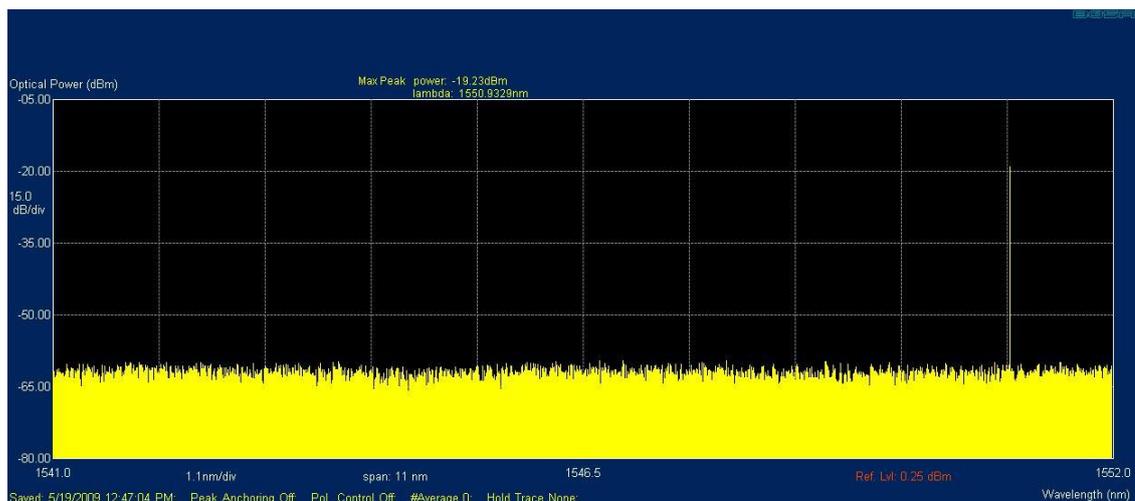


Figura 4.2. Espectro óptico de la configuración en serie Er30 para la primera condición de funcionamiento.

2) Dos canales con diferente potencia.

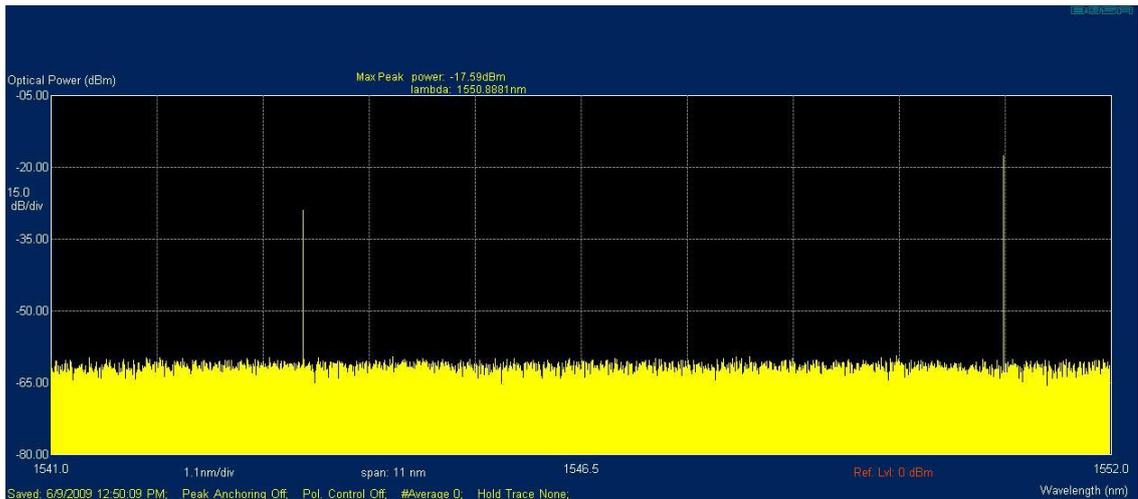


Figura 4.3. Espectro óptico de la configuración en serie Er30 para la segunda condición de funcionamiento.

3) Dos canales con igual potencia.

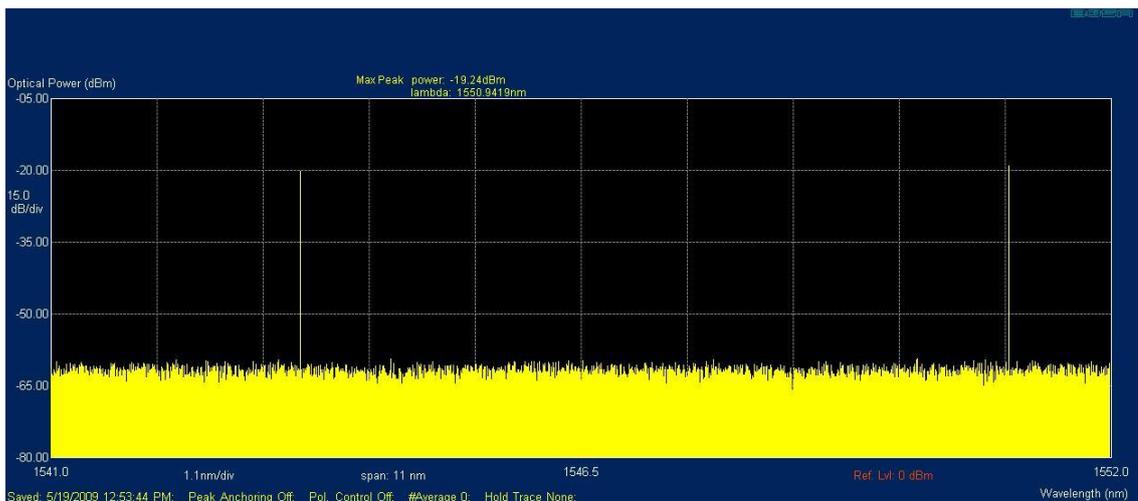


Figura 4.4. Espectro óptico de la configuración en serie Er30 para la tercera condición de funcionamiento.

4) Un sólo canal en  $\lambda_1 = 1543.8\text{nm}$ .

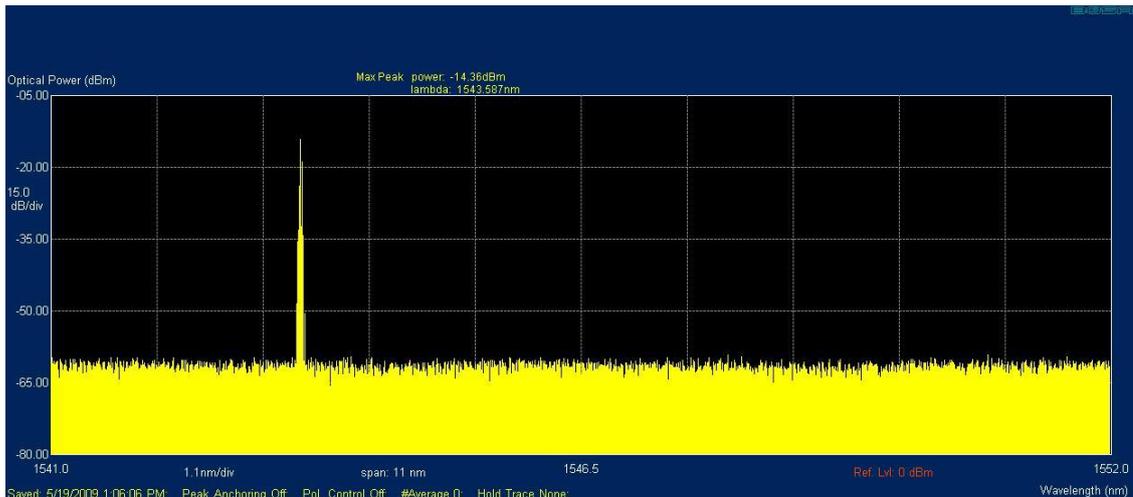


Figura 4.5. Espectro óptico de la configuración en serie Er30 para la cuarta condición de funcionamiento.

En este primer circuito medido se logra con mucho éxito un comportamiento monomodo en un láser en anillo multilínea. Es decir se logra un único modo en el canal uno, un único modo en el canal dos y que ambos oscilen simultáneamente.

La conclusión más clara y precisa que se puede observar en las medidas es que el caso más óptimo de comportamiento monomodo es el tercer caso medido, cuando las potencias de ambos canales están igualadas. Una estabilidad en longitud de onda, potencia óptica de salida y comportamiento monomodo se logra al ajustar los atenuadores de las dos ramas de forma que la diferencia de potencia óptica de salida del canal uno y el canal dos sea de 1dB ó 2dB. Es importante mencionar que una vez adaptados ambos atenuadores para lograr el caso óptimo, dichos valores de atenuación son válidos para todas las potencias de bombeo inyectadas en el circuito.

Esta configuración presenta un comportamiento multimodo cuando aparecen un sólo canal ( $\lambda_1$  o  $\lambda_2$ ). Además, aparecen muchos más modos si está sólo el canal  $\lambda_1$ . Es decir que si sólo hay un canal al aumentar la potencia de bombeo aumenta la potencia óptica de salida y también el número de modos. Este incremento es mucho más notable en el primer canal que en el segundo en el cual no aparece un comportamiento multimodo hasta potencias altas. El primer canal presenta modos adicionales independientemente de la potencia de bombeo.

Respecto a las situaciones en las cuales hay dos canales pero con diferencia de potencia, aparecen más modos en el canal a medida que aumenta la potencia óptica de salida. En estas condiciones se observan muchos más modos si domina en canal primero.

#### **4.4. Funcionamiento del nuevo montaje experimental.**

El siguiente circuito corresponde al láser en anillo con configuración en serie del que se parte para la configuración experimental de este proyecto:

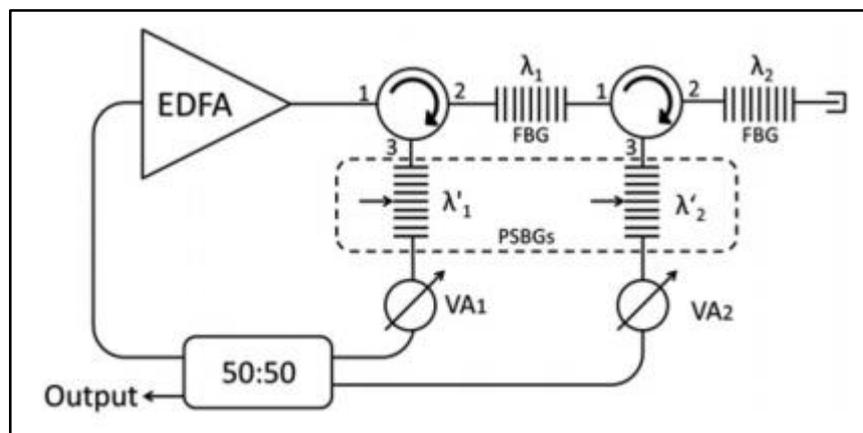


Figura 4.6. Montaje experimental.

El diseño experimental muestra una estructura láser de dos longitudes de onda. Es una configuración en serie basada en circuladores. Este diseño añade dos redes de difracción de Bragg con cambio de fase al montaje de partida. Cada nueva red de difracción se sitúa en una de las ramas para reducir el ancho de línea de las longitudes de onda del láser, para así, obtener una señal de salida estable y monomodo.

La selección de las longitudes de onda se lleva a cabo bajo una combinación de redes de difracción de Bragg uniformes y redes de difracción de Bragg con cambio de fase. Las redes de difracción de Bragg se han utilizado por su espectro en reflexión para seleccionar una longitud de onda para cada rama del láser. Estas redes de difracción se encuentran centradas en las longitudes de onda de 1562,8 nm y de 1550,5 nm y tienen una reflectividad por encima del 90%. Además, sus anchuras espectrales son de 0,12 nm y 0,125 nm, respectivamente. Después de esto, las redes de difracción de Bragg con

cambio de fase actuarán como filtros finos de las longitudes de onda escogidas, ya que, al actuar en transmisión, su anchura espectral es de 2 pm a las longitudes de onda escogidas en las anteriores redes de difracción.

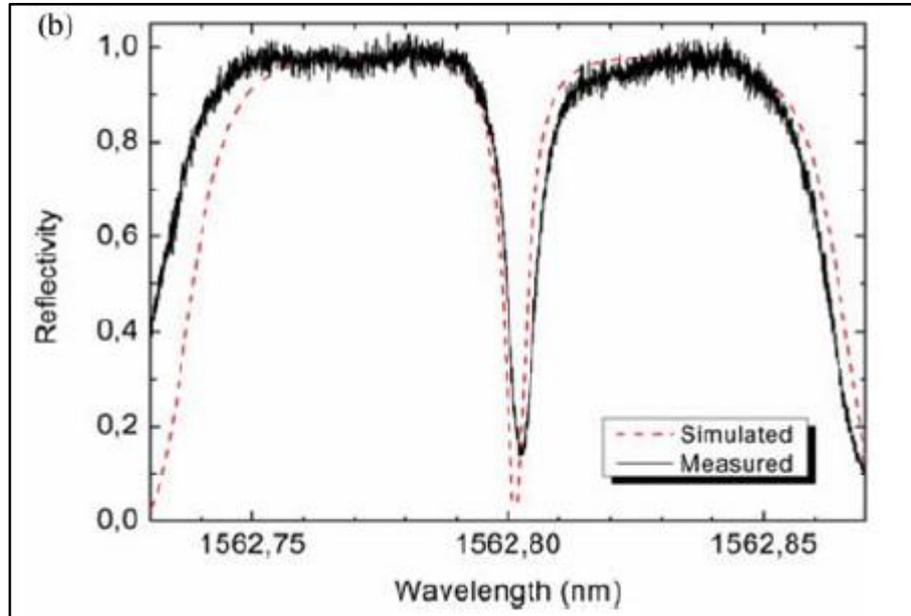


Figura 4.7. Espectro de red de difracción de Bragg con cambio de fase.

El medio activo escogido para el láser ha sido un amplificador de fibra dopada de erbio (EDFA). Este componente tiene un aislador interno, lo que, junto a los circuladores asegura un modo de funcionamiento unidireccional en todo el sistema.

A parte de estos componentes, también se usa un acoplador de 50/50 para combinar las dos longitudes de onda escogidas, redirigiendo el 50% de la potencia del láser al anillo y extrayendo el otro 50% a la salida del láser.

Una ventaja de esta estructura es el control individual de las pérdidas para cada longitud de onda cuando se conectan atenuadores variables entre las redes de difracción de Bragg con cambio de fase y el acoplador 50/50.

La principal diferencia física de este montaje con respecto al anterior viene dada por la inclusión de las redes de difracción de Bragg con cambio de fase. De esta manera, se busca hacer un filtrado más fino a la señal que proporcionan las redes de difracción

uniforme, para conseguir una señal de salida del láser monomodo y estable, no sólo en potencia, sino también en longitud de onda de oscilación.

#### **4.5. Análisis de los resultados experimentales.**

En este apartado se mostrarán y explicarán los resultados experimentales obtenidos de medir los parámetros que se han considerado más relevantes para la caracterización del láser.

La primera medida llevada a cabo sirve para justificar el añadido de las redes de difracción de Bragg con cambio de fase al montaje inicial.

En las dos imágenes que se muestran a continuación, se está ante el caso en el que el sistema sólo está emitiendo a una longitud de onda. En este caso sólo funcionaría la rama que contiene la red de difracción de  $\lambda$  1562,8 nm, mientras que la de  $\lambda$  1550,5nm quedaría desacoplada por ahora.

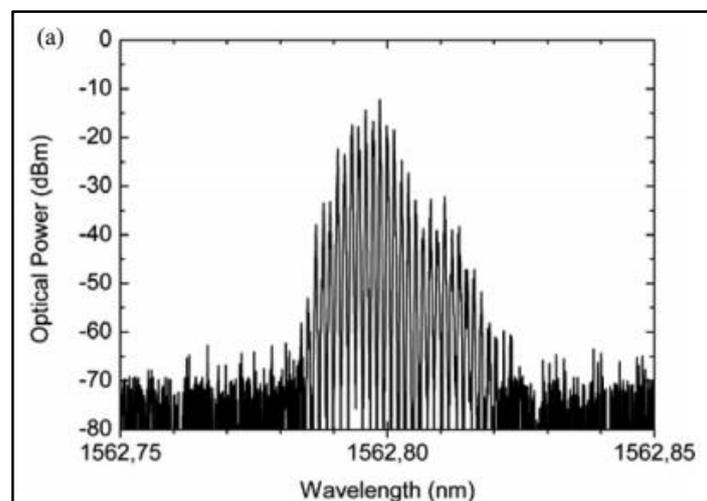


Figura 4.8. Salida del montaje del proyecto sin redes de difracción de Bragg con cambio de fase.

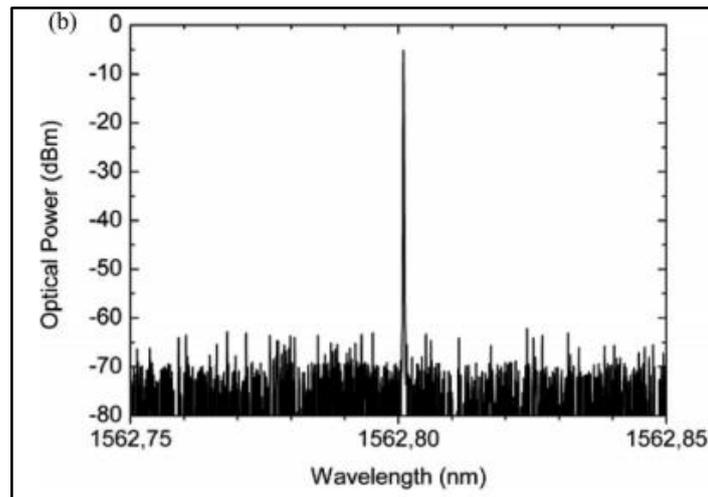


Figura 4.9. Salida del montaje del proyecto con redes de difracción de Bragg con cambio de fase.

Con estas imágenes se demuestra la necesidad de incluir las redes de difracción de Bragg con cambio de fase. La primera imagen muestra la salida que se obtiene si estos componentes no están incluidos en el sistema, siendo esta completamente multimodo y en la segunda, la salida con las redes de difracción de Bragg con cambio de fase en el circuito, se obtiene una salida monomodo. Queda entonces demostrada la dependencia total de las redes de difracción para conseguir una salida monomodo.

A la vista de los resultados también se demuestra que la salida del láser es monomodo con independencia de que la segunda longitud de onda este emitiendo o no. Esto quiere decir que este montaje puede actuar tanto como láser monolínea, como multilínea, es decir, que puede funcionar para una o para varias líneas de emisión. De esta manera se descarta que haya cualquier tipo de dependencia en potencia entre las longitudes de onda que estén oscilando. Este mismo escenario se repite también si la  $\lambda$  a 1550,5 nm es la que emite y se desacopla la  $\lambda$  a 1562,8 nm.

El comportamiento monomodo se conseguiría para cualquier longitud de onda en la tercera ventana y para láseres monolínea (una sola longitud de onda) y multilínea (dos o más longitudes de onda). El caso monolínea ya ha quedado demostrado. A continuación se muestra la salida para el caso de láser multilínea para longitudes de onda en 1550,5 nm y 1562,8 nm.

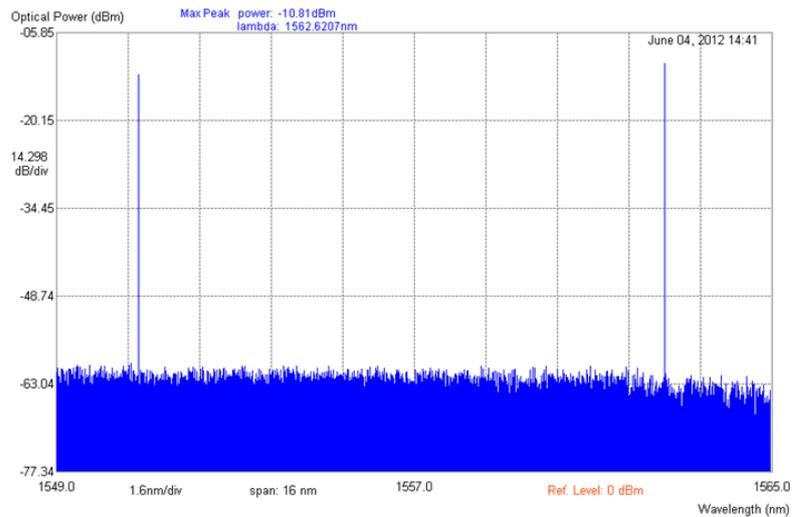


Figura 4.10. Salida del láser para el caso multilínea.

Los resultados de la figura 4.10, muestran la salida del circuito experimental cuando las dos lambdas se encuentran emitiendo. Se puede comprobar que la salida es monomodo también en este caso de varias lambdas.

Además, también se puede comprobar que el hecho de que el láser esté emitiendo a varias longitudes de onda no penaliza la potencia de salida de la señal, porque tanto cuando se está emitiendo una longitud de onda, como cuando se están emitiendo dos, la señal de salida se encuentra cercana a los 0 dBm de potencia de salida.

La segunda medida que se ha realizado ha sido la de la relación señal a ruido del sistema por considerarse fundamental para caracterizar el sistema.

Como se señala en la figura 4.11, la relación señal a ruido es superior a 55 dB, siendo por sí mismo un excelente resultado, pero además mejora en 10 dB los montajes experimentales de este tipo que se han hecho anteriormente. Con este montaje se consigue un ruido (ASE) muy bajo, inferior a -57 dBm y la señal se sitúa en torno a los 0 dBm ambas longitudes de onda.

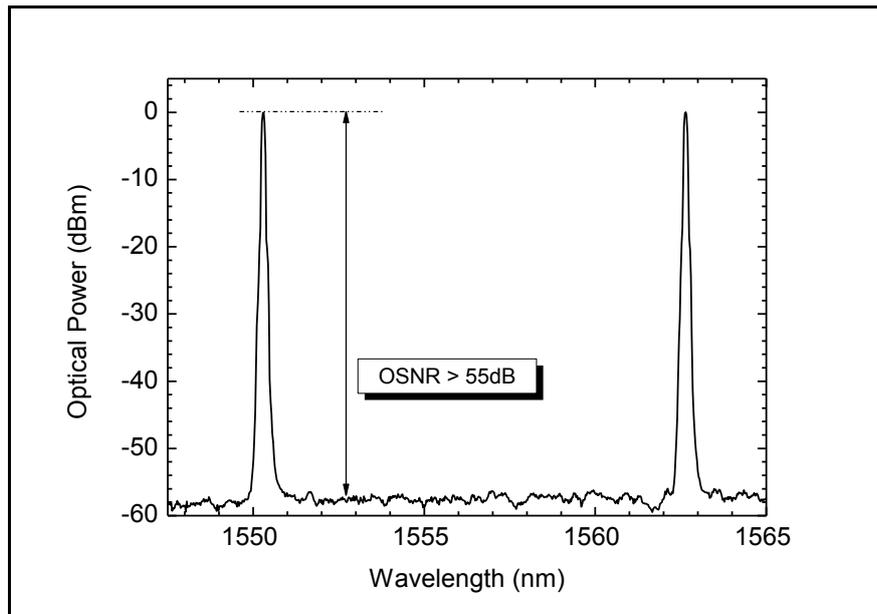


Figura 4.11. Medida de OSNR del sistema.

Por último, se ha realizado la medida de la estabilidad de la potencia en la salida. La potencia de salida del láser puede sufrir cambios con el paso del tiempo. La inestabilidad queda definida como la potencia de salida para un determinado intervalo de tiempo y un nivel específico de confianza. Este es el valor de probabilidad asociada a un intervalo de confianza, dado como un porcentaje. El nivel de confianza es el rango estimado de valores donde los parámetros de interés están incluidos.

El nivel específico de confianza definido para esta medida ha sido del 90% y el intervalo temporal en el que ha hecho la medida es una hora con capturas en intervalos de 10 segundos.

A la vista de los resultados en la figura 4.12, se aprecia cómo se realiza un intercambio constante de potencia entre ambas longitudes de onda y no predomina ninguna de ellas sobre la otra. Es por esto que antes se indicaba que cada  $\lambda$  era independiente, no influyendo en su salida la otra señal con la que estaba emitiendo.

Si una de las señales hubiera predominado sobre la otra, toda la potencia generada dentro del láser la hubiera absorbido la  $\lambda$  predominante, haciéndose imposible la emisión multilínea.

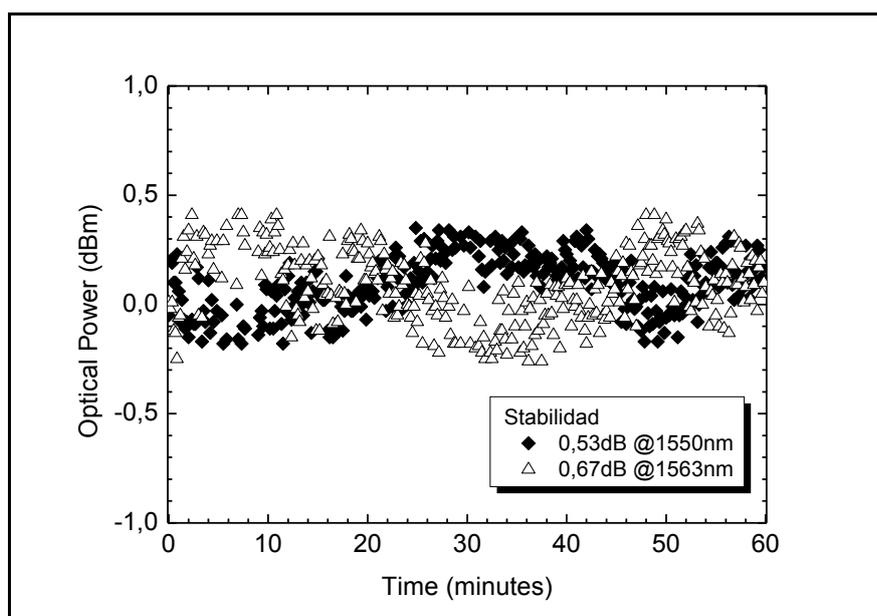


Figura 4.12. Medida de la inestabilidad de la señal de salida.

Además de esto, se puede comprobar la gran estabilidad del sistema, porque, las inestabilidades o variaciones de potencia que se han medido son de 0,35 dB para la longitud de onda de 1562,8nm y de 0,2 dB para la longitud de onda de 1550,5 nm.

Otro efecto que se ha evitado con este montaje es el “mode-hopping”. Este efecto consiste en que los distintos modos alrededor de una longitud de onda, compiten por la potencia generada, haciendo que la salida tenga una potencia más baja. En este caso, gracias a las redes de difracción de Bragg con cambio de fase, se ha conseguido una alta estabilidad del sistema, también en la oscilación de las longitudes de onda.

Para finalizar se recopilan las principales ventajas de este sistema:

- Gran potencia de salida para ambas longitudes de onda. La potencia se sitúa en torno a 0 dBm.
- Laser con buena estabilidad de la potencia de salida. Las variaciones de la potencia de salida son de menos de 0,7dB.
- Opera en un solo modo longitudinal tanto para una única longitud de onda como para ambas.

- La longitud de onda de oscilación es muy estable, prácticamente invariable. Se mantiene siempre el comportamiento monomodo y no se observa “mode hopping”. Las variaciones existentes son de, aproximadamente 15 pm, aunque esto puede ser debido a pequeñas variaciones de las redes de difracción de Bragg.
- Relación señal a ruido mayor de 55 dB.
- Sistema escalable. Se pueden añadir más canales manteniendo el comportamiento monomodo de cada uno de ellos

#### **4.6. Comparativa de los resultados de los dos montajes.**

Los primeros parámetros que se compararán son el grado de monomodalidad en la señal de salida y el nivel de señal a ruido para, a continuación, comparar la inestabilidad de los sistemas con el paso del tiempo.

En el caso del montaje inicial, los elementos que sirven para alcanzar la salida monomodo son los atenuadores variables, mientras que en el montaje del proyecto los elementos que ayudan a conseguir la salida monomodo son las redes de difracción de Bragg con cambio de fase.

Esto hace que añadir las redes de difracción de Bragg con cambio de fase, simplifique la puesta a punto del montaje, porque al liberarse de la dependencia de los atenuadores variables, no hay que sintonizar la atenuación para cada rama para conseguir el comportamiento monomodo para las longitudes de onda.

A continuación se pasará a ver la diferencia que existe entre la salida con y sin atenuadores variables por una parte y con y sin redes de difracción de Bragg con cambio de fase por la otra. Después de esto se compararán ambas salidas entre sí.

Para el caso del montaje inicial, los resultados fueron los siguientes:

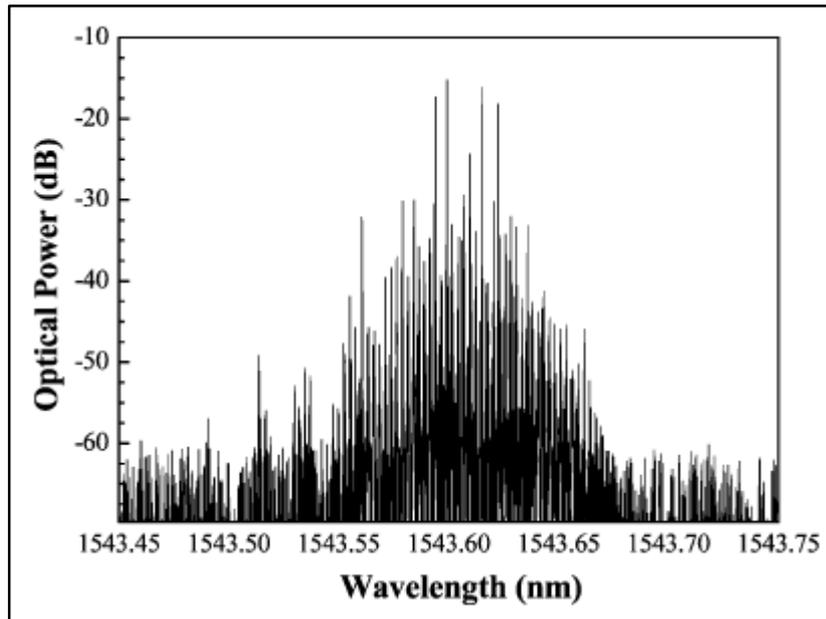


Figura 4.13. Salida del montaje inicial cuando está en funcionamiento el primer canal.

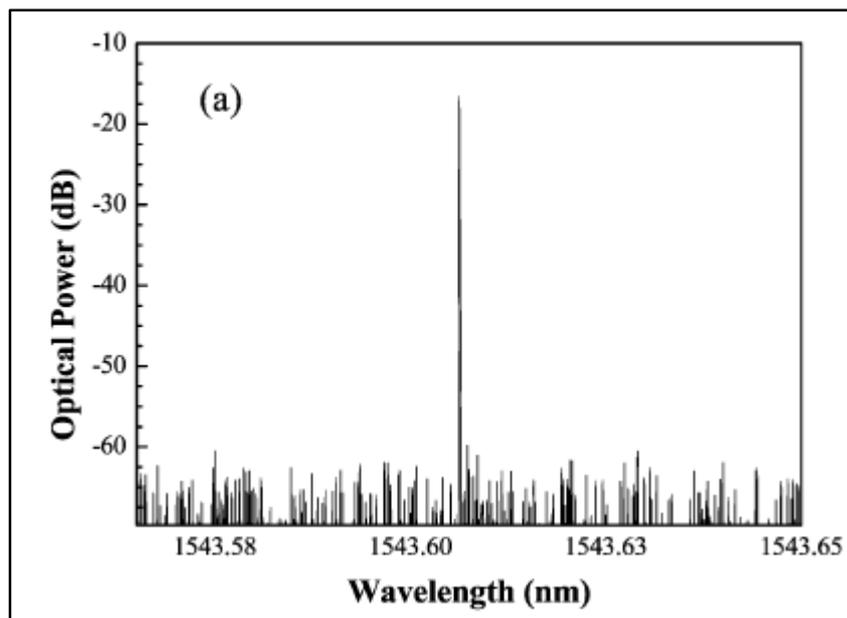


Figura 4.14. Salida del montaje inicial cuando están funcionando ambos canales y los atenuadores variables.

A la vista de estos resultados queda patente la fuerte dependencia de los atenuadores variables y el funcionamiento de los dos canales a la vez, para que la salida sea considerada monomodo. Si no se cumplen estos requisitos, los modos alrededor de la longitud de onda deseada entran en competición por la potencia y la salida pasa a ser multimodo.

Ahora se pasará a mostrar los resultados para el caso del montaje experimental con las redes de difracción con cambio de fase:

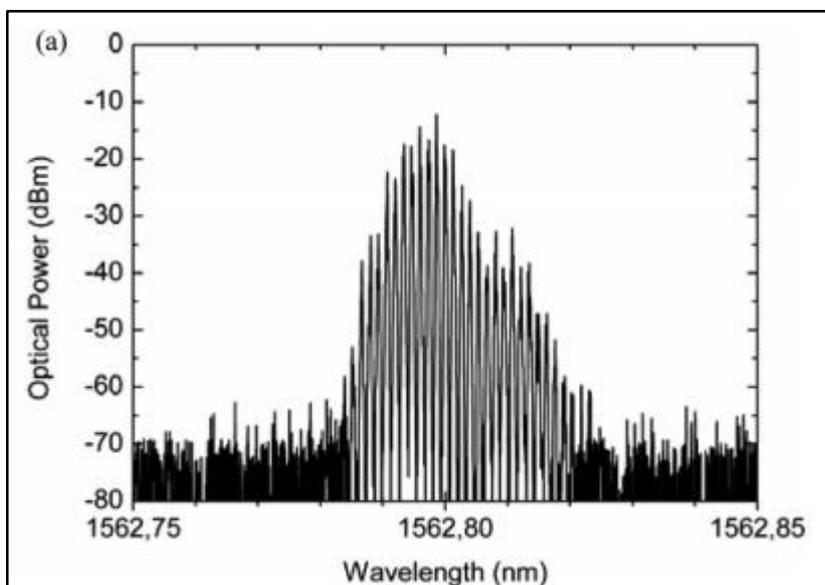


Figura 4.15. Salida del montaje propuesto en este proyecto sin redes de difracción de Bragg con cambio de fase.

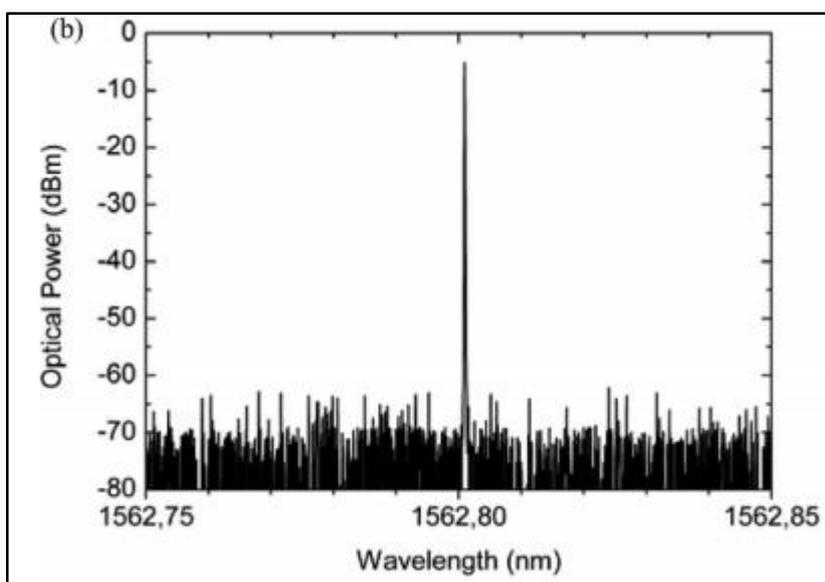


Figura 4.16. Salida del montaje propuesto en este proyecto con redes de difracción de Bragg con cambio de fase.

En este caso sucede algo muy parecido al caso anterior. Cuando no se usan las redes de difracción de Bragg con cambio de fase, la salida, aun siendo mejor que la salida sin atenuadores variables, no se puede considerar monomodo ya que, los modos alrededor de la longitud de onda deseada, entran en competición por la potencia.

En el momento en que se añaden las redes de difracción de Bragg con cambio de fase, al circuito se consigue una señal completamente monomodo, como ya ocurría en el caso anterior.

La mejora más sustancial que ofrece el segundo montaje sobre el primero es el incremento de la relación señal a ruido, ya que, en el caso del primer montaje se consigue una relación de, aproximadamente, 45 dB y en el segundo es superior a 55 dB. Lo que supone un incremento de más de 10 dB.

El incremento de la relación señal a ruido viene dado porque, en el caso del montaje con redes de difracción de Bragg con cambio de fase, se consigue una señal de salida mucho más potente que en el montaje inicial.

Por último, se tratará el parámetro de la inestabilidad de la potencia de la señal de salida. La variación de potencia en las señales de salida del primer montaje es de 1,2 dB, mientras que en el segundo es de 0,7 dB en el caso más extremo. Esto hace que el montaje con redes de difracción de Bragg con cambio de fase sea mucho más estable.

En resumen se puede concluir que, aun cuando el primer montaje ofrece unas prestaciones excelentes, el segundo supone una mejora clara y contundente en los diversos parámetros del funcionamiento láser.

# **CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS**

---

---

## **5. Conclusiones y líneas futuras.**

### **5.1. Introducción.**

En los últimos cuatro capítulos se ha hecho el trabajo de exponer la teoría láser, explicando las principales características y ventajas de estos dispositivos y los tipos de láser más extendidos, haciéndose especial hincapié en los láseres en fibra dopada por ser el núcleo de este proyecto.

Después de esto se ha realizado un desarrollo matemático del comportamiento de los láseres en fibra dopada de erbio para, posteriormente, pasar a simularlo. En estas simulaciones se han representado los parámetros del láser que se han considerado más importantes.

Una vez realizadas las simulaciones, se ha construido un montaje experimental de un láser en fibra dopada de erbio que mejoraba los resultados obtenidos en un montaje anterior al añadirse nuevos elementos de filtrado.

Para finalizar, en este capítulo se extraerán las principales conclusiones obtenidas de los resultados de todo el estudio anterior. También se comentaran posibles líneas de trabajo futuras que quedan abiertas tras este trabajo.

### **5.2. Conclusiones del trabajo.**

Las conclusiones a las que se pueden llegar tras este trabajo tienen dos vertientes. Una sería la parte de la simulación y la otra la del montaje experimental.

De la parte simulada, por los resultados obtenidos, se puede concluir que los parámetros fundamentales de un láser dependen directamente de la longitud de onda a la que se quiere emitir y tienen una débil dependencia de la longitud de onda de bombeo.

También se extrae de estos resultados que, por más potencia de bombeo que se introduzca en el circuito, no siempre se va a conseguir una amplificación proporcional.

A los niveles de excitación sólo podrán subir tantos electrones como existan en el nivel fundamental y si la mayoría de ellos ya han subido, físicamente será imposible subir electrones adicionales, llegándose así a una saturación.

Por último se extrae otra conclusión lógica que es que, a mayor potencia de bombeo que se introduzca en el circuito, menos longitud de fibra dopada se necesita. Esto es lógico ya que si ya se tiene de entrada una señal de potencia alta, va a necesitar menos amplificación que si la señal es de baja potencia.

Por otra parte, de la parte experimental, tanto del propio montaje como de la comparativa con el montaje anterior, se extrae la importancia del filtrado de la señal amplificada tras su paso por la fibra dopada de erbio. Al haberse mejorado el filtrado de la señal con unas redes de difracción de Bragg más estrechas y al haberse añadido unas redes de difracción de Bragg con cambio de fase, se consigue una mejora considerable de la relación señal a ruido y una mayor estabilidad de la señal.

### **5.3. Líneas futuras de trabajo.**

Los futuros trabajos que se pueden desarrollar abarcan diferentes líneas de actuación. En primer lugar, el desarrollo teórico empleado en este trabajo está un poco limitado. Por lo tanto, el análisis exhaustivo de las aproximaciones empleadas y una mejora de las ecuaciones de modelado añadiendo otros posibles efectos que se dan en las FDE's, desembocaría en una mejor aproximación y previsión del comportamiento y características de salida de los láseres en anillo.

Aunque en este trabajo se ha realizado un estudio experimental bastante completo sobre la configuración de láseres de fibra en anillo, son posibles mejoras en la configuración para su aplicación en la interrogación de sensores, como incorporar un amplificador de FDE a la salida, buscar la longitud y colocación de la FDE más óptima,... Todo ello se llevaría a cabo para intentar obtener mejores prestaciones de salida (potencia óptica de salida y rango de sintonización). Aunque el ancho de línea de estos láseres es muy estrecho, se podría reducir aún más si se sustituyera el filtro empleado por una red de difracción en fibra aún más estrecha.

# **BIBLIOGRAFÍA**

---

---

## **Bibliografía.**

- [1] Benjamin Alonso Fernández, Rocío Borrego Varillas y otros. “*El láser, la luz de nuestro tiempo*”. Grupo de Óptica, Universidad de Salamanca, 2010.
- [2] J. Hecht. “*The laser guidebook*”. Editorial McGraw Hill, 2012.
- [3] Martín Pereda. “*Sistemas y redes ópticas de comunicaciones*”. Editorial Pearson, 2005.
- [4] A. Bellemare. “*Continuous-wave silica-based erbium-doped fiber lasers*”. Département de Physique, de Génie Physique et d’Optique, Université Laval. Elsevier, 2003.
- [5] P. Torres. “*Análisis por elementos finitos del amplificador de fibra dopada con erbio*”. Grupo Teórico de Óptica Cuántica, Universidad Nacional de Colombia. Revista del departamento de física, 2014.
- [6] Francisco Javier Salgado Remacha. “*Láseres de fibra dopada con erbio con emisión multilínea empleando láminas plano – paralelas como filtro*”. Departamento de Física aplicada, Universidad de Zaragoza. Trabajo académicamente dirigido, 2004.
- [7] Alejandro Carballar Rincón. “*Estudio de redes de difracción en fibra para su aplicación en comunicaciones ópticas*”. Universidad Politécnica de Madrid. Tesis doctoral, 1999.
- [8] Cecilia Quintela Incera. “*Estudio y desarrollo de fuentes en el infrarrojo cercano en tecnologías de fibra para sensores*”. Universidad de Cantabria. Proyecto fin de carrera, 2006.
- [9] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski y M. Kavehrad. “*Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers*”. National Research Council of Canada. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994.

- [10] J.Wang. “*New strategies of diode laser absorption sensors*”. Department of Mechanical Engineering, Stanford University. PhD Thesis, 2001.
- [11] C. M. Charlton and B. Mizaikoff. “*Sensing Trace gas*”. Photonics spectra, 2006.
- [12] M. Ángeles Quintela, Rosa Ana Pérez Herrera, Irene Canales, Montserrat Fernández Vallejo y Manuel López Amo. “*Stabilization of dual-wavelength erbium-doped fiber ring lasers by single-mode operation*”. Universidad de Cantabria y Universidad de Navarra. IEEE Photonics Technology Letters, 2009.