

**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

***Estudio de efectos térmicos en
láseres de Q switch basados en
fibra óptica.***

Presenta

Ing. Luis Escalante Zarate

COMO REQUERIMIENTO PARA LA OBTENCIÓN DEL
GRADO DE MAESTRO EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Asesores

Dr. Yury Barmenkov y Dr. Alexander Kiryanov



Índice

Introducción	7
Capítulo 1, Láser de fibra dopada con erbio	11
1.0 Resumen del capítulo.	11
1.1 Resonador óptico (concepto general).	12
1.1.1 Resonadores en fibras ópticas.	13
1.1.2 Ejemplos de resonadores en fibras ópticas.	14
1.2 Bombeo	16
1.2.1 Esquemas de bombeo	18
1.3 Material activo	19
1.3.1 Erbio	19
1.3.2 Características del vidrio utilizado en fibras dopado con Erbio	20
1.3.3 Propiedades ópticas del Erbio	22
1.4 Parámetros que caracterizan a una fibra dopada.	26
1.5 Descripción del dispositivo láser construido en este proyecto.	28
1.5.1 Material activo.	29
1.5.2 Resonador de fibra.	30
1.5.3 Mecanismo y dispositivo de bombeo.	30
1.5.4 Caracterización del láser de fibra óptica dopada con Erbio a 2300ppm.	32
1.5.4.1 Láser de 92cm de fibra activa de Er^{3+} a 2300ppm.	34
1.5.4.2 Láser de 145cm de fibra activa de Er^{3+} a 2300ppm.	35
1.5.4.3 Observaciones de la salida en los dispositivos láser de fibra.	36
1.6 Conclusiones del capítulo 1	37
1.b Bibliografía.	37

Capítulo 2, Fenómeno de self-Qswitching	39
2.0 Resumen de capítulo.	39
2.1 Niveles adicionales involucrados en la dinámica del láser.	40
2.1.1 Absorción en el estado excitado (ESA por sus siglas en ingles).	41
2.1.2 Efectos por interacción Er^{3+} - Er^{3+} .	42
2.2 Modificaciones al modelo propuesto.	44
2.3 Característica de los pulsos láser para la longitud de 92cm y 145cm	47
2.3.1 Pulsos en la fibra de 92cm.	48
2.3.2 Pulsos en la fibra de 145cm.	51
2.3.3 Comentarios entre los pulsos registrados con la fibra de 92cm y los registrados con la fibra de 145cm.	54
2.3.4 Descripción del pulso en régimen <i>self-Q-switch</i> en la fibra de 145cm	54
2.4 Comentarios finales y conclusiones del capítulo 2.	55
2.b Bibliografía capítulo.	56
Capítulo 3, Interferómetro de fibra Mach-Zehnder	57
3.0 Resumen de capítulo.	57
3.1 Interferómetros de fibra.	57
3.1.1 Interferómetro de Mach-Zehnder.	58
3.1.2 Detección del cambio de fase	59
3.2 Experimento realizado con el interferómetro del tipo Mach-Zehnder.	61
3.2.1 Cambio de n en un láser de fibra por efectos térmicos.	61
3.2.2 Interferómetro de fibra tipo Mach-Zehnder , para el análisis del cambio de n en un láser de fibra.	62
3.2.2.1 Láser de He-Ne de 1150nm	62
3.2.2.2 Brazos del interferómetro de fibra tipo Mach-Zehnder, y colocación del fotodetector.	64
3.3 Análisis de los resultados del cambio de n usando el interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica	67
3.3.1 Experimento a 150mA de potencia de bombeo	68
3.3.2 Experimento a 450mA de potencia de bombeo	70
3.3.3 Análisis de cambio de índice.	72

3.4	Absorción de la señal de 1150nm del estado excitado.	73
3.5	Conclusiones del capítulo 3	76
3.b	Bibliografía capítulo.	77
Capítulo 4, Mediciones y cálculo de tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.		78
4.0	Resumen de capítulo.	78
4.1	Concepto de tiempo de vida (lifetime).	78
4.1.1	Modelo simple para la obtención del tiempo de vida del estado excitado de Er ³⁺ .	79
4.2	Procedimiento experimental para medir tiempos de decaimiento en la fluorescencia lateral para fibras con diferente concentración de dopante de Er ³⁺ .	82
4.3	Procesamiento numérico de los datos experimentales para la determinación de los tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.	84
4.4	Mediciones de tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.	86
4.4.1	Fibra sin dopante.	86
4.4.2	Fibra dopada de Er ³⁺ a una concentración de 300ppm.	87
4.4.3	Fibra dopada de Er ³⁺ a una concentración de 2300ppm.	93
4.5	Discusión de los resultados.	100
4.6	Conclusiones del capítulo 4	101
4.b	Bibliografía del capítulo	102
Capítulo 5, Conclusiones		103
Apéndice		106

Introducción

El desarrollo a pasos agigantados de las comunicaciones basados en fibra óptica, es causado principalmente por la creciente demanda en el flujo de información de un punto a otro del planeta. Esta demanda justifica que muchos grupos de investigadores centren sus mentes en romper obstáculos que generan cuellos de botella en la transmisión de datos. Éste desarrollo de tecnología y ciencia es tan importante, que actualmente es testigo de un crecimiento exponencial desde la década de los 70s.

Una idea importante fue la de aprovechar la fibra óptica como medio de transmisión de datos, principalmente cuando se logró diseñar métodos de fabricación que garantizaran pérdidas pequeñas en la transmisión de datos por la fibra y que estos métodos permitieran también fabricar grandes extensiones de fibra a bajo costo. Una ventaja que tiene la fibra óptica es que su materia prima básicamente es arena que a diferencia del cobre no es tan difícil de extraer, ni tampoco es escaso.

Después se necesitó de dispositivos para amplificar la señal que trabajaran a mayor velocidad que los dispositivos electrónicos y que además aprovecharan el ancho de banda que la fibra óptica ofrecía. Fue entonces cuando se observó la posibilidad de emplear amplificadores ópticos a base de fibras ópticas dopadas con tierras raras. De una casualidad de la naturaleza (¿?), el Erblio presenta una zona de emisión que coincide con la 3ra ventana de comunicaciones por fibra óptica (alrededor de $1.55\mu\text{m}$) que en la actualidad presenta muy bajas pérdidas del orden de 0.2dB/Km . Para lograr esto también fue necesario de desarrollar dispositivos de bombeo a base de láser de semiconductor que fuera fácil de conectar a la fibra y que presentara una alta potencia de salida.

Paralelamente a esto también fue necesario de desarrollar dispositivos que permitieran inyectar a la fibra, por donde viaja la señal, la señal de bombeo (esto son los WDM). Este desarrollo también permitió aprovechar el ancho de banda de la fibra óptica al integrar en la fibra varias señales en diferentes anchos de banda de longitud de onda.

Como resultado de este gran desarrollo, en la actualidad tenemos una gran variedad de dispositivos a base de fibra óptica a precios muy accesibles (¿?). También una gran cantidad de conocimiento e ideas muy novedosas. Así varios desarrollos tecnológicos externos a las comunicaciones han encontrado en la fibra óptica alternativas de solución a sus problemas.

Ejemplo aplicaciones externas a la industria de las comunicaciones, se refiere a la fabricación de sensores a base de fibra para medir concentración de gases peligrosos. En estos sensores se aprovechando la propiedad del vidrio de soportar muy bien ambientes corrosivos. Además se considera que los sensores a base de fibra óptica proporcionan un nivel de seguridad mayor, porque la base de la medición es la luz y sus cambios y no la corriente eléctrica (que puede originar chispa). También se fabrican sensores para medir corrientes muy intensas, aprovechado fenómenos de polarización de la luz en la fibra gracias a la presencia de campos magnéticos muy intensos generados por la corriente. En resumen en esta área de investigación su objetivo es de reproducir los sensores que actualmente existen pero a base de fibra óptica (como sensores de humedad, temperatura, presión, tensión, etc.) y aprovechar las ventajas que ofrecen.

Otros sistemas que actualmente se están desarrollando son los dispositivos **láser a base de fibra óptica**, que usan como material activo principalmente tierras raras. Un láser de fibra es un instrumento construido a base de fibra óptica. En estos dispositivos el material activo y el resonador se construyen montados en la fibra y el bombeo óptico se introduce a la fibra de uno de sus extremos, de ambos o de forma lateral. De estos, los dispositivos bombeados por diodo láser tienen ventajas de ser compactos, de bajo costo y de fácil implementación de manufactura a gran escala.

El láser de fibra compite contra las fuentes láser del tipo semiconductor en algunos puntos como son alta brillantez, excelente calidad de modo, alta eficiencia para acoplarse con fibra óptica y su alta estabilidad a la temperatura. También el láser de fibra encuentra aplicaciones potenciales en comunicación óptica, medicina, sensores, procesamiento de materiales, generación de imágenes, almacenamiento de datos, entre otras más.

Pero también el láser de fibra tienen desventajas, algunas de estas son:

Automodulación: Este efecto se observa en la calidad de los pulsos generados por el dispositivo. En estos pulsos se observa una modulación incidental, las causas son varias. Por ejemplo si se trabaja con fibras dopadas de grandes longitudes, se presentan fenómenos de auto-modulación. Esto ocurre por que la fibra se fracciona en zonas, en unas actúa como amplificador y en otras como atenuador, esta circunstancia puede resolverse cuando alcanzamos un nivel de bombeo mayor. También en una cavidad láser cuando se aumenta la distancia entre espejos se permite la presencia de mayor *modos longitudinales* que también modulan la salida láser, este fenómeno se conoce como **frecuencia de batidos**. Para resolver este problema es común buscar la posibilidad de construir cavidades más pequeñas, por ejemplo aumentando el dopante de tierra rara.

Esparcimiento: En el proceso de conversión de una señal de una longitud de onda (bombeo) por otra deseada (la señal). Parte de la energía involucrada puede disiparse en calor, en señales adicionales de baja potencia o en interacciones intermoleculares. Las interacciones intermoleculares pueden ser entre los mismos iones, por ejemplo efecto de ESA (excited state absorption), que se produce entre la interacción de iones en estado excitado con los fotones del bombeo. O también si tenemos concentraciones de dopante mayores de 1000ppm ocurren interacciones entre grupos de iones ya sea en efecto de pares (interacción entre 2 iones) o de formación de clusters (interacción entre mas de dos iones). También existe interacción entre el *host* y la radiación emitida por efecto Raman, en donde la radiación al interactuar con el material del host genera otra radiación de una frecuencia diferente (transición

Stokes); la forma de resolver esto es disminuir la longitud de la fibra y bajar la potencia de bombeo.

Así tenemos varios efectos indeseables que se presentan juntos y al resolver unos aumentamos los otros. Por ejemplo si aumentamos la concentración de iones para reducir el tamaño de la cavidad, aumenta la dificultad de fabricación de esta fibra y se presentan otros fenómenos de interacción entre iones que alterará la salida de potencia del láser (fenómeno de pares, ESA y Stokes). Por esta razón es importante construir modelos en donde estos problemas estén involucrados y de esta forma proponer alternativas de solución.

En la presente tesis analizamos un dispositivo láser a base de fibra óptica de Erblio. En estos dispositivos se ha visto que si se utilizan fibras de Erblio con grandes concentraciones de iones, se presentan fenómenos de automodulación en un principio y al aumentar la potencia de salida podemos generar un proceso de auto-Q-switch. De esta forma en la actualidad existen varios modelos y propuestas que describen el porque de este comportamiento. Pero es importante dar sustento experimental a estos modelos. Así en este trabajo de tesis construimos un interferómetro de fibra del tipo Mach-Zenhder. En este interferómetro en uno de sus brazos se encuentra un láser de fibra dopada con Erblio a 2300ppm y en el otro brazo tenemos fibra convencional. De esta forma podemos monitorear el cambio de índice de refracción que se presenta en el láser cuando entra en el proceso de auto Q-switch.

Paralelamente a este trabajo construimos un arreglo experimental que nos permitió medir tiempos de vida de radiación lateral de fibras con diferentes concentraciones de dopante. En este experimento además de encontrar una relación muy clara entre la concentración de dopante y el tiempo de decaimiento también se encontró que existen otros procesos internos que emiten también en la ventana de medición pero con tiempos de vida más cortos.

Capítulo 1

Láser de fibra dopada con erbio

2.0 Resumen del capítulo.

En esta sección se da una descripción de los componentes básicos con los que se construyó el láser de fibra óptica dopada con erbio. Recordando que un sistema láser consta básicamente de 3 componentes: el resonador, el sistema de bombeo y el material activo involucrado, en este caso Erbio. De esta forma se comenzará describiendo en lo general cada elemento brevemente y después en lo particular se comentan las características de dispositivo propuesto a estudiar.

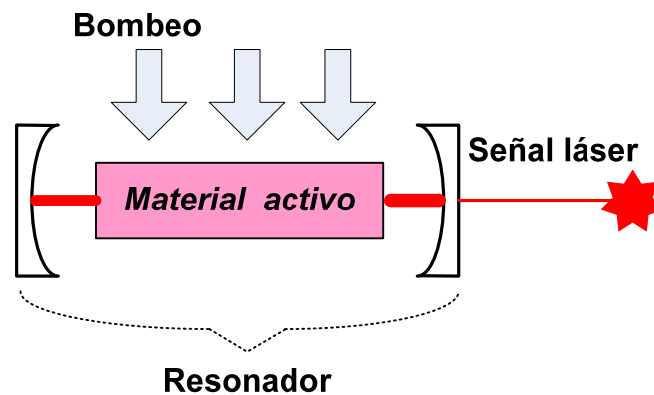


Fig. 1.0.1 Componentes básicos de un dispositivo láser.

1.1 Resonador óptico (concepto general).

La función principal del resonador (o cavidad) es la de contener lo mejor posible la energía luminosa y dirigirla a una dirección determinada. El resonador óptico consta de un arreglo de componentes (principalmente espejos) que permiten a la radiación circular a lo largo de una región. Básicamente existen dos tipos de resonadores los lineales y de anillo. La diferencia entre ambos tipos de resonadores es que en el de anillo es distinguible el sentido del flujo de la radiación y en el lineal no.

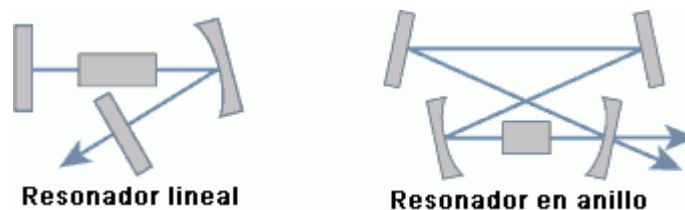


Fig. 1.1.1 Ejemplos de tipos de resonadores ópticos. En el resonador de anillo de la figura, las dos señales de salida corresponden cada una a una dirección definida del flujo de luz en la cavidad.[8]

Además de los componentes reflectores de luz (como espejos) se pueden agregar otros componentes a lo largo de la trayectoria como prismas, cristales, polarizadores, lentes, etc. Estos dispositivos originan cambios físicos en el haz de luz como difracción, polarización, generación de segundo armónico, etc. Un láser requiere de un resonador por muchas razones. La principal razón, es que dentro de él se coloca el material activo que constituye el medio de ganancia que genera la radiación láser, además también sirve para compensar las pérdidas ópticas presentes a lo largo de la trayectoria.

Una propiedad importante de resonador es que a partir de sus características es posible determinar la distribución del campo eléctrico (o intensidad) de la sección transversal de la radiación, esta distribución se le conoce como modos transversales de oscilación.

1.1.1 Resonadores en fibras ópticas.

Un medio por excelencia para transportar energía luminosa es la fibra óptica. La fibra aprovecha el fenómeno de reflexión total interna para contener la energía luminosa que viaja a través de ella. Otra razón muy importante en el caso de fibras unimodales (que permiten un solo modo de oscilación), es el perfil de la intensidad luminosa en la sección transversal de la fibra. Este perfil es bien conocido y es posible modelar. Además de ser el perfil deseado en la mayoría de los dispositivos láser, porque es muy próximo a un perfil gaussiano.

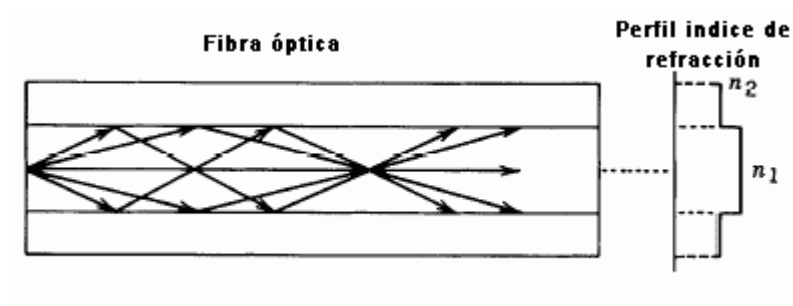


Fig. 1.1.2 Funcionamiento básico de una fibra óptica.[1]

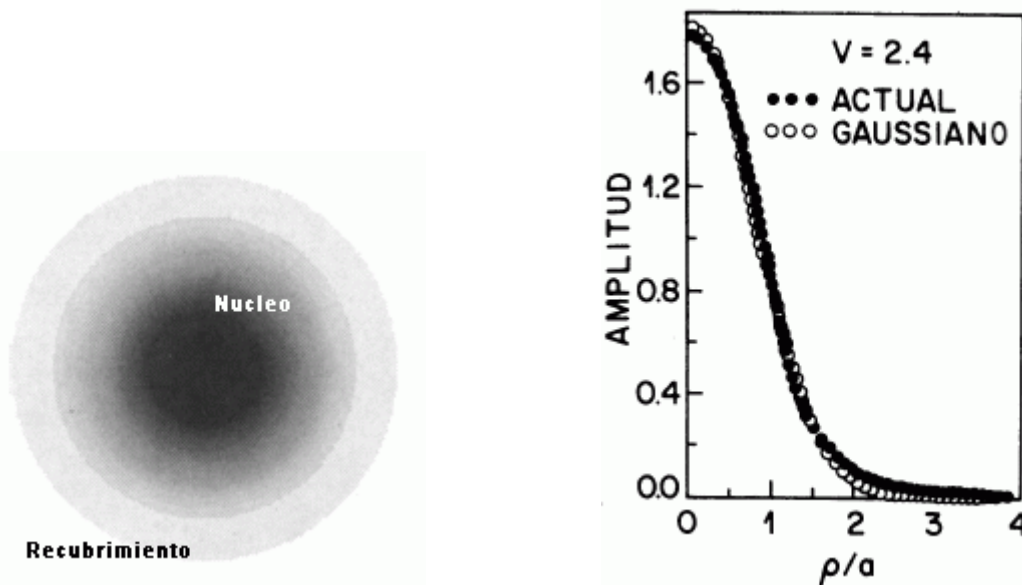


Fig. 1.1.3 y Fig. 1.1.4 Perfil de distribución energética en la fibra unimodal.[15] Semejanza entre el perfil real y un perfil gaussiano. [15]

1.1.2 Ejemplos de resonadores en fibras ópticas.

Para dispositivos láser de onda continua elaborados con fibras dopadas se han estado usando varios tipos de resonadores, cada uno con sus propias ventajas y desventajas. El resonador más común es el resonador Fabry-Perot, como se muestra en la figuras 1.1.5 del inciso **a** al **c**. El de la figura 1.1.5a, está conformado básicamente por dos reflectores dieléctricos planos colocados en los extremos de la fibra dopada. La luz de bombeo se enfoca dentro de la fibra a través de un espejo de alto grado de reflexión, el cual tiene que ser dicroico para transmitir el bombeo y reflejar el haz láser. Una variación de éste diseño usa reflectores dieléctricos depositados directamente en los extremos pulidos de la fibra.

Recordemos que al reducir las pérdidas por acoplamiento se incrementa la estabilidad mecánica y térmica de la cavidad; con lo que podemos lograr una potencia de salida más alta y estable. Siguiendo esta idea se construyen resonadores todo de fibra, es decir todos los elementos están incorporados dentro de la fibra. Como por ejemplo el de las figuras 1.1.5b, 1.1.5c y 1.1.5d. El propuesto en la figura 1.1.5b, la retroalimentación óptica está provista por dos lazos tipo *Sagnac* de fibra y entre ellos una fibra dopada. Cada lazo de tipo *Sagnac* está hecho de una sección de fibra cerrada por un acoplador.

En la figura 1.1.5c se ejemplifica uno de los resonadores mas usados, éste está formado con dos *rejillas de Bragg* grabadas en la fibra, las cuales hacen la función de los reflectores dicroicos. La rejilla se elabora para reflejar la luz láser y transmitir la luz de bombeo. Las rejillas se integran a la fibra dopada, ya sea, empalmándolas en los extremos de la fibra dopada o cuando se es compatible con la composición de la fibra, grabarlas directamente en la fibra dopada. Grabar las rejillas directamente en la fibra reduciría el número de empalmes y de pérdidas. Un beneficio particular de esta configuración, así como en el resonador de la figura 1.1.5b es que la fuente de bombeo, el cual es un diodo láser, puede ser empalmado directamente a la fibra láser, por lo que así se reducen las pérdidas por acoplamiento de la fuente. Una variante de esta configuración, figura 1.1.5d, es aquella en la que en uno de los extremos de la fibra se usa una rejilla (el extremo más cercano al bombeo) y en el otro

extremo se hace un corte perpendicular; de esta forma existe una reflexión cercana al 4% por la interacción **material de la fibra – aire** (reflexión de Fresnel). Este método resulta barato y se usa mucho como mecanismo de prueba.

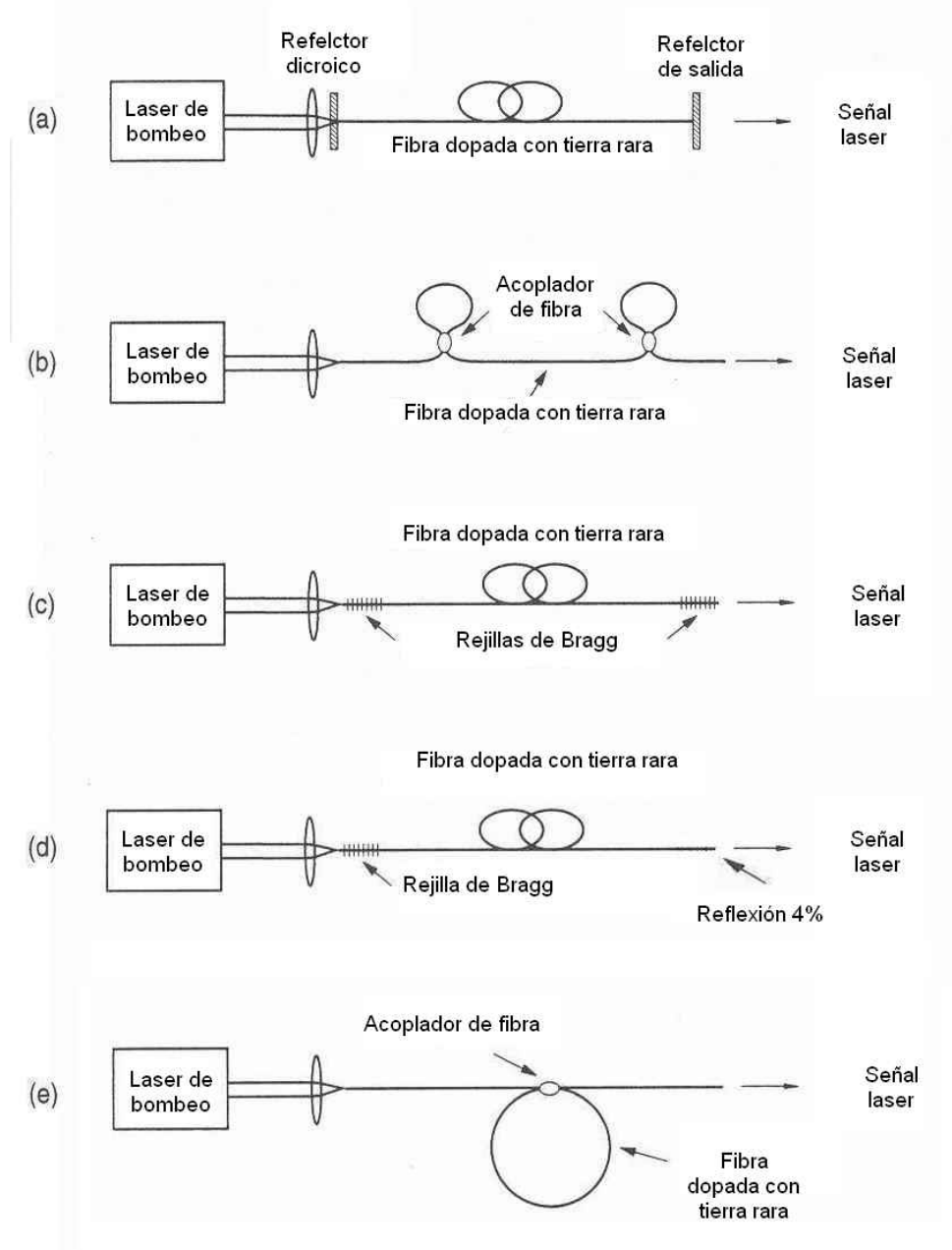


Fig. 1.1.5 Ejemplos de resonadores a base de fibra óptica. a) Fabry-Perot con reflectores dieléctricos; b) Fabry-Perot con acopladores como espejos; c) Fabry-Perot con rejillas de Bragg; d) Fabry-Perot con rejilla de Bragg y reflexión del 4%; e) Resonador en anillo por medio de un acoplador. [4]

En general, la longitud de la fibra dopada se selecciona de tal manera que exista un alto porcentaje de absorción de la potencia de bombeo. Aun así también la potencia de bombeo residual que no es absorbida puede ser reflejada nuevamente dentro de la fibra dopada. Esto incrementa la cantidad de potencia de bombeo absorbida y la eficiencia de conversión, especialmente en dispositivos láser de tres niveles.

Otro resonador importante es el de anillo todo de fibra como el mostrado en la figura 1.1.5e. Este es muy sencillo de fabricar solo consta de un lazo de fibra dopada y un acoplador. La luz de bombeo se inyecta al resonador a través de un acoplador, con acoplamiento de casi cero para la longitud de onda de bombeo, o por un acoplador tipo WDM colocado en el lazo. Este tipo de resonadores se utilizan principalmente para dispositivos láser en modalidad *mode-locking*.

1.2 Bombeo

Los dispositivos láser aprovechan 3 fenómenos que ocurren cuando la materia y una onda electromagnética interactúan. Estos se conocen como proceso de emisión espontánea, proceso de emisión estimulada y proceso de absorción. La forma de explicar estos procesos es por medio de un diagrama energético de 2 niveles E_1 y E_2 , en donde $E_2 > E_1$. Usando este diagrama simplificamos el estado energético de un átomo o molécula.

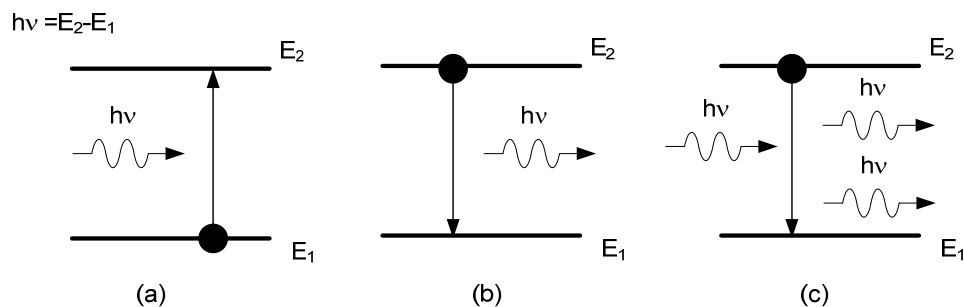


Fig. 1.2.1 Proceso de (a) absorción, de (b) emisión espontánea, de (c) emisión estimulada.

En donde h es la constante de Planck y ν la frecuencia de la señal.[6]

En el proceso de absorción el átomo o molécula se encuentra en un estado energético E_1 , cuando reacciona con un fotón de frecuencia ν (fig 1.2.1a). Puede absorber el fotón y como resultado aumentar su nivel energético a E_2 , siempre y cuando:

$$\nu = (E_2 - E_1) / h.$$

En el proceso de emisión espontánea el átomo ya se encuentra en el nivel E_2 . Como en el átomo su estado natural es el nivel E_1 , eventualmente decaerá a este estado pudiendo emitir en el proceso un fotón de frecuencia ν (fig 1.2.1b).

En el proceso de emisión estimulada el átomo se encuentra en el nivel E_2 y este al interactuar con un fotón de frecuencia ν , decae al nivel E_1 emitiendo en el proceso un fotón clon del que lo hizo decaer (fig 1.2.1c).

El **sistema de bombeo** tiene la función de proporcionar un elevado flujo de energía al medio activo, que en el dispositivo láser se transformará finalmente en la señal láser. Esta energía es suministrada por ejemplo por medio de lámparas de alta intensidad (como las lámparas flash), descargas eléctricas o reacciones químicas. En este proyecto la energía la provee un diodo láser aportando un enorme flujo de fotones.

Debido a este flujo de fotones los átomos del medio activo, por medio del fenómeno de absorción, pasaran a un nivel energético superior conocido como *estado excitado*. En esta situación un átomo puede decaer al estado base (nivel energético común en el material) y emitir un fotón por el fenómeno de emisión espontánea. Este fotón al interactuar con otro átomo en estado excitado hará que este decaiga emitiendo otro fotón clon del que lo origino. El nuevo fotón y el que origino a este interactuarán con otros átomos para emitir otros fotones. De repetirse este proceso el flujo de fotones ira aumentando de manera exponencial aprovechando el proceso de emisión estimulada. Considerando que la emisión estimulada ocurre cuando la energía del fotón es muy cercana a la diferencia de energía entre los estados involucrados; por lo tanto los fotones originados se encontrarán en una banda de frecuencias bien definida.

En resumen el proceso de bombeo logra que el material activo funcione como un amplificador. Se puede determinar intuitivamente que a mayor bombeo, aumenta el nivel de átomos en el estado activo y esto provoca que el nivel de amplificación aumente.

1.2.1 Esquemas de bombeo

En un dispositivo real no solo están involucrados en el proceso del láser 2 niveles, por eso se proponen esquemas que usan más niveles. También resulta que construir un láser con solo 2 niveles no es eficiente. Entonces se proponen dispositivos de 3 ó 4 niveles normalmente. En las representaciones de estos diagramas se suele definir como nivel 2 y 1 aquellos involucrados en el proceso de emisión estimulada, donde se genera la señal láser. La interacción entre los otros niveles ocurre con procesos de intercambio de energía no radiativos, como vibraciones. Una condición muy importante de estos esquemas es que el nivel 2 sea un estado metaestable, con un tiempo de vida muy grande comparado con los otros tiempos involucrados entre los otros niveles. En los esquemas, el proceso de bombeo proporciona la energía suficiente para alcanzar el nivel 3.

Los esquemas de 4 niveles se prefieren sobre los de 3 porque en ellos es más fácil generar la señal láser.

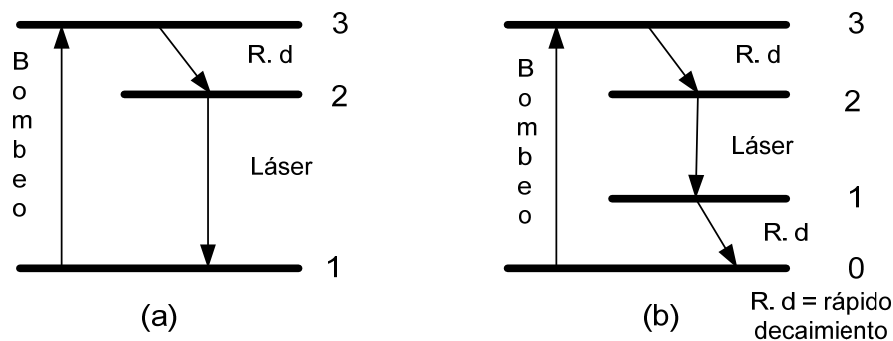


Fig. 1.2.2 Esquemas láser de 3 (a) y 4 (b) niveles.[6]

Usando estos esquemas, se desarrollan modelos en donde se cuantifican el número de átomos que se encuentran en cada uno los estados. Así, se determinan relaciones muy útiles para encontrar la potencia mínima necesaria para que el sistema

laseé (potencia de umbral). También para definir las condiciones necesarias para que el dispositivo funcione adecuadamente. En estos modelos también se pueden agregar otros niveles, para dar espacio a otros fenómenos involucrados en el proceso láser, como se explica en el siguiente capítulo.

1.3 Material activo

El medio activo podemos definirlo como el conjunto de átomos o moléculas que componen el material donde se llevan a cabo las interacciones de luz-materia. Este bloque actúa como el medio por donde la luz láser se amplifica al interactuar con él. Para lograr un medio de amplificación en el material, en éste debemos generar un estado de inversión de población.

La inversión de población se define como aquel estado en que la población de átomos en un nivel energético mayor sea más grande que en un nivel energético menor, recordemos que en condiciones normales esta condición es opuesta. Para lograr esta condición utilizamos el dispositivo de bombeo. Así en un estado con inversión de población, el fenómeno de emisión estimulada puede detonar una avalancha de fotones emitidos con solo la presencia de unos cuantos fotones que llegan al material. Finalmente la función del oscilador es la de proveer estos pocos fotones al material activo y lograr un mayor nivel de amplificación de la luz.

1.3.1 Erblio

El erbio (Er) es un elemento químico que pertenece a una familia admirable de elementos conocida como el clan de las “tierras raras”. Pero esta denominación encierra 2 grandes errores. Estos elementos no pertenecen a la descripción actual en química del término “tierra” y tampoco son elementos “raros”; el número de minerales que contienen tierras raras supera el de 250. Así resulta que el término “tierras raras” es un tributo a la historia y el hecho que se siga usando el nombre no es más que una tradición. El problema principal con estos elementos es que sus propiedades químicas son muy parecidas entre sí y en la naturaleza se encuentran juntos algunos de ellos.

En consecuencia se requieren finísimas técnicas experimentales para lograr la separación de su mezcla en componentes individuales.

En la actualidad el potencial de aplicaciones de estos materiales es enorme y no tiene mucho de haberse comenzado aprovechar. Por la gran demanda de la técnica actual de nuevos materiales con nuevas e insólitas propiedades, es donde estos materiales han encontrado su estrellato. Están por ejemplo en aceros y aleaciones, en imanes permanentes de gran campo magnético, en colorantes para vidrios, en isótopos radiactivos, en dopantes para materiales láser y entre muchos otros materiales para diversas aplicaciones.

1.3.2 Características del vidrio utilizado en fibras dopado con Erbio

El material con el que se fabrican las fibras ópticas es el vidrio. Las ventajas del vidrio como *host* del material activo incluyen: calidad óptica, transparencia, baja birrefringencia, umbral alto de daño óptico, resistencia alta al shock térmico, gran capacidad para almacenar energía, variedad en posibles composiciones, índice de refracción no lineal débil, estabilidad en tamaño y forma y principalmente un costo muy bajo de la materia prima.

El vidrio por definición es un producto inorgánico fabricado por medio de fusión seguido de un proceso de enfriado rápido, llevando al material hacia una rígida condición sin permitir llegar a la cristalización.

La organización estructural del vidrio es bien definida en la escala de unos cuantos átomos; pero ésta es completamente aleatoria, asimétrica y aperiódica a una escala mayor. El arreglo del vidrio está conformado de unidades básicas de estructura con las que se forma una red. Estos materiales pueden ser $(\text{SiO}_4)^{2-}$, GeO_2 , P_2O_5 y B_2O_3 . En el vidrio hecho de sílice la estructura $(\text{SiO}_4)^{2-}$ es conectada en sus esquinas a través de los átomos de oxígeno (puentes de oxígeno); estas conexiones aleatorias forma una red tridimensional desordenada.

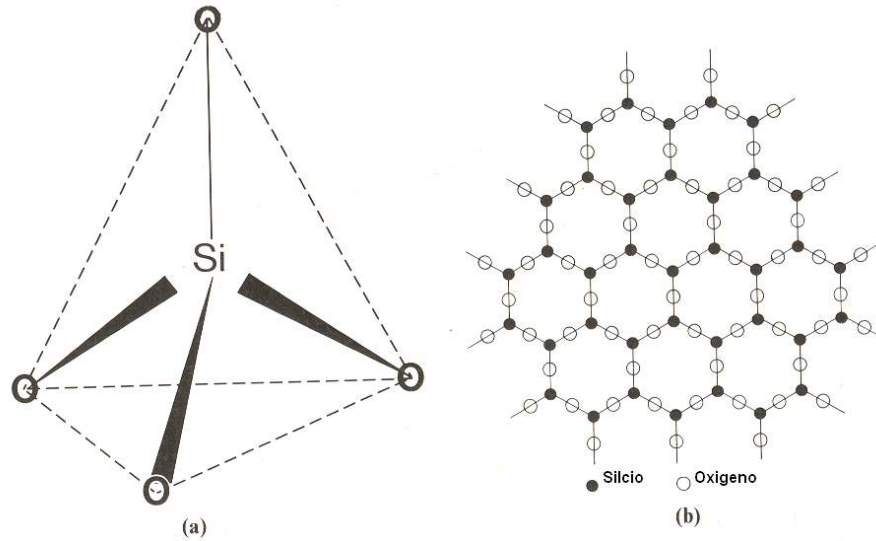


Fig. 1.3.1 (a) Estructura básica de la molécula de sílice (b) Red cristalina formada por agrupación de esta molécula.[12]

Materiales como los metales alcalinos ó alcalinos térreos se usan como modificadores por ejemplo Na^+ y Al^{3+} . Estos modificadores se agregan con la intención de romper algunos puentes de oxígeno. Como resultado se debilita la estructura y así se pueden incorporar iones trivalentes como los iones de tierras raras. Pero aun así la variedades de vidrios que se pueden fabricar a partir de estructuras básicas y elementos modificadores no es infinita. Así los vidrios se clasifican en grupos de: óxidos, haluros, oxi-haluros y chalcogenidos.

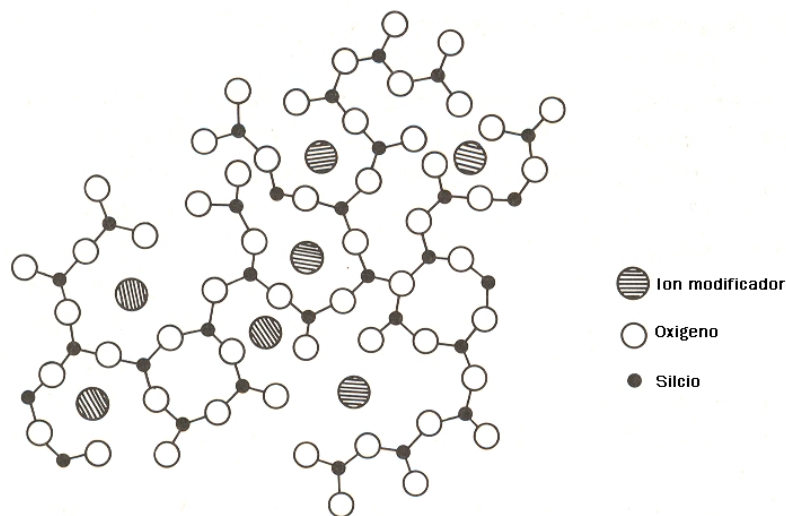


Fig. 1.3.2 Red modificada del vidrio. Los modificadores rompen los puentes de oxígeno.[12]

Algunos ejemplos de óxidos son los vidrios fosfatados activados con Nd^{3+} y Er^{3+} que han recibido mucha atención por sus propiedades ventajosas de estabilidad térmica y fuerza química en aplicaciones de alta potencia. Otros vidrios de óxido como los de aluminosilicato y germanosilicato se usan generalmente como base de vidrios para la fabricación de fibras dopadas con Er debido a la compatibilidad con las fibras uni-modales estándar, al igual que por otras características espectroscópicas.

En resumen existe una gran variedad de vidrios que son utilizados como *host* para las tierras raras como las de Pr^{3+} , Nd^{3+} y Er^{3+} . Pero resulta que en aplicaciones, donde el bombeo por medio de un diodo láser de baja potencia se incarta directamente a la fibra, la fibra dopada se debe fabricar de tal manera que ambos elementos sean compatibles. Esto impone muchas restricciones y condiciones concernientes a la manufactura de fibras ópticas.

1.3.3 Propiedades ópticas del Erbio

Los iones de tierras raras, más específicamente los lantánidos bivalentes o trivalentes, se usan como activadores en alrededor de 450 cristales láser conocidos, muchos de los cuales tiene una estructura ordenada. Solo los iones de lantánidos trivalentes se han usado en vidrios, en fibras ópticas o materiales en bruto. La configuración electrónica de una tierra rara trivalente es $[\text{Xe}]4f^{N-1}5s^25p^66s^0$, de donde $[\text{Xe}]$ representa la coraza electrónica cerrada del Xenón. De esta configuración, uno o dos electrones se pueden remover de las capas $4f$ y $6s$, como consecuencia de la secuencia por la cual los electrones se van llenando en las subcapas. Por otro lado, los $N-1$ electrones que pertenecen a la capa $4f$ son resguardados de los campos externos por las capas más alejadas $5s$ y $5p$. Esta propiedad causa que las transiciones láser $4f \rightarrow 4f$ de los materiales láser de estado sólido a base de tierras raras exhiban líneas relativamente bien definidas en comparación con el caso de los metales de transición. Otra consecuencia de este efecto de coraza es que la característica espectroscópica de la transición es débilmente sensible al tipo de *host* (portador).

Después del Nd^{3+} , el siguiente ion extensamente estudiado es el Er^{3+} . El primer láser de vidrio dopado con Er^{3+} fue demostrado por Snitzer y Woodreck usando la transición de 1500nm, $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$.

De las transiciones posibles una de importancia es la de $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ que corresponde al rango de 2700 a 2900 nm, esta puede aplicarse en cirugía láser porque coincide con la banda de vibración del OH. Fue hasta la llegada de los vidrios del tipo de haluros, que se logró generar esta transición de manera radiativa.

De la configuración electrónica del Erblio, $[\text{Xe}]4f^{11}5s^25p^66s^0$, se han generado modelos teóricos que describan de manera muy realista el comportamiento de este ión. De estos modelos fue posible describir un diagrama de niveles energéticos para absorción y emisión radiativa.

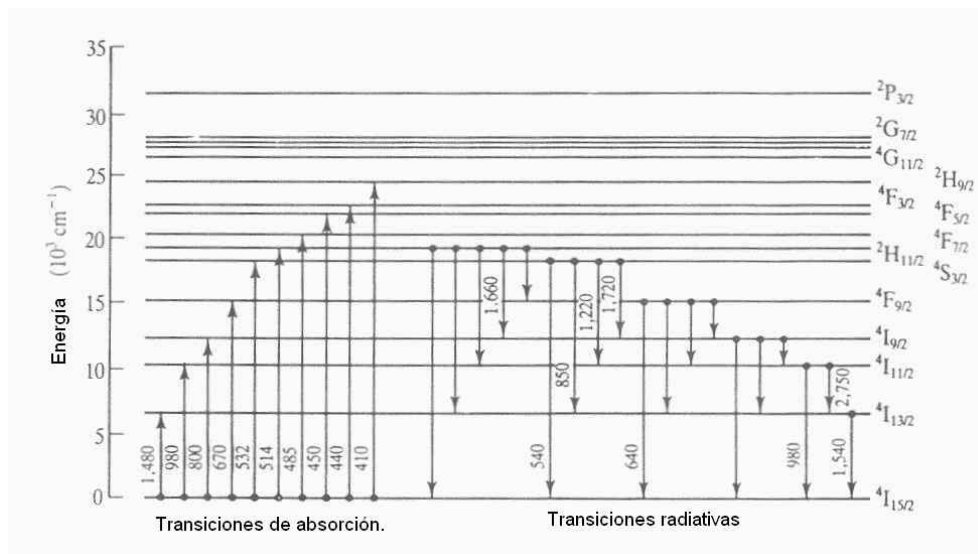


Fig. 1.3.3 Niveles de energía del ion de Er. Transiciones de absorción y transiciones radiativas.[3]

Para corroborar este diagrama de transiciones en el caso de la absorción, se obtienen espectros. En la siguiente figura mostramos un espectro de un silicato de vidrio tipo ED-2. Debemos señalar que la forma del espectro y la magnitud de los picos también dependen del material que actúe como *host*. Pero no afecta en los lugares donde se encuentran los picos.

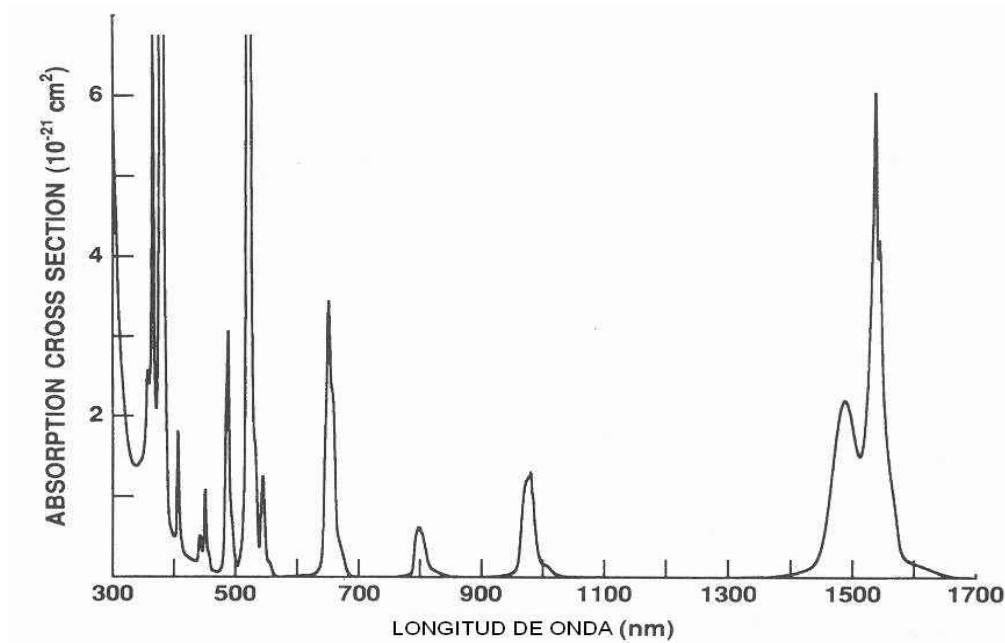


Fig. 1.3.4 Espectro de absorción. Las bandas discretas de absorción (los picos) corresponden a las transiciones entre niveles energéticos. [4]

En unos párrafos anteriores mencionamos que gracias a la coraza energética de las capas 5s5p, las bandas deberían ser muy angostas, pero la realidad es que las transiciones no son tan angostas sino que tienen anchos muy apreciables. En los dispositivos láser a base de gases como el helio-neón, el ensanchamiento del espectro se debe a las colisiones que ocurren entre los diferentes átomos que conforman el gas o entre los átomos y las paredes del recipiente. En el caso de los sólidos el ensanchamiento es causado por las frecuencias altas de vibración de la red cristalina. El efecto del ensanchamiento de las líneas por la temperatura es conocido como *ensanchamiento fonónico*. Pero otro factor importante son los campos externos que genera la red cristalina sobre los iones, estos efectos se perciben porque las líneas se desdoblán en unas cuantas líneas muy cercanas a la línea original, este fenómeno se conoce como *efecto Stark*. Estas características dependen fuertemente del material que se utilice como host.

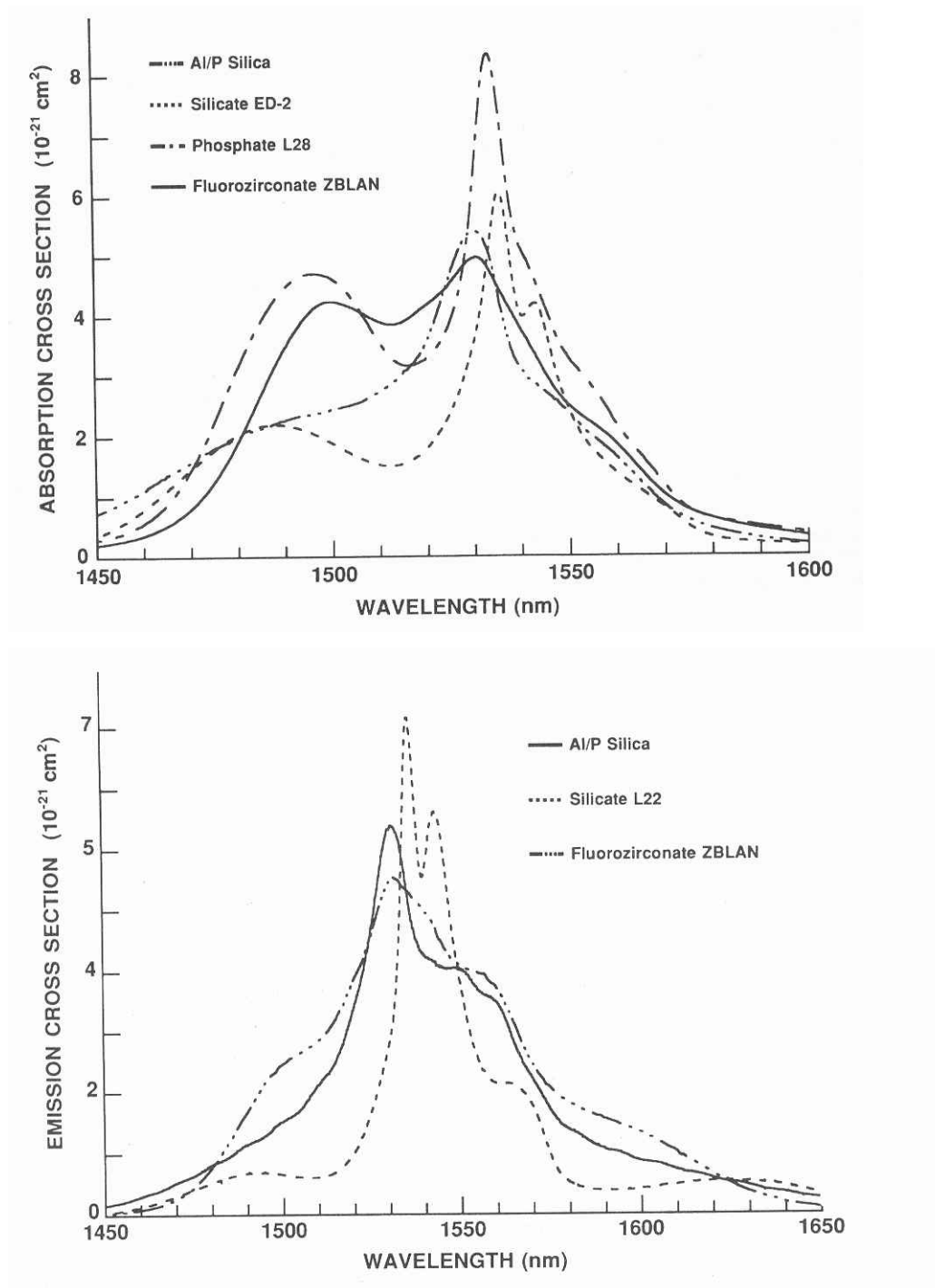


Fig. 1.3.5 y Fig. 1.3.6 Espectro de absorción y de emisión para diferentes materiales utilizados como host del dopante de Erbio. [4],[4]

1.4 Parámetros que caracterizan a una fibra dopada.

Para modelar una fibra es muy importante tomar en cuenta una cantidad de parámetros. Éstos en principio nos sirven para caracterizar la estructura de la fibra, pero también podemos obtener otros parámetros que utilizaremos para describir el funcionamiento del dispositivo.

Para la caracterización de la estructura de la fibra podemos obtener algunos parámetros que por lo general el fabricante no los proporciona, o de ser posible (si tenemos la fortuna) nosotros podemos diseñar la fibra con los parámetros deseados.

Entre éstos encontramos:

Perfil del índice de refracción, este diagrama nos indica la distribución del valor índice de refracción en la sección transversal de la fibra. En este diagrama se mencionan las dimensiones del núcleo y del revestimiento.

Distribución del dopante de tierra rara, es un diagrama similar al anterior. En este parámetro se define una distribución de la concentración del dopante en la sección transversal de la fibra.

Distribución de los codopantes, además del dopante de erbio se agregan otros elementos como dopante con la intención de regular el índice de refracción, de estabilizar a los iones de erbio ó de agregar otras propiedades deseables en la fibra. Por ejemplo se dopa con germanio con la intención de poder grabar rejillas de Bragg en la fibra.

Espectro de absorción, absorción y fluorescencia de la banda ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y tiempo de vida de la preforma, estos parámetros se miden directamente de la preforma (pieza que al estirla genera la fibra óptica). De esta forma el fabricante caracteriza el material antes de convertirlo en fibra óptica. Al medir el espectro de absorción se puede inferir la concentración de dopantes en la fibra, si es que se tiene varias concentraciones de diferentes tierras raras. Estas características luego se pueden corroborar con la fibra ya estirada.

Al tener la fibra ya lista y en nuestras manos se hacen algunas mediciones importantes. Aunque el fabricante realiza una caracterización de la fibra, puede suceder que algunos de estos parámetros no tengamos información y debamos obtenerlos.

Espectro de absorción, esta cantidad se mide directamente en la fibra dopada usando una lámpara de luz blanca y el OSA (optical spectrum analyzer).

Absorción y fluorescencia de la banda $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$, para la absorción usamos la información proporcionada por el OSA en la región de nuestro interés esto es alrededor de 1550nm. En el caso de la fluorescencia es importante hacerlo directamente con la señal que utilizaremos para el bombeo. Esta información para el caso de este proyecto la tomamos de un trabajo anterior con la misma fibra dopada que usamos.

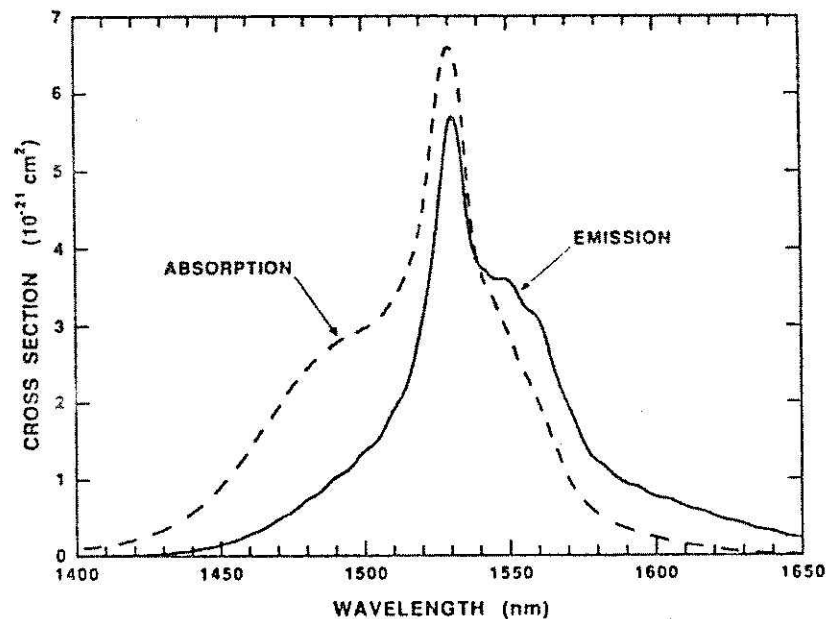


Fig. 1.4.1 Espectro de absorción y de emisión dentro de 1400 y 1650 nm [4]

Tiempo de vida de la fluorescencia, este dato es utilizado como parámetro para la caracterización del funcionamiento del láser. También podemos encontrar resultados interesantes que confirmen la interacción de procesos adicionales en la generación de la inversión de población cuando la fibra es bombeada. En este trabajo de tesis realizamos mediciones de tiempos de vida para fibras con diferentes concentraciones de dopantes y para diferentes fabricantes de fibra dopada. En un capítulo posterior daremos mayor detalles del procedimiento empleado para medir tiempos de vida y los resultados obtenidos.

Otros parámetros utilizados son:

Longitud de onda de corte, coeficiente de ganancia, potencia de saturación, cambios de índice de refracción.

1.5 Descripción del dispositivo láser construido en este proyecto.

El dispositivo de estudio es un láser de fibra de Erblio, del tipo todo de fibra. Este dispositivo como material activo tiene de un trozo de fibra óptica altamente dopada con Erblio a 2300ppm. La cavidad láser del dispositivo es la del tipo Fabry-Perot con espejos, del tipo rejillas de Bragg, colocados en los extremos de la fibra dopada. El mecanismo de bombeo lo conforma un diodo láser de 980nm con salida a fibra óptica y un WDM. El WDM se encarga de introducir por un brazo la radiación de bombeo (980nm) y por el otro brazo nos entrega la radiación de salida del dispositivo láser (1550nm).

El siguiente diagrama describe el dispositivo laser que se construyó y que después fue objeto de estudio a través de un interferómetro de fibra.

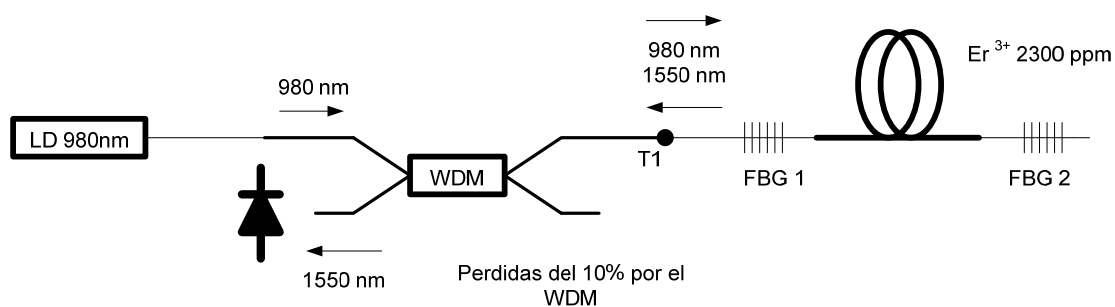


Fig. 1.5.1 Diagrama de dispositivo láser, objeto de estudio en este trabajo de tesis.

1.5.1 Material activo.

El material activo de este dispositivo, lo constituye la fibra dopada con Erblio. Se utilizaron dos longitudes de fibra una de 92cm y la otra de 145cm.

La concentración de dopante de la fibra es de 2300ppm (partes por millón). Los parámetros que caracterizan a la fibra incluye una apertura numérica $NA=0.27$ y un radio en el núcleo de $a = 1.35\mu\text{m}$ y longitud de corte un 1040nm. En la figura 1.5.2 (c), que corresponde al espectro de absorción en 980nm podemos observar de manera experimental la longitud de corte en 1040nm, como un pico de absorción. Factor de traslape con el modo propagante para la longitud de onda de 1550nm es $\Gamma=0.6$.

La concentración de 2300ppm en esta fibra se le considera como un alto grado de dopante. Una concentración de dopante común para un amplificador de fibra es de 300ppm.

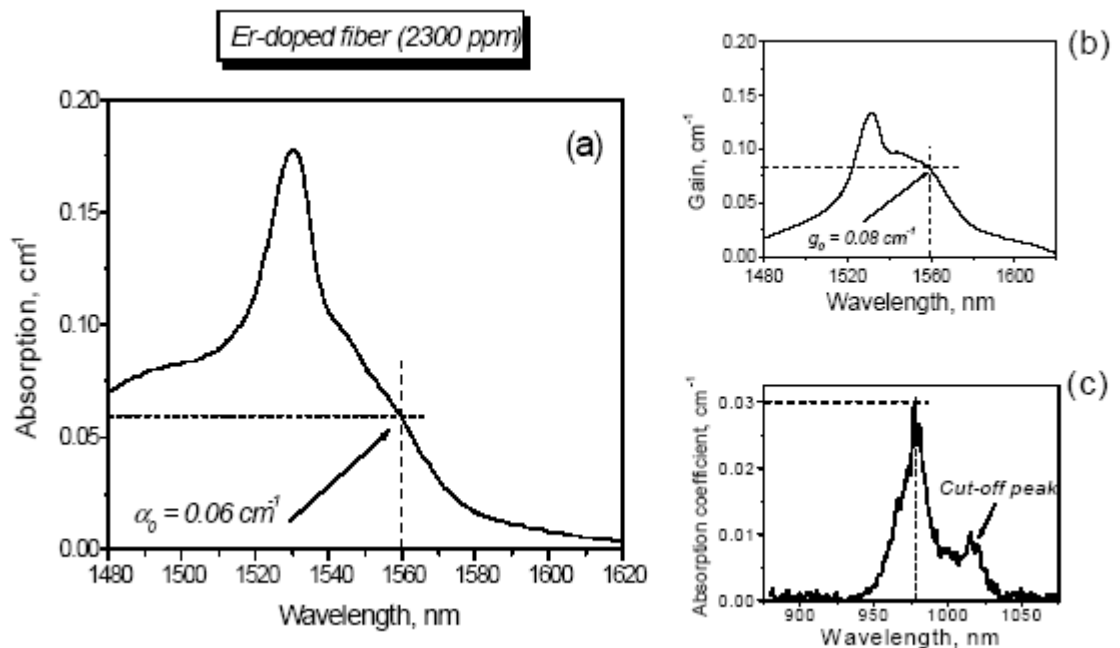


Fig. 1.5.2 (a) Espectro de absorción en 1550nm. (b) Espectro de ganancia de en modalidad full-saturated. (c) Espectro de absorción en 980nm. [16]

1.5.2 Resonador de fibra.

El resonador utilizado para este dispositivo láser es del tipo Fabry-Perot con 2 rejillas de Bragg en los extremos. Estas rejillas están denotadas como FBG1 y FBG2 en el diagrama. Las dos rejillas fueron compradas a *E/O Land Inc.* Las características de las rejillas son las siguientes:

Identificador	Reflectividad	Ancho espectral
FBG1	86.7 %	0.09 nm
FBG2	93 %	0.09 nm

La rejilla FBG1 tiene menor reflectividad ya que por ese extremo se considera la salida del láser. Estas rejillas solo reflejan la componente de la señal con longitud de onda de 1560.3nm dentro de un ancho de banda de 0.15nm, dejando pasar las demás componentes. Las rejillas de Bragg son verdaderamente sorprendentes por su sencillez y lo práctico que resultan. Pues de estos dispositivos podemos escoger la longitud de onda con la que deseamos operar y la reflectividad.

1.5.3 Mecanismo y dispositivo de bombeo.

Para el dispositivo de bombeo se utiliza un diodo láser de salida a 980nm, de marca *JDSU* de la serie 2900. Este diodo láser entrega a la salida hasta 400mW de radiación. Viene empaquetado en configuración tipo *14 pin butterfly*, con salida directa a fibra óptica. Para el control de temperatura cuenta con un enfriador termoeléctrico y un termistor. Y para monitorear la salida de potencia posee un fotodiodo. Además cuenta con una rejilla con el objetivo de estabilizar el espectro de salida.

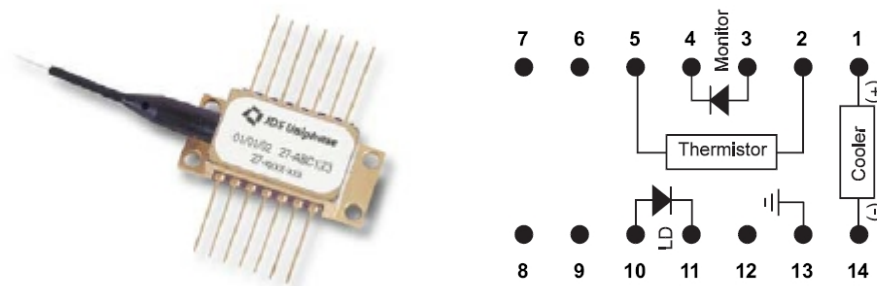


Fig. 1.5.3 Diodo laser empleado para bombeo. Configuración de pines [18]

Usando este dispositivo en el esquema de bombeo, el proceso se vuelve muy eficiente porque desde un principio aseguramos que la radiación de bombeo que entregamos interactúe directamente con el material activo. Y como valor agregado la salida de potencia de estos dispositivos es muy simple de controlar. También tenemos la certeza que la mayor parte de la potencia de bombeo se inyecta al material porque lo introducimos por medio la misma fibra óptica, que minimiza las pérdidas de la señal.

Para controlar la salida de potencia del diodo de bombeo a 980nm usamos una fuente de control de diodos láser de marca *ILX lighthware*. Esta fuente posee muy buenas características en las que destacan que la salida puede ser modulada por medio de una línea de referencia. Esta característica nos permitió modular la señal de bombeo con una onda cuadrada, que usamos para medir tiempos de vida. También usamos esta función para caracterizar la absorción de la longitud de onda de 1150nm en nuestro interferómetro, cuando usamos un bombeo con una salida modulada por una señal de diente de sierra.

El mecanismo de bombeo que mejor describe el funcionamiento de éste dispositivo es el de 3 niveles. Los tiempos de decaimiento entre las transiciones corresponden a $\tau_{32} \approx 7\mu\text{s}$ y $\tau_{21} \approx 9.5\text{ms}$ para la fibra de sílice.

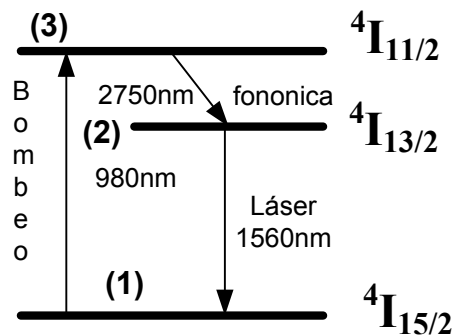


Fig. 1.5.4 Diagrama del esquema de bombeo.

En el mecanismo láser de 3 niveles, empleamos la salida del diodo de bombeo para hacer que ocurra la transición $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ en los iones de erbio. Es decir pasan de un estado base $4I_{15/2}$ a un estado excitado $4I_{11/2}$. De éste nivel por interacción fonónica (vibraciones moleculares) los iones decaen rápidamente al nivel $4I_{13/2}$; éste es un nivel meta estable de alrededor de 10ms. Y de ahí los iones decaen de manera radiativa en la siguiente transición $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$. Es en esta transición donde se genera la señal láser de 1550nm.

1.5.4 Caracterización del láser de fibra óptica dopada con Erblio a 2300pm.

La figura 1.5.5 corresponde a la salida láser del diodo en función de la corriente de consumo antes de pasar por el WDM. Recordando que los diodos láser su salida de potencia óptica es casi lineal con la corriente de consumo. El polinomio que describe el comportamiento de la potencia óptica de salida en función de la potencia de entrada es:

$$Po(mW) = -12.6 + 0.93I(mA) - 3.7 \times 10^{-4} (I(mA))^2$$

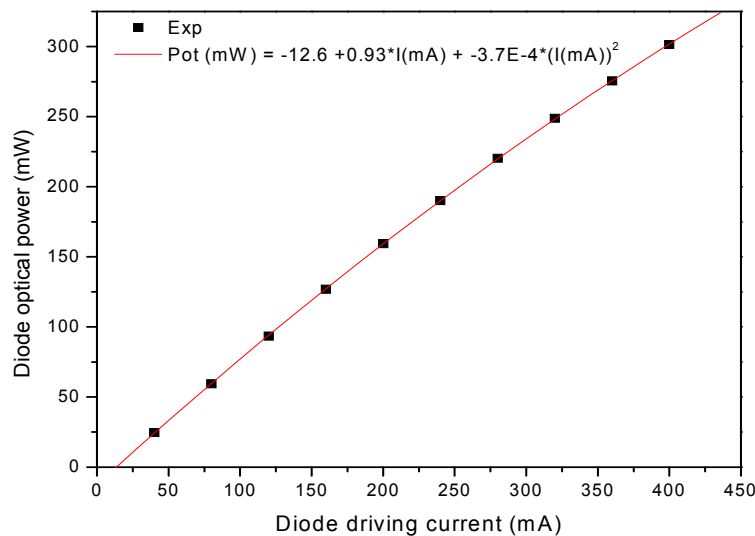


Fig. 1.5.5 Respuesta de la salida de potencia promedio del diodo de bombeo en función de la corriente de consumo por el diodo láser.



Usando el polinomio extrapolado podemos inferir que la corriente de umbral en la cual es diodo láser comienza a lasear es de 13.54mA aproximadamente. Después esta señal se hace pasar por un WDM, resultando que al atravesarlo la potencia decae en un 12%, resultando que $P_{\text{outWDM}}=0.88P_{\text{inWDM}}$. Esto corresponde a la señal medida en el punto T_1 de la figura 1.5.1.

Los siguientes apartados corresponden a la caracterización de la salida promedio del dispositivo láser de fibra dopada con Erblio para la fibra de 92cm primero y después para la fibra de 145cm.

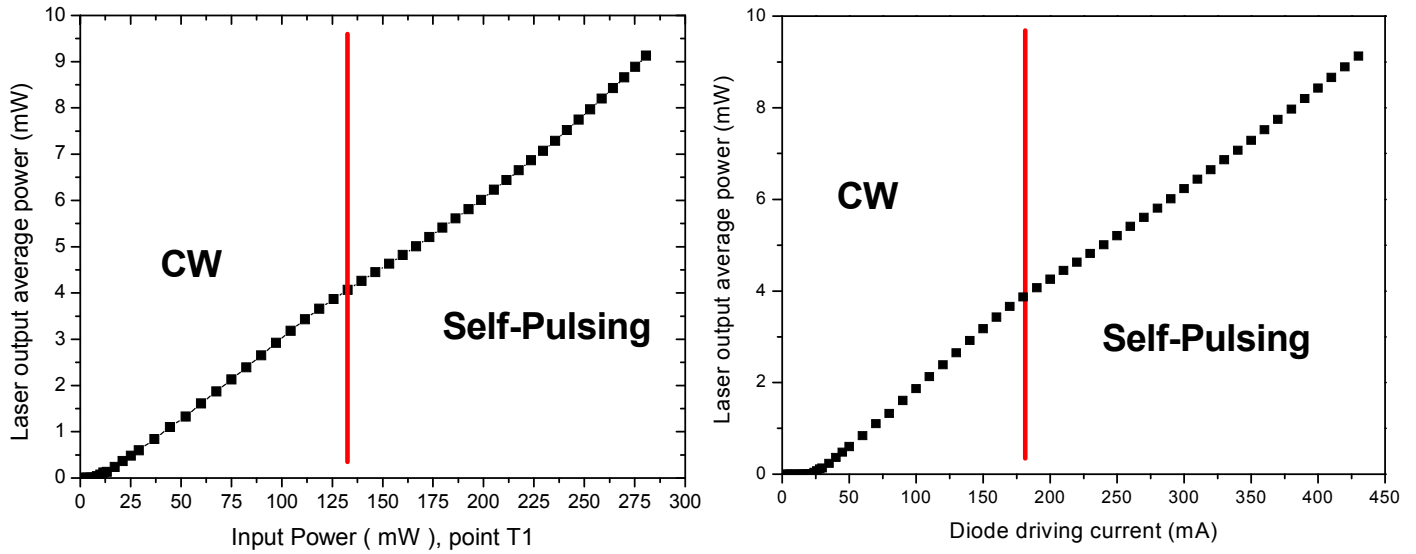
1.5.4.1 Láser de 92cm de fibra activa de Er³⁺ a 2300ppm.

Fig. 1.5.6 Respuesta del láser de fibra en función de la potencia de entrada en el punto T1 ó corriente de consumo en el diodo de bombeo (eje superior)

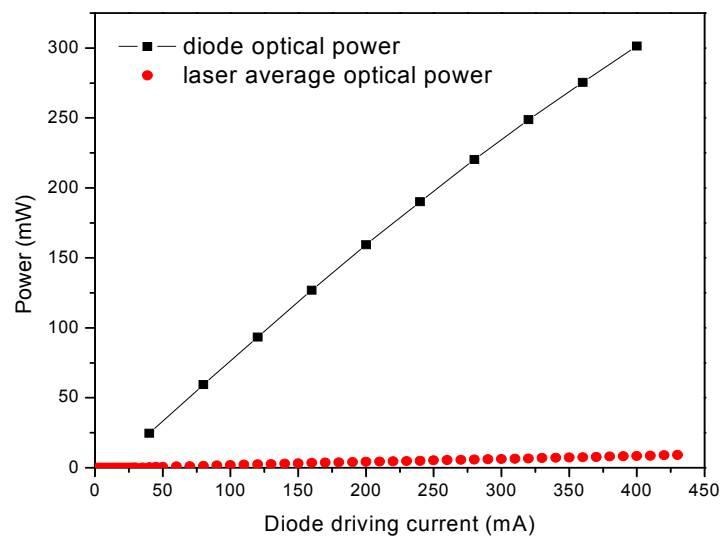


Fig. 1.5.7 Grafica comparativa de la salida de potencia del diodo láser y el láser de fibra.

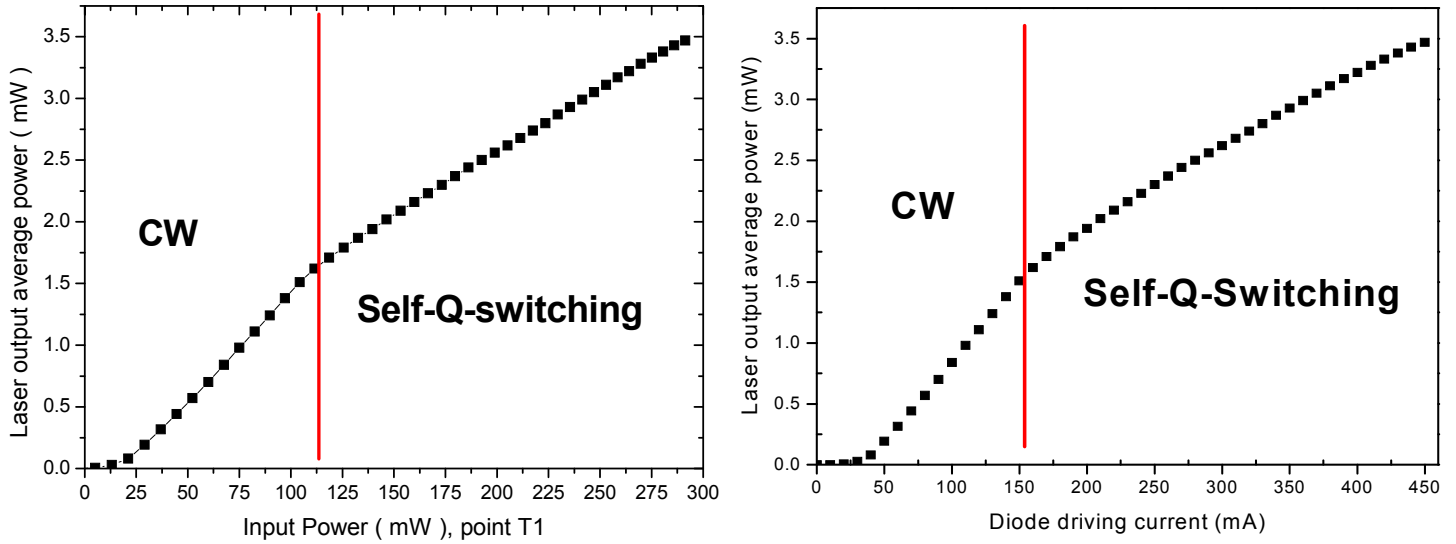
1.5.4.2 Láser de 145cm de fibra activa de Er³⁺ a 2300ppm.


Fig. 1.5.8 Respuesta del láser de fibra en función de la potencia de entrada en el punto T1 ó corriente de consumo en el diodo de bombeo (eje superior)

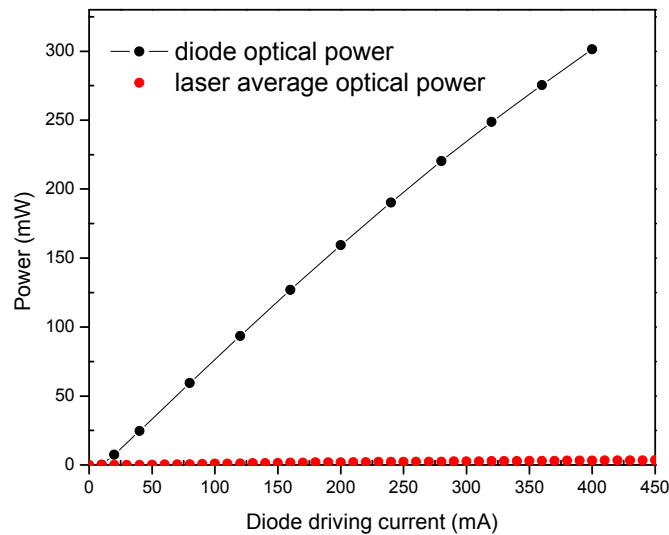


Fig. 1.5.9 Grafica comparativa de la salida de potencia del diodo láser y láser de fibra.

1.5.4.3 Observaciones de la salida en los dispositivos láser de fibra.

Lo correcto cuando nos referimos a la potencia de salida del láser de fibra es referirlo a la potencia de entrada. Pero al realizar los experimentos resulta más cómodo hacer referencia a la corriente de consumo en el diodo de bombeo. Por eso a continuación cuando hagamos referencia a un punto de salida lo haremos en función de la corriente de consumo en el diodo láser. Pero con la advertencia que en los párrafos donde sea importante hacer referencia a la potencia óptica de entrada en la fibra lo especificaremos.

En las figuras 1.5.6 y 1.5.8 manejamos las 2 escalas; en la figura de la derecha para la relación de la potencia de salida en función de la corriente de consumo en el diodo láser y en la figura de la izquierda para la potencia de bombeo en el punto T1 (entrada en el arreglo Rejillas-Fibra dopada). En los experimentos la corriente máxima de consumo fue de 450mA que corresponde a una potencia de salida de 330.98mW del diodo láser ó una potencia de 291.26mW (después de pasar por el WDM) a la entrada de la fibra. También el umbral de la salida láser de la fibra de 92cm corresponde a la corriente de 25mA o la potencia de entrada en la fibra de 9.17mW. Mientras que en la fibra de 145cm el punto de umbral se encuentra en 50mA o la potencia de entrada en la fibra de 32.98mW.

Se observa también que en la fibra con mayor longitud (la de 145cm) tiene una salida de potencia menor a la de la fibra con longitud de 92cm. La potencia de salida de la fibra de 145cm es aproximadamente 2.6 veces más pequeña que la de la fibra de 92cm.

En las gráficas de salida láser tenemos un punto de inflexión (línea vertical roja). En este punto existe un cambio de régimen de continuo a pulsado. Para la fibra con longitud de 145cm es alrededor de 150mA ó una potencia de entrada a la fibra de 104.35mW. En el siguiente capítulo describiremos a detalle las características de los pulsos en las 2 longitudes de fibra.

1.6 Conclusiones de capítulo 1

A lo largo de este capítulo describimos los elementos que conforman el dispositivo láser a estudiar. Este dispositivo es un láser de fibra que tiene por material activo a una fibra altamente dopada con Erbio (2300ppm) formando un resonador tipo Fabry-Perot con espejos del tipo rejillas de Bragg en los extremos de la fibra. Finalmente el dispositivo de bombeo lo constituye un diodo láser de 980nm con salida a fibra óptica y una potencia de salida máxima de 400mW.

Con este arreglo armamos 2 cavidades una con longitud de 92cm y de otra de 145cm de fibra dopada con Erbio. En cada caso caracterizamos la salida láser en función de la potencia de bombeo en la entrada de la cavidad. En estas cavidades a un determinado nivel de bombeo presentan un régimen pulsado: para la cavidad de 92cm es del tipo “salida modulada”, mientras que en la cavidad de 145cm es del tipo *self-Q-Switch*.

Los resultados reportados reproducen los que se obtuvieron en trabajos anteriores con esta fibra. [17]

1.b Bibliografía.

[1] D. N. Trifonov, **El precio de la verdad**, Mir, 1981

Pg Muy buena introducción sobre el tema de las tierras raras.

[2] I. Randunskaya, **El fracaso de las paradojas**, Mir, 1975

Pg Muy amena introducción al concepto del láser.

[3] Emmanuel Desurvire, **Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications**, Wiley inter-science, 2002

Pg Libro básico de consulta. Fg 4-4

[4] Michel J. F. Digonnet, et al, **Rare-Earth-Doped Fiber lasers and amplifiers**, MARCEL DEKKER, INC. , 2001

Pg Libro básico de consulta. Fg 2, 27, 30, 31, 44 cap 2

[5] P.C. Becker, N.A. Olsson, J.R. Simpson, **Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology**, Academic Press, 1999

Pg. Libro básico de consulta.

[6] Orazio Suelto, **Principles of lasers**, Plenum Press, 4ed, 1980

Fig. 1.1, Fig 1.6 (a) y (b)

[7] Eugene Hecht, **Óptica**, 3ed, Pearson Addison Wesley, 2005

[8] <http://www.rp-photonics.com/>

Pg. Pagina especialidad en dispositivos láser y fibras opticas.

[9] J. Michael Hollas, **Basic Atomic and Molecular Spectroscopy**, Wiley Interscience, 2002

Pg. Excelente referencia para temas básicos de espectroscopia.

[10] Frank L. Pedrotti, S.J. Leno S. Pedrotti, **Introduction to optics**, Prentice Hall, 2ed, 1993

[11] G.S. Landsberg, **Óptica, tomo 1 y 2**, Mir, 1983

[12] P. W. France, **Optical Fibre lasers and Amplifiers**, Blackie and Son, 1991

Fig. 3.2, p 53, Fig. 3.3, p 54

[13] K. Thyagarajan and A. K. Ghatak, **Lasers Theory and Applications**, Plenum Press, 1981

[14] K. Thyagarajan and A. K. Ghatak, **Introduction to Fiber Optics**, Cambridge university press, 1998

[15] Govind P. Agrawal, **Nonlinear Fiber Optics**, Academic Press, 3ed, 2001

[16] A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov and N. N. Il'ichev, **Excited-state absorption and ion pairs as a sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser**, Opt. Express, Vol. 13 No. 21, pg 8498-8507, october 2005.

[17] S.G. Cruz Vicente, M.A. Martinez Gamez, A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov and M. V. Andrés, **Diode-pumped self Q-switched erbium-doped all-fiber laser**, Quantum electronics 34(4), pg 310-314, 2004.

[18] <http://www.jdsu.com/>

Fabricante de diodos láser para bombeo.

Capítulo 2

Fenómeno de self-Q-switching

2.0 Resumen de capítulo.

Al final del capítulo 1, mostramos las curvas de caracterización de la salida láser del dispositivo de fibra altamente dopada con Erblio. En esas curvas se menciona que el láser presenta al principio un régimen **continuo** y al aumentar la potencia de bombeo un régimen **pulsado**. En este capítulo expondremos las características de estos pulsos y distinguiremos a los pulsos obtenidos con la fibra a 92cm de los de la fibra de 145cm.

El régimen pulsado no puede ser explicado por el modelo de 3 niveles mostrado en el capítulo 1, y que es muy utilizado. Para explicar el régimen pulsado se propone otro modelo [1]. En éste modelo se incluyen interacciones adicionales con otros niveles energéticos, de estas interacciones destacan los procesos de ESA y las interacciones entre iones de Erblio.

2.1 Niveles adicionales involucrados en la dinámica del láser.

Los fotones interactúan con la materia porque esta contiene cargas eléctricas. El campo eléctrico de la radiación luminosa genera fuerzas que actúan sobre las cargas eléctricas de los dipolos de los átomos, moléculas y sólidos, causando que estos vibren o se aceleren. De esta forma las cargas que vibran emitirán radiación.

Aunque el proceso se puede ver desde una perspectiva de fuerzas, campos, cargas eléctricas, dipolos, aceleraciones y vibraciones, se toma una perspectiva diferente, más simple y más fácil de operar matemáticamente. Se modelan los sistemas a base de niveles energéticos y las interacciones involucradas a partir de fotones (radiación luminosa cuantizada), fonones (vibraciones mecánicas cuantizadas), decaimientos entre niveles (caracterizados por los tiempos de vida), probabilidades de interacción (cross-sections), por mencionar algunos elementos útiles en nuestros modelos.

Pero en el camino de simplificación podemos perder información valiosa, que haga que el modelo ya no concuerde con la realidad. En tales circunstancias, la forma de adecuar el modelo a la realidad es poner más atención en interacciones que en los primeros modelos despreciamos o ignoramos. Pero en cada modificación que hacemos al modelo debe haber una justificación física y real.

En el modelo que describimos en el capítulo 1 para explicar el funcionamiento láser de iones de Erbium, sirve para una primera aproximación; en ésta las condiciones son muy especiales y algunas de ellas ideales; por ejemplo el despreciar las interacciones con los otros niveles. Pero cuando nos salimos de las características especiales entonces el modelo no funciona y predice información errónea o no puede explicar fenómenos que observamos. La primera estrategia es colocar elementos que consideramos insignificantes y después buscamos otras posibles interacciones.

Para explicar el régimen pulsado y el *self Q-switch* debemos considerar la interacción con otros niveles y otros fenómenos involucrados. Entre estos fenómenos tenemos al *ESA* (excited state absorption) y las interacciones entre iones de erbio (efecto de pares).

2.1.1 Absorción en el estado excitado (ESA por sus siglas en inglés).

El término *ESA* corresponde a un proceso de absorción que se presenta en el ión cuando éste se encuentra en un estado excitado superior; logrando así que el ión alcance niveles energéticos mayores. En el dispositivo láser de 3 niveles, éste fenómeno puede ocurrir en dos situaciones diferentes. En una situación ocurre cuando se absorbe la señal de bombeo y en otra situación cuando es la señal láser la que se absorbe. El proceso *ESA* ocurre porque existen niveles que se acoplan justamente con la energía de fotón de bombeo o de la señal láser (según sea el caso). El proceso *ESA* sucede con mayor probabilidad si la potencia de bombeo y la concentración de iones son altas, y considerando además las características del material que sirve como *host*.

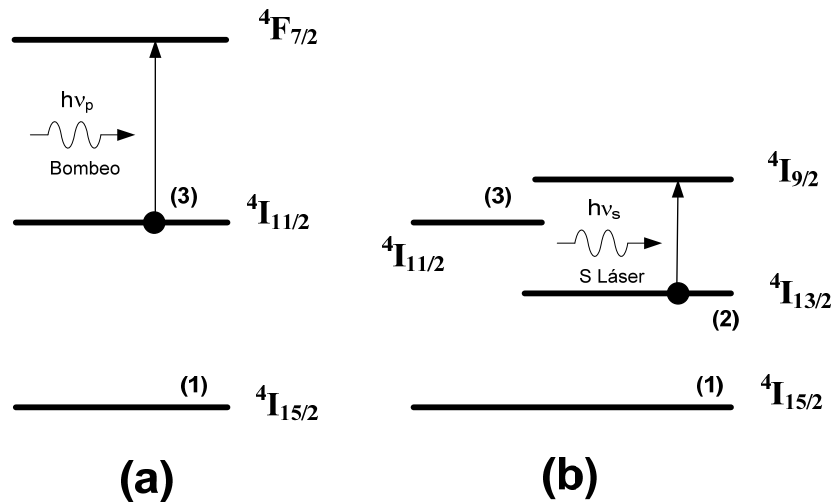


Fig. 2.1.1 Fenómeno de ESA para (a) el fotón de bombeo y para (b) el fotón de la señal láser.

El ESA es indeseable, tanto de la señal de bombeo como de la señal láser, porque ocasiona que el dispositivo disminuya su eficiencia. Pero el proceso ESA es útil para generar *upconversion* (usada para generación láser de infrarrojo a visible) o para despoblar un nivel energético.

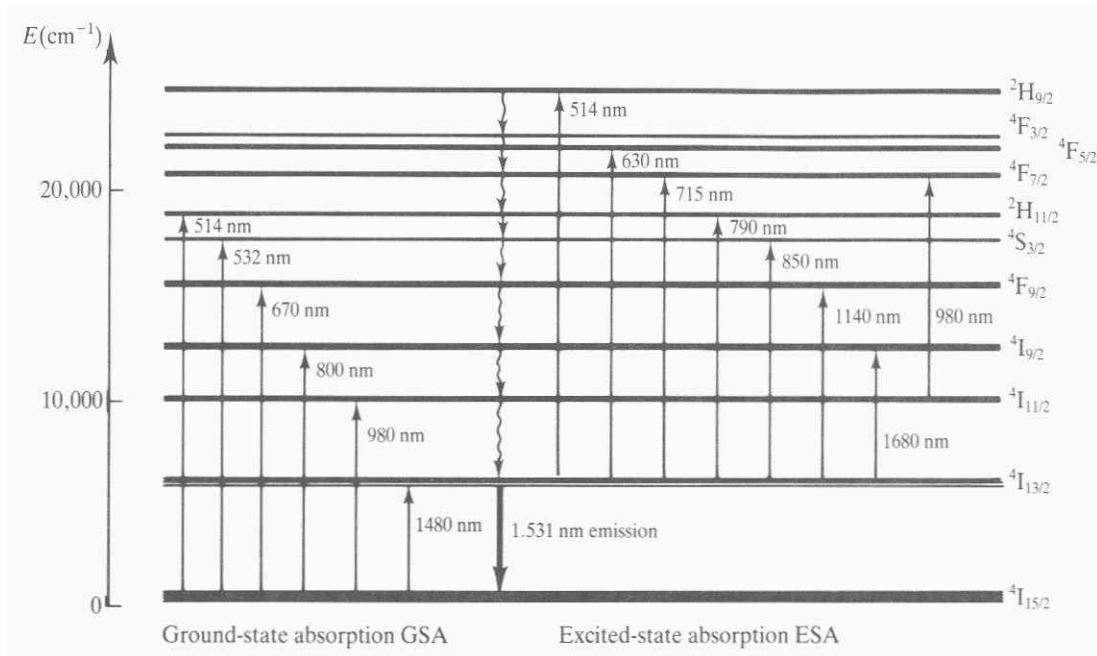


Fig. 2.1.2 Líneas de absorción tanto para GSA (absorción del estado base) como para ESA (absorción del estado excitado).

2.1.2 Efectos por interacción Er^{3+} - Er^{3+} .

Cuando la concentración local de los iones de tierras raras llega a ser lo suficientemente grande, ya no es válido decir que cada ión es un elemento aislado y que actúa de manera independiente de sus vecinos. Ahora consideramos la posibilidad de transferencia energética entre iones y las consecuencias de esto. Esto puede tener un impacto negativo sobre los amplificadores cuando el estado excitado en una transición de amplificación esta siendo agotada por la transferencia de energía entre iones.

También las transferencias energéticas pueden ser usadas ventajosamente, como en el caso de dispositivos láser en el rango visible, bombeados por radiación infrarroja (*upconversion*). Entendiendo por *upconversion* al mecanismo por el cual la energía es proporcionada a un ión excitado logrando así que éste alcance niveles energéticos mayores. Entre varios mecanismos que se pueden dar para alcanzar el *upconversion*, la interacción entre iones es uno de ellos.

Entre los procesos que pueden ocurrir entre la interacción de iones, el caso mas simple implica la transferencia energética de un ión en estado excitado a otro vecino en estado base, esta transferencia se realiza sin perder energía en el sistema considerando a los dos iones como un todo. Esto se conoce como **transferencia energética resonante** y se muestra en la figura Fig2.1.3(a). También es posible la transferencia **no-resonante**, pero esto implica que la diferencia energética entre los estados inicial y final sea completada por un fonón o fotón.

También la transferencia energética entre iones puede ocurrir entre estados excitados. Esto se muestra en la figura Fig2.1.1(b), en donde los 2 iones ya se encuentran en el estado excitado y la transferencia de energía logra que uno de los iones alcance un nivel mayor de energía. Esto se conoce como *stepwise upconversion*, o simplemente *upconversion*. El *Cooperative upconversion* es un proceso mas sutil que involucra a 2 o mas iones cercanos que actúen como una sola molécula. En las figuras 2.1.3(c) y (d) mostramos dos ejemplos de este tipo de interacciones cooperativas. En el caso de la figura 2.1.3(c), el proceso involucra a dos iones que se encuentran en el estado excitado, estos interactúan entre sí y generan un fotón del doble de la energía del estado excitado. Mientras que el caso de la figura 2.1.3(d), corresponde aun caso aun mas raro, en esta situación involucramos a los dos iones y un fotón; el primer ión sede su energía acoplándose con la energía adicional de un fotón logrando que el segundo alcance un mayor nivel energético.

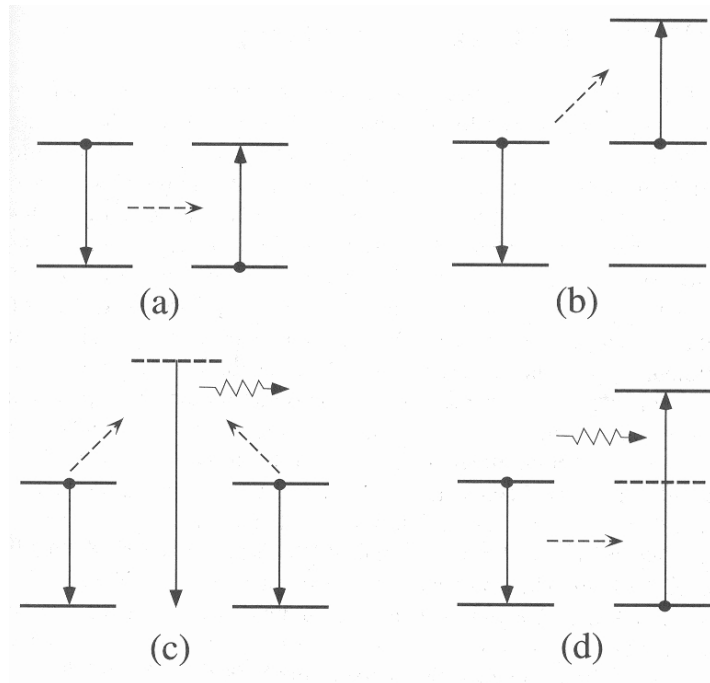


Fig. 2.1.3 Posibles interacciones entre pares de iones de Er^{3+} . (a) Transferencia de energía resonante. (b) *stepwise upconversion* o *upconversion*. (c)(d) *Cooperative upconversion* [9]

2.2 Modificaciones al modelo propuesto.

Nuestro dispositivo láser presenta una gran concentración de iones (2300ppm), y comparando con otras fibras con concentraciones inferiores (300ppm por ejemplo) cuando incide una potencia similar de bombeo, observamos que nuestra fibra con alta concentración presentan una marcada fluorescencia verdosa. Si recordamos que estamos bombeando a una longitud de onda de infrarrojo y la salida láser tiene una longitud de onda aun más alejada de la parte visible, eso significa que existen procesos adicionales a los considerados en la primera aproximación que originan la radiación verdosa. También es claro que con una mayor concentración de iones estos procesos son aun más intensos. Pero aunque la fluorescencia verde es lo que mas llama nuestra atención, esta no es tan importante en la eficiencia del sistema como el caso de los otros procesos. [8]

Por ese motivo es justificable realizar una modificación importante al modelo inicial propuesto de 3 niveles en el capítulo 1. En la siguiente figura mostramos el nuevo modelo con el que se puede explicar el fenómeno de self-Q-switching.[1],[4]

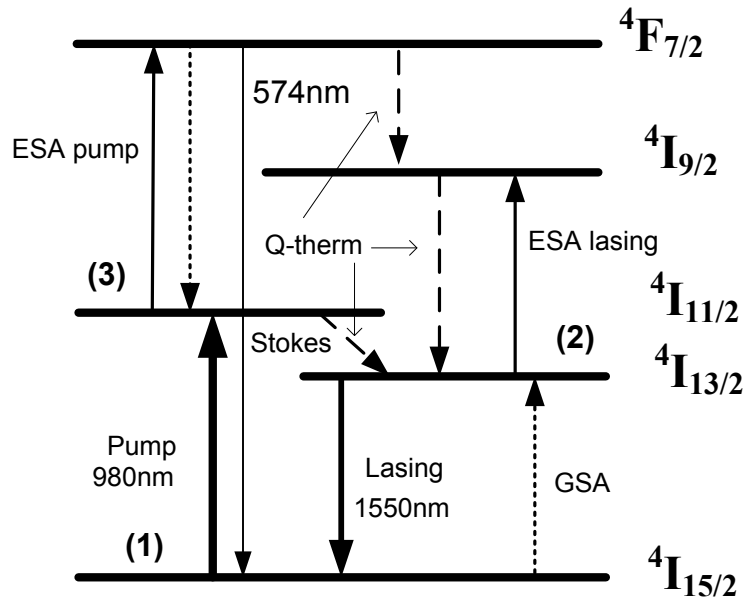


Fig. 2.2.1 Modelo alternativo al modelo de 3 niveles.[1]

Los primeros elementos nuevos que aparecen en el diagrama son los niveles $4I_{9/2}$ y $4F_{7/2}$. A estos niveles llegamos por el mecanismo de ESA. Si el ión se encuentra en el nivel (3) y absorbe un fotón del bombeo (980nm), entonces el ión alcanza el nivel $4F_{7/2}$. Ahora, si el ión se encuentra en el nivel (2) y absorbe un fotón, pero en esta ocasión pertenecientes a la radiación láser (1550nm), entonces el ión se promoverá al nivel $4I_{9/2}$, como se muestra en la Fig. 2.1.1 ó Fig. 2.2.1. Después los iones en estos niveles decaerán a niveles inferiores, en el caso de fibra de vidrio de oxido, provocando vibraciones mecánicas, estas vibraciones mecánicas calentaran a la fibra y generarán efectos térmicos.

Para que el mecanismo de ESA lo tomemos en cuenta deben suceder varias cosas. Primero que la diferencia entre los niveles que interactúan coincida con la energía de los fotones (su frecuencia). Y luego que el grado de población de los niveles

excitados (3 y 2) sea grande, porque resulta que la probabilidad de ocurrencia del fenómeno también esta en función de los valores de población.

La condición de que la diferencia energética de los niveles sea similar a la de los fotones incidentes se cumple con los niveles $^4I_{9/2}$ (1550nm) y $^4F_{7/2}$ (980nm). Entonces resta considerar que la cantidad de población promueva la interacción con estos niveles. Para que esto ocurra se necesita que la concentración de iones sea grande en el núcleo de la fibra (o que las distancias entre los iones sean pequeñas) y que el bombeo sea alto (que garantice que la población en niveles superiores sea alta). Estas condiciones se cumplen para la concentración de 2300ppm y los niveles de bombeo que utilizamos.

De los tres principales niveles, el **segundo** es donde es muy **probable** que ocurran las interacciones como ESA y efecto de pares, la razón es por su tiempo de vida que es grande comparado con los demás niveles y eso provoca que la población en este nivel sea alta (cosa que aumenta la probabilidad de interacción).

El efecto de Pares también puede actuar en el nivel $^4I_{13/2}$. En la figura Fig. 2.2.2 se muestra un mecanismo de *upconversion* entre 2 iones de Er que se encuentran en el nivel $^4I_{13/2}$. En este diagrama mostramos que uno de los iones transfiere su energía a otro ión logrando que éste alcance el nivel $^4I_{9/2}$. De este nivel el ión decae de manera no radiativa nuevamente al nivel $^4I_{13/2}$, como consecuencia la energía la transfiere como calor al *host*. Por lo tanto este mecanismo también puede contribuir en la eficiencia del láser despojando el nivel $^4I_{13/2}$ y generando efectos térmicos en la fibra.

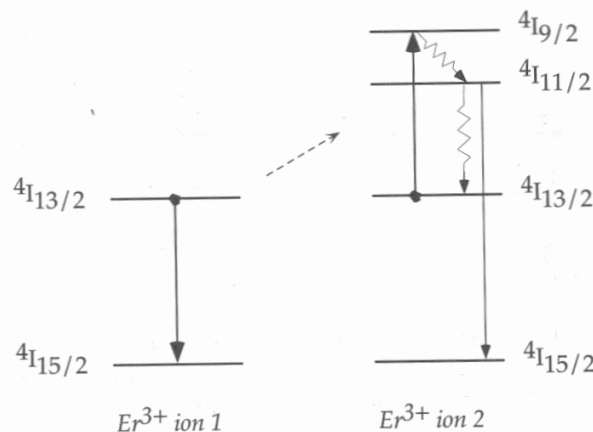


Fig. 2.2.2 Proceso de upconversion entre dos iones excitados en el nivel $^4I_{13/2}$. [9]

El siguiente elemento involucrado es el Ground State Absorption (GSA) ó absorción de estado base. Recordemos que una condición para que se origine radiación láser en el material, consiste en lograr que la población del nivel (2) sea mayor que la del nivel (1), de lo contrario el material se comportará como un absorbedor. Esta condición la logramos con el dispositivo de bombeo.

El mecanismo de bombeo empleado en las fibras ópticas más común es el bombeo por los extremos de la fibra. La consecuencia de este hecho es que la distribución de población de los niveles 1 y 2 no es uniforme a lo largo de la fibra. Por lo tanto unas zonas de la fibra actúan como absorbedores y en otras como elementos de ganancia. El nivel GSA nos auxilia a modelar esta característica de la fibra.

2.3 Característica de los pulsos láser para la longitud de 92cm y 145cm.

En esta sección retomamos lo que dejamos pendiente en el capítulo 1, con respecto a la descripción del estado pulsado del dispositivo láser de fibra para las 2 longitudes propuestas (92cm y 145cm).

Para cada fibra primero mostramos el comportamiento del láser para diferentes valores de corriente en el diodo láser (potencia de entrada a la fibra). La corriente la variamos desde 150mA, donde comienza el régimen, hasta 450mA, que es la máxima potencia que podemos entregar.

De estas gráficas tomamos algunos parámetros de los pulsos (frecuencia, ancho, valor máximo) en función de la potencia de entrada a la fibra. Estos parámetros luego los graficamos y comentamos los resultados.

Es importante señalar que en el dispositivo láser no existe un elemento que promueva el régimen pulsado. Este se origina por procesos internos que ocurren en la fibra.

2.3.1 Pulsos en la fibra de 92cm.

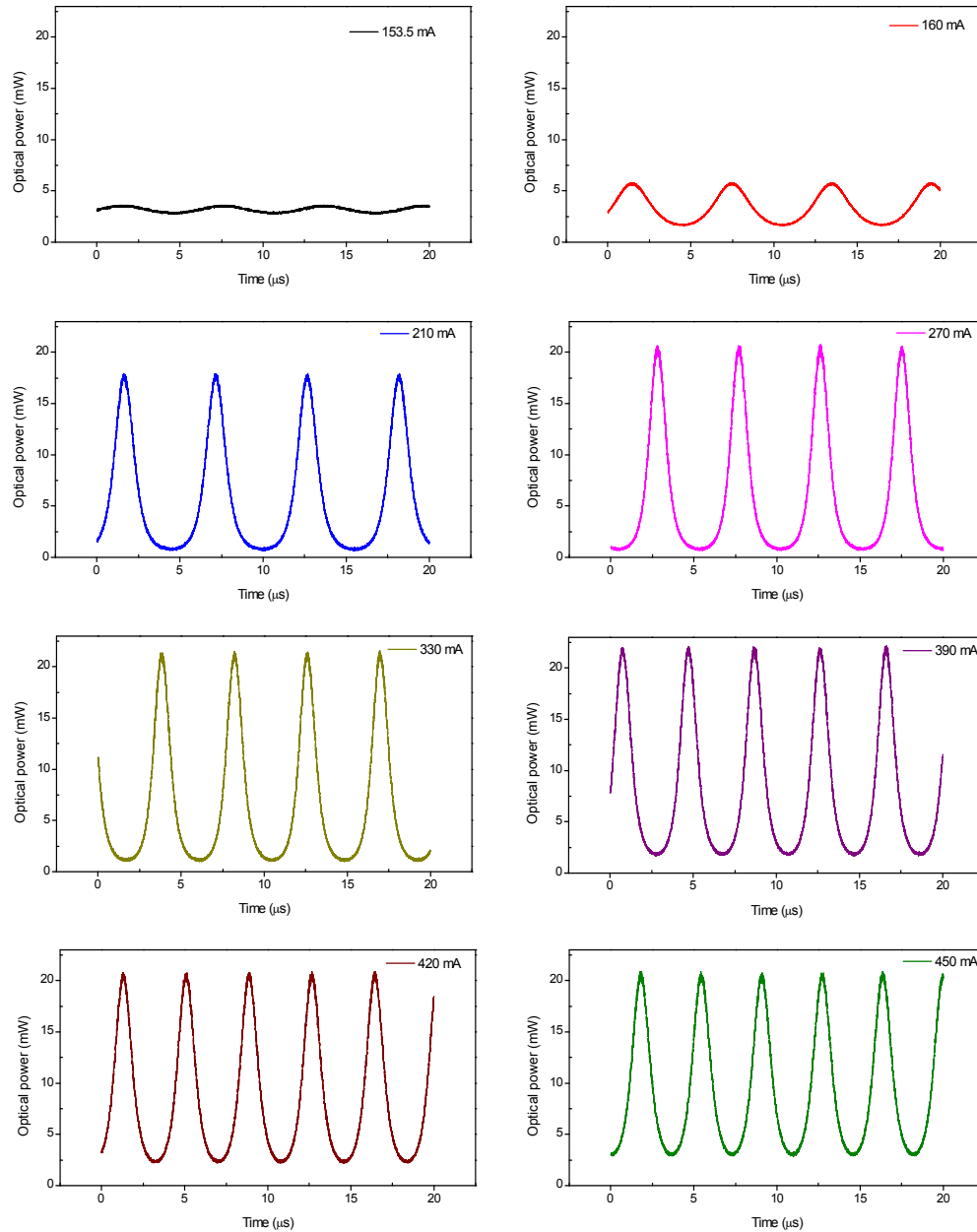


Fig. 2.3.1 Pulsos generados en la fibra de 92cm de longitud, a diferentes valores de potencia de bombeo (descrito a partir de valores de corriente de consumo en el diodo láser de bombeo).

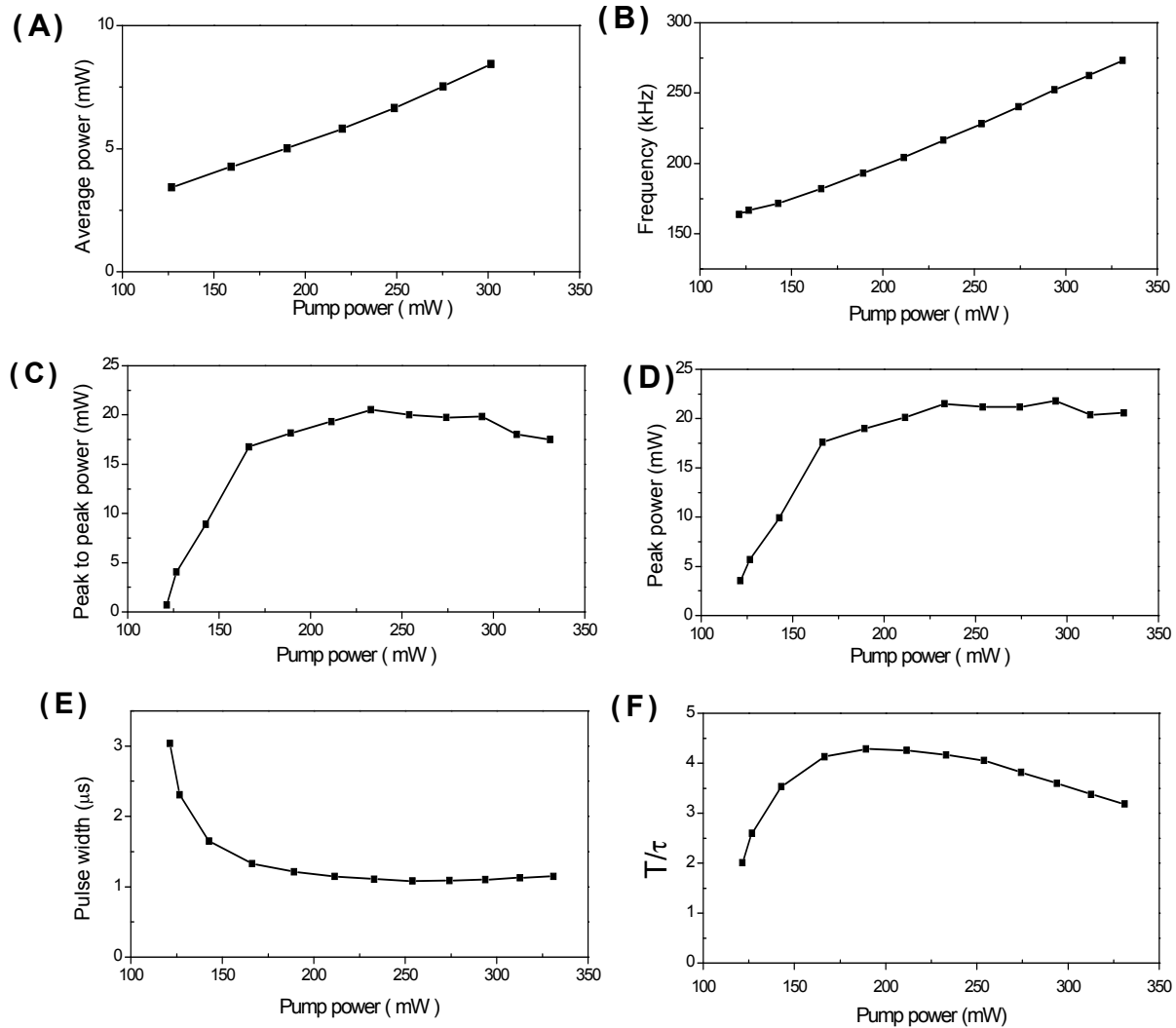


Fig. 2.3.2 Comportamiento de las características de los pulsos a diferentes niveles de bombeo.

De los atributos de los pulsos a los que pusimos más atención fue a la amplitud de los pulsos, potencia promedio, frecuencia, ancho de pulso y curva comparativa del ancho con el periodo del pulso. Estas gráficas dan información muy útil que viendo los pulsos por si solos no podemos apreciar.

En las gráficas Fig2.3.2 (B), (E), (F), hay detalles muy interesantes. La grafica (B), nos indica que la frecuencia de los pulsos aumenta conforme la amplitud de la potencia de entrada también aumenta; y hasta la potencia máxima, la curva tiene un

comportamiento lineal. En cambio el ancho del pulso (E), decae rápidamente y se mantiene constante aproximadamente a un ancho de $1\mu\text{s}$. La gráfica (F), confirma los resultados de las 2 gráficas anteriores, porque la única manera de aumentar la frecuencia y mantener constante el ancho del pulso es que la relación Periodo/Ancho decaiga como lo muestra la gráfica (F).

Para el caso de amplitud de la señal figuras 2.3.2 (A), (C) y (D), observamos lo siguiente. El valor promedio de potencia de salida aumenta de manera lineal en función de la potencia de entrada. Los pulsos mantienen un valor máximo casi constante a medida que va aumentando la potencia de entrada (C). Y como consecuencia de las 2 gráficas anteriores, el valor pico a pico de los pulsos va disminuyendo (D); en la figura 2.3.1 se aprecia esto al observar como el nivel inferior va aumentando mientras que la altura máxima de los pulsos se mantiene constante.

De los pulsos obtenidos para esta fibra cabe resaltar varios puntos:

- El valor pico después de alcanzar su valor máximo se mantiene constante, a pesar que la potencia de entrada aumenta.
- El valor mínimo que alcanzan los pulsos no es cero.

Estos detalles nos indican que los pulsos no son del tipo Q-switch, aunque un efecto de auto-modulación si es evidente que ocurre.

2.3.2 Pulsos en la fibra de 145cm.

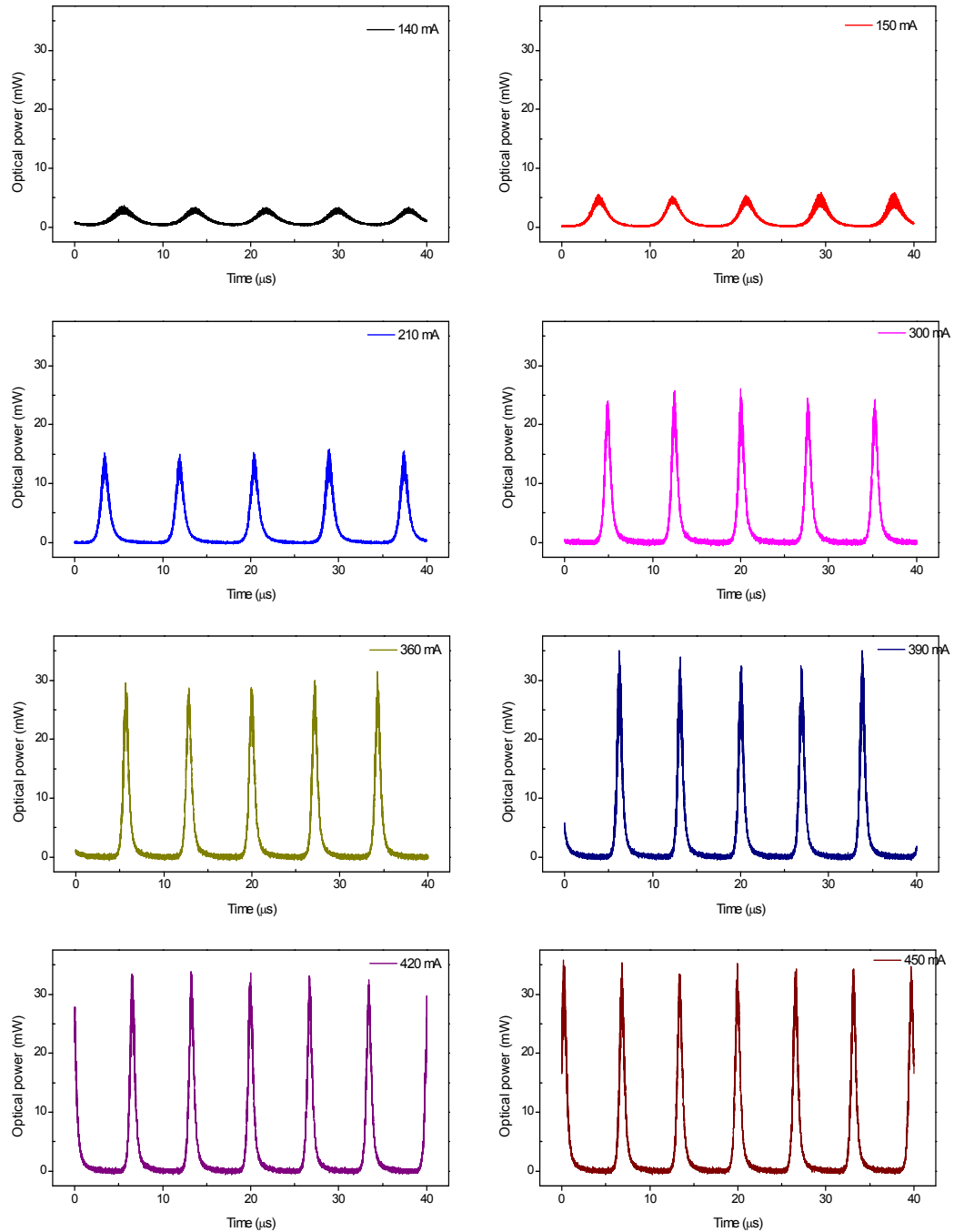


Fig. 2.3.3 Pulsos generados en la fibra de 145cm a diferentes valores de potencia de bombeo (descrita en corriente de consumo en el diodo láser).

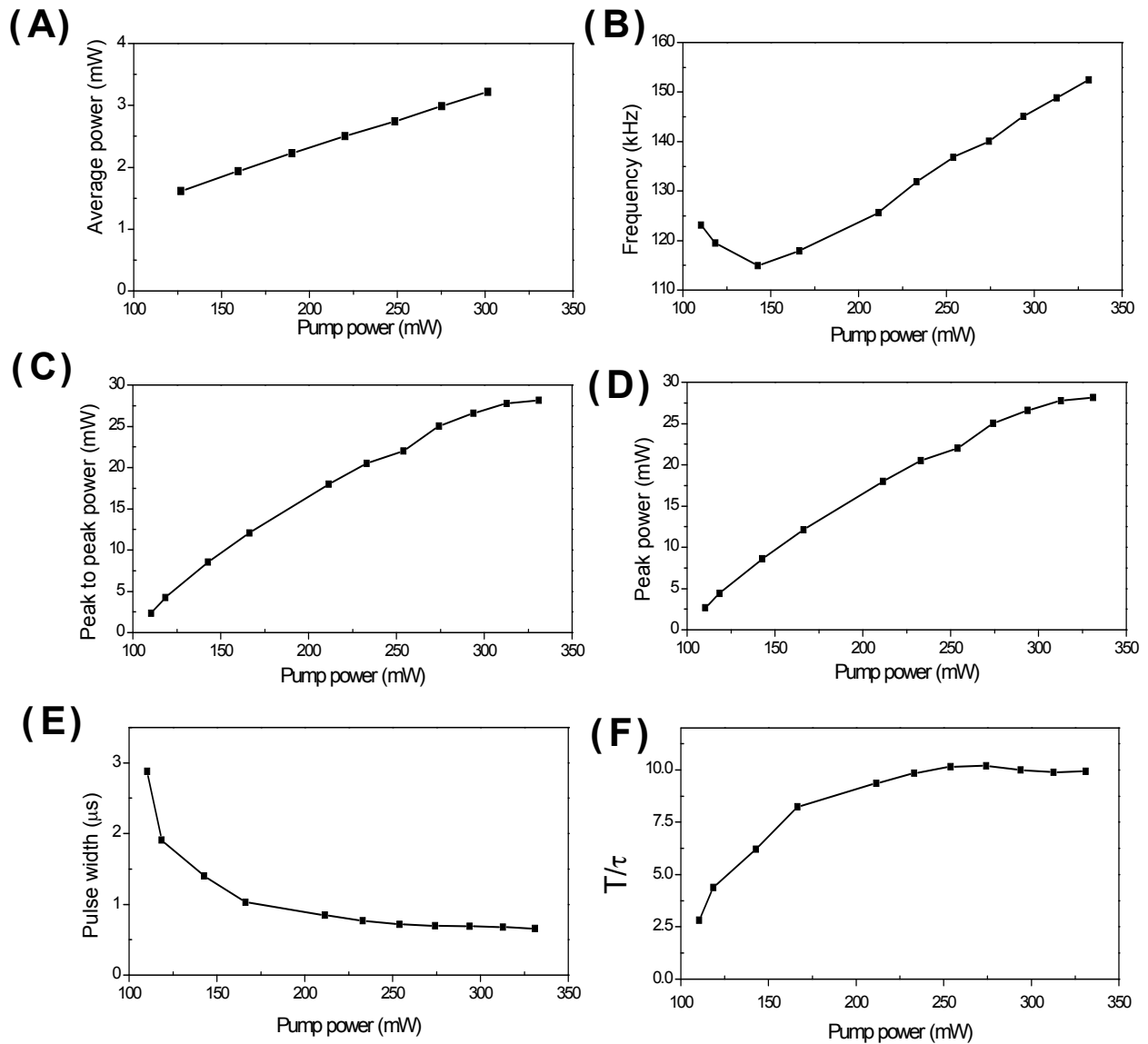


Fig. 2.3.4 Comportamiento de las características de los pulsos a diferentes niveles de bombeo.

El comportamiento de los pulsos es diferente a los obtenidos con la fibra de 92cm, y las gráficas de la figura 2.3.4 confirman nuestra primera apreciación.

La frecuencia de los pulsos en un principio decrece pero después su comportamiento cambia y presenta una variación lineal en función de la potencia de

entrada (B). Por otro lado, el ancho del pulso disminuye, al parecer en un comportamiento exponencial decadente, aunque hasta la potencia máxima de entrada de bombeo no se nota que haya alcanzado un punto estable (E). El valor de ancho de pulso en la mayoría de los puntos registrados es menor de $1\mu\text{s}$. Mientras que la relación Periodo/Ancho llega a un punto estable (F).

A diferencia de los pulsos obtenidos con la fibra de 92cm, estos si alcanzan el valor de cero como valor mínimo en la potencia de salida. Esto lo demuestran las gráficas (C) y (D) que son prácticamente iguales. En estas gráficas se nota que el valor pico aumenta de manera lineal en función de la potencia de bombeo, aunque al llegar al valor máximo de bombeo aparenta que estamos por llegar a un valor estable. Por otro lado la potencia promedio también aumenta de manera lineal a medida que la potencia de entrada aumenta. Es importante apreciar que aunque el valor promedio es muy bajo (3mW), los pulsos llegan alcanzar valores de casi 10 veces el valor promedio (30mW).

De los pulsos obtenidos para esta fibra cabe resaltar varios puntos:

- El valor pico de los pulsos aumenta casi de manera lineal a la potencia de entrada. Y los valores que alcanza son muy grandes en comparación de la potencia promedio de salida.
- El ancho del pulso decrece a medida que la potencia de bombeo aumenta. Como consecuencia el valor pico de potencia de salida es cada vez más grande.

En consecuencia estos detalles nos indican que los pulsos **si** son del tipo Q-switch.

2.3.3 Comentarios entre los pulsos registrados con la fibra de 92cm y los registrados con la fibra de 145cm.

Aunque el arreglo es el mismo para las 2 cavidades, los pulsos no presentan un comportamiento similar. La conclusión es que no obstante en los 2 casos el mecanismo no-lineal es el mismo que genera el régimen pulsado, en la fibra de 92cm la longitud no es suficiente larga para llegar a la transición del régimen *self-Q-switch* como sucede en la fibra de 145cm.

2.3.4 Descripción del pulso en régimen *self-Q-switch* en la fibra de 145cm.

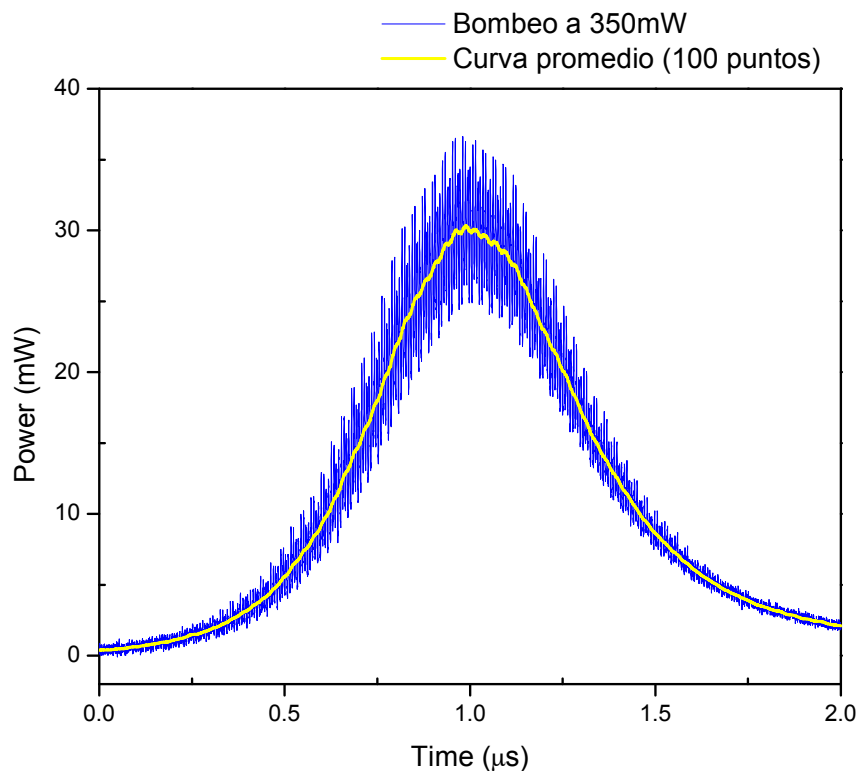


Fig. 2.3.5 Perfil del pulso detectado en la fibra de longitud de 145cm.

En la figura 2.3.3 mostramos los pulsos registrados a diferentes valores de potencia de bombeo. En estas gráficas notamos que los pulsos tienen un perfil bien

definido, pero si realizamos un acercamiento a estos notamos un perfil como el de la figura 2.3.5.

Estos pulsos tienen una modulación causada por el fenómeno de frecuencia de batidos, originado por la presencia de varios modos longitudinales en la fibra. También la modulación de los pulsos puede producirse a causa de un efecto parcial del tipo *mode-locking*.

Pero aunque el efecto de modulación pudiera ser indeseable para algunas aplicaciones, en nuestro caso no es problemático para el objetivo de esta tesis. El pulso presenta un comportamiento promedio estable y bien definido que nos permitió tomar los valores registrados en las gráficas **figura 2.3.2** y **figura 2.3.4**.

2.4 Comentarios finales y conclusiones del capítulo 2.

Los dispositivos láser de fibra dopados con erbio del tipo Q-switch constituyen fuentes de luz láser muy atractivos para aplicaciones en comunicaciones, reflectometría, sensores distribuidos de fibra óptica, medicina, etc. Existen varios métodos para modular la cavidad de manera activa o pasiva y generar pulsos del tipo Q-switch. Entre estos, la metodología desarrollada en este trabajo de tesis es muy atractiva por su sencillez; aunque no es muy claro el mecanismo que genera el proceso.

En trabajos previos a esta tesis, se ha propuesto que el principal causante de la modulación en la cavidad, se debe al efecto no lineal de una lente térmica en el núcleo de la fibra inducida por el calentamiento del núcleo provocado por los efectos de ESA y de Pares en el nivel ${}^4I_{13/2}$. [1],[3] Prueba de esta teoría serían cambios en el índice de refracción del núcleo causado por el calentamiento.

De las 2 cavidades descritas en este capítulo, mostramos que aunque las 2 presentan un régimen pulsado, los pulsos obtenidos en la fibra de 145cm los consideramos del tipo Q-switch. Usando esta cavidad, en el capítulo 3 describimos las mediciones realizadas al cambio de índice de refracción del núcleo cuando el láser esta trabajando, por medio de un interferómetro de fibra del tipo Mach-Zender.

2.b Bibliografía capítulo.

[1] A. V. Kir'yanov, N. N. Il'ichev and Y. O. Barmenkov, **Excited-state absorption as a source of nonlinear thermo-induced lensing and self Q-Switching in an all-fiber Erbium laser**, *Laser. Phys.*1, No 4, pg 194-198, 2004.

[2] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and M. V. Andrés, **Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily-doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm**, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, 2004. pg.2466–2468

[3] S.G. Cruz Vicente, M.A. Martinez Gamez, A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov and M. V. Andrés, **Diode-pumped self Q-switched erbium-doped all-fiber laser**, *Quantum electronics* 34(4), pg 310-314, 2004.

[4] R. Rangel-Rojo, M. Mohebi, **Study of the onset of self-pulsing behaviour in an Er-doped fibre laser**, *optics communications*, abril 1997

[5] M. K. Davis, M. J. Digonnet and Richard H. Pantell, **Thermal Effects in Doped fibers**, *Journal of lightwave technology*. Vol 16 No 6 junio 1998

[6] G.P. Lees and T.P. Newson, **Diode pumped high power simultaneously Q-Switched and self mode-locked erbium doped fibre laser**, *Electronics Letters*, febrero 1996, vol32 No 4

[7] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, Jose Mora, Jose L. Cruz and M. V. Andrés, **Continuous-Wave and Giant-Pulse Operations on a Single-Frequency Erbium-Doped Fiber laser**, *IEEE photonics technology letters*, vol 17, No1, enero 2005

[8] A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov and N. N. Il'ichev, **Excited-state absorption and ion pairs as a sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser**, *Opt. Express*, Vol. 13 No. 21, pg 8498-8507, october 2005.

[9] P.C. Becker, N.A. Olsson, J.R. Simpson, **Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology**, Academic Press, 1999

Pg. Libro básico de consulta. Fg 4.16 y Fg 4.17

Capítulo 3

Interferómetro de fibra Mach-Zehnder

4.0 Resumen de capítulo.

Comenzamos el capítulo hablando de los interferómetros a base de fibra óptica. En especial centramos nuestra atención en el interferómetro del tipo Mach-Zehnder. A continuación describimos el interferómetro que construimos y comentamos a detalle las partes que lo conforman. El propósito de la construcción de este dispositivo es el de observar y cuantificar los cambios del índice de refracción del núcleo de la fibra dopada con erbio. Después realizamos una descripción y análisis de los resultados. Finalmente comentamos los detalles alternos ocurridos sobre la señal de observación y las características por las que estos **no** afectan seriamente las mediciones obtenidas.

3.1 Interferómetros de fibra.

Los sensores de modulación de fase, son instrumentos de medición con un grado de sensibilidad muy alto. Estos dispositivos, si se construyen a base de fibra óptica, utilizan una fuente coherente de luz láser y dos fibras. La luz láser se divide en dos y se introduce cada parte en las fibras. La señal de una de las fibras se utiliza como referencia por lo que sobre esta fibra no se realiza ninguna alteración. Mientras que en la otra fibra se generan perturbaciones por la magnitud que queremos medir. Si existe una diferencia de fase relativa entre las señales que viajan por las fibras, entonces se genera un cambio en la intensidad, que finalmente podemos medir. Los dispositivos que se utilizan para medir estos cambios son los interferómetros. Básicamente existen 4 tipos de arreglos de interferómetros a base de fibra óptica, estos son: el Mach-Zehnder, el Michelson, el Fabry-Perot y el Sagnac.

3.1.1 Interferómetro de Mach-Zehnder.

En particular este interferómetro tiene una gran aceptación porque permite una variedad de arreglos enorme. Esto se debe a que la implementación del interferómetro posee una gran flexibilidad para adaptarse a distintas geometrías y además proporciona una sensibilidad alta y aceptable para muchas aplicaciones.

Los elementos que componen a este interferómetro son: fuente luminosa, acopladores, transductor y detector de respuesta. La **fente luminosa** consiste generalmente en una fuente de luz láser con una longitud de coherencia grande. La luz se divide en magnitud en dos señales gemelas (o casi gemelas variando solo en magnitud). La división se puede hacer de varias formas, una de estas formas es a partir de **acopladores** de 3dB. Estos acopladores dividen la luz de la fibra de entrada a las dos fibras de salida con 50% de la señal en cada una de ellas. Estas dos señales viajan cada una por una fibra. En una de estas fibras se integrará un **transductor**, que su función es de interactuar con la magnitud a medir y generar algún cambio físico en la fibra. Mientras la otra fibra transportará la señal sin generar ningún cambio en ella, esta señal se utilizará como referencia. Después estas dos señales se harán interferir, por ejemplo con otro acoplador de 3dB pero en función inversa (en lugar de dividir sumará las señales). Esta señal resultante se acoplará a un **fotodetector** y ahí se harán las mediciones. El cambio de fase se medirá en el fotodetector como una variación en la intensidad luminosa a lo largo del tiempo.

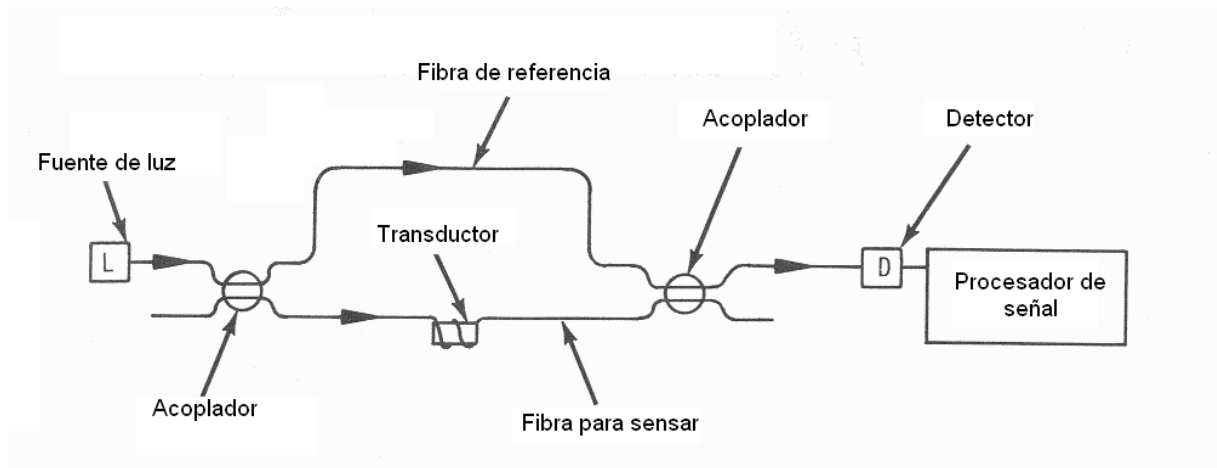


Fig. 3.1.1 Esquema básico de un interferómetro del tipo Mach-Zehnder.[1]

3.1.2 Detección del cambio de fase

La función del transductor es la de generar un cambio en la fibra a partir de la interacción de éste con la magnitud a medir. El cambio que se induce en la fibra básicamente es una diferencia de camino óptico. Esta diferencia puede ser causada por un alargamiento o compresión de la fibra (cambio en la longitud) o a un cambio en el índice de refracción de la fibra.

El ángulo de fase, ϕ , para una onda luminosa con una longitud de onda dada λ y en una distancia L , medida a partir de un punto de referencia, esta definida como:

$$\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} = \frac{2\pi n L}{\lambda_0} \quad \text{---ec 3.01}$$

De donde n representa al índice de refracción del núcleo de la fibra y λ_0 la longitud de la onda en el vacío. Cuando ocurre un cambio en el camino óptico en la longitud o en el índice de refracción ocurre un cambio en la fase definido como:

$$\phi + \Delta\phi = \frac{2\pi[nL + n\Delta L + L\Delta n]}{\lambda_0} \quad \text{---ec 3.02}$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \Delta L + \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n \quad \text{---ec 3.03}$$

En la siguiente figura mostramos el efecto en la fase por un cambio en la longitud de la fibra.

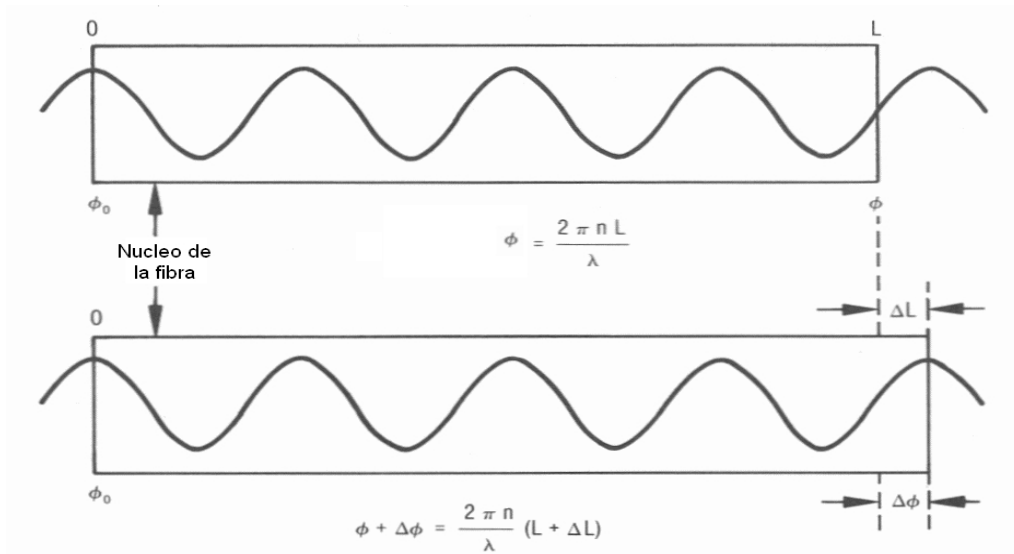


Fig. 3.1.2 Representación gráfica de un cambio de fase por alargamiento de la fibra. [1]

Para el caso del interferómetro del tipo Mach-Zehnder, tenemos dos fibras una de referencia y la otra para sensado de longitud L . Si la fibra de sensado no es perturbada, entonces las fibras tendrán la misma longitud L . Así las dos señales interferirán de manera constructiva y tendremos la máxima intensidad a la salida. Ahora si sobre la fibra de sensado se aplica un esfuerzo mecánico o un cambio térmico, la fibra de sensado sufrirá un incremento en su longitud óptica ΔL . Si ΔL aumenta también lo hará $\Delta\phi$, entonces la intensidad ira disminuyendo hasta lograr una interferencia destructiva. En la siguiente figura mostramos el cambio de la intensidad en función del cambio relativo entre las fases de las dos señales que interfieren.

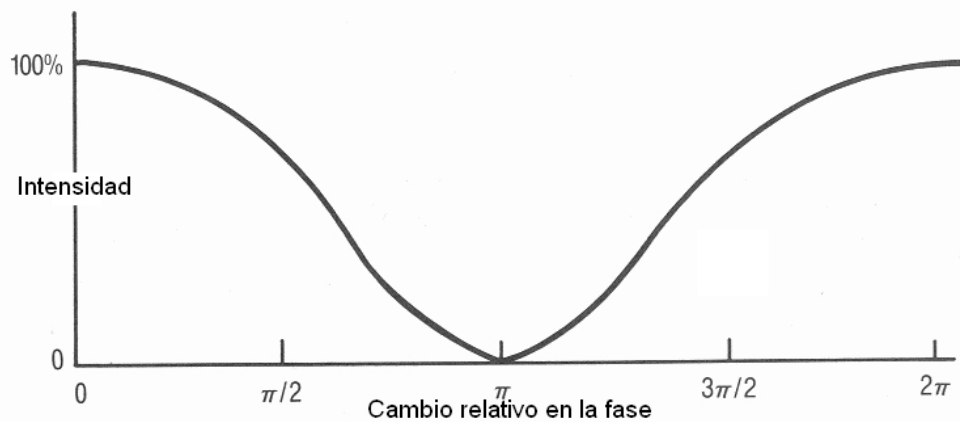


Fig. 3.1.3 Cambio de la intensidad en función del desfaseamiento relativo entre las señales. [1]

De la figura podemos inferir que cambios de fase de múltiplos de 2π presentaran interferencia constructiva logrando así la máxima intensidad. Tal como: $0, 2\pi, 4\pi, 6\pi, \dots$. Y para el caso de la mínima intensidad se presenta para los puntos intermedios entre dos puntos de máxima intensidad como son: $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$; que corresponde en los casos donde se alcanza interferencia destructiva.

Un factor importante a considerar de este análisis y de las mediciones que podemos obtener se refiere a la **sensibilidad**, definida como la relación que existe entre la variación del instrumento y la del efecto medido. En nuestro caso se refiere al cambio que presenta la señal en la intensidad a un cambio de la fase dado. Es importante notar que donde se presentan los cambios mas grandes son en los puntos de $\pi/2$ y $3\pi/2$. Y los mínimos cambios en $0, \pi$ y 2π . Estas experiencias las

ejemplificamos en la figura 3.1.5; para el **caso 1** la variación es mayor comparado con lo que sucede en el **caso 2**. En la figura 3.1.4 mostramos la variación de la sensibilidad, definida como $di/d(\Delta\phi)$, comparada con los cambios de fase. Finalmente se puede notar que no es condición indispensable que $i_{\min}=0$. Para el procesamiento es importante conocer los valores de i_{\min} y i_{\max} .

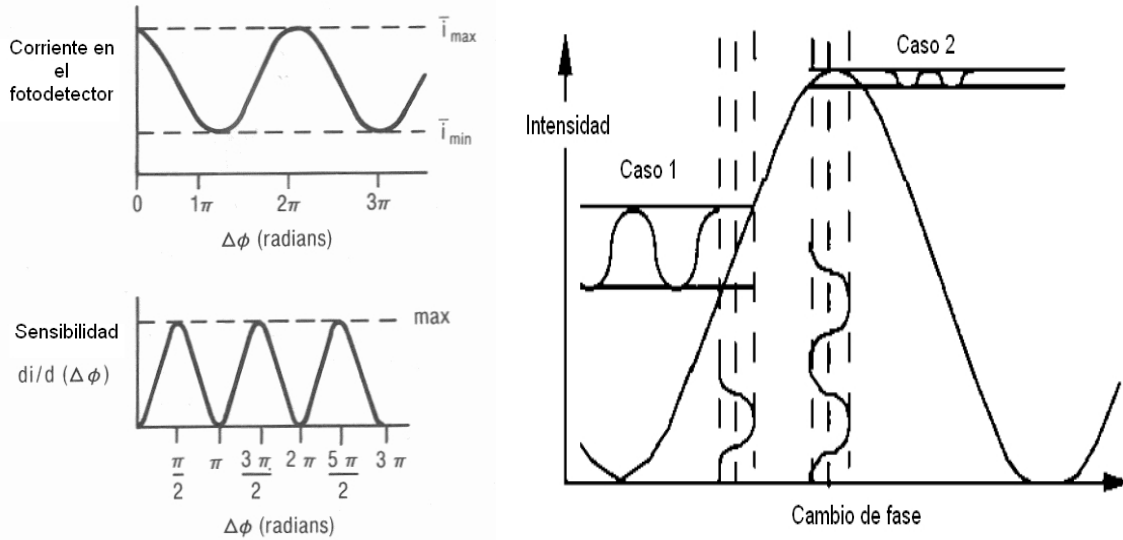


Fig. 3.1.4 Sensibilidad del fotodetector en diferentes puntos de cambio de fase entre las señales. [1]

Fig. 3.1.5 Ejemplos de sensibilidad en diferentes puntos de cambio de fase. [2]

3.2 Experimento realizado con el interferómetro del tipo MACH-ZEHNDER.

3.2.1 Cambio de n en un láser de fibra por efectos térmicos.

Existen trabajos, tanto teóricos como prácticos, donde han reportado ideas sobre diferentes mecanismos que causan cambios de índice de refracción de la fibra. Uno de los mecanismos más estudiados está relacionado con la dispersión del material. El cambio se explica por medio de las **relaciones de Kramers-Kronig**, relacionadas con el cambio en el espectro de absorción del Erbium en función de la potencia óptica de bombeo. También es posible explicar el cambio en el índice por medio de la dispersión térmica y **tensiones inducidas** térmicamente, estos se originan como resultado del calentamiento no-homogéneo durante el proceso de bombeo óptico. En otros trabajos reportan que también este calentamiento no-homogéneo es causado por las pérdidas por esparcimiento Stokes y la absorción de estado excitado (ESA), fenómenos que

también están presentes en la fibra óptica dopada con erbio y esta presencia es más importante cuando mayor es la concentración de dopante.

3.2.2 Interferómetro de fibra tipo Mach-Zehnder, para el análisis del cambio de n en un láser de fibra.

Una característica interesante sobre el interferómetro que se construyó, consiste en que esta configuración nos permitió hacer las mediciones del cambio del índice de refracción justo cuando el **láser está trabajando**. En especial centramos el análisis cuando el láser opera en modo de auto Q-switch. Y aunque la descripción del interferómetro es muy simple, en nuestro caso fue importante considerar muchos detalles en la construcción del instrumento.

3.2.2.1 Láser de He-Ne de 1150nm.

Para empezar la luz láser de alta coherencia, tiene que tener características especiales. Se escogió un láser de He-Ne con longitud de onda de 1150nm, con una potencia de salida de 5mW. Estos dispositivos láser además de ser muy accesibles, poseen características muy codiciadas para aplicaciones en holografía e interferometría. Por ejemplo los dispositivos láser de He-Ne actuales tienen una gran estabilidad térmica y estabilidad en la potencia de salida, estas propiedades son muy útiles cuando se realizan trabajos de investigación por periodos de tiempo largos.

La señal de salida del láser del He-Ne tiene un perfil de tipo Gaussiano (TEM_{00}). Este tipo de perfil es muy útil porque permite alcanzar los tamaños de mancha (spot size) más pequeños. Como queremos introducir la luz láser a la fibra es claro que deseamos alcanzar tamaños de mancha muy pequeños.

También estos dispositivos proporcionan una longitud de coherencia muy aceptable. El láser que utilizamos posee una longitud de coherencia de 60cm, eso

significa que la posible diferencia en longitud de los brazos del interferómetro debe estar dentro de esta distancia.

La longitud de onda de 1150nm se escogió por varias razones. Primero era deseable que la longitud de muestra estuviera entre 980nm y 1550nm. También que se encontrara separada por un ancho de banda grande entre estos puntos con la intención de poder filtrar la señal con facilidad.

El objetivo principal de la construcción del interferómetro es la de monitorear el comportamiento del índice de refracción de la fibra dopada del láser cuando éste dispositivo trabaja. Por lo tanto es importante escoger una señal óptica que no interfiera en el funcionamiento del láser, y que tampoco la fibra dopada absorba esta señal. En el caso de la longitud de onda de 1150nm cumple con estas características. Por un lado, esta longitud de onda se encuentra fuera de estados resonantes de los iones de Erblio, con esta característica garantizamos que la fibra no absorberá esta señal. Y por otro lado, esta señal al no ser absorbida por la fibra no ofrece contribución al cambio en Δn , como lo explican las relaciones de **Kramers-Kroning**. En pocas palabras, la señal de 1150nm es inerte a la fibra de Erblio.

Aunque el cambio en el índice en la fibra lo provoque otro fenómeno, lo podemos medir con la señal de 1150nm porque el cambio generado en el índice de refracción afecta a todo el espectro de la fibra.

El **inconveniente** de usar esta longitud de onda recae en el hecho de que los componentes como acopladores, rejillas de Bragg, WDMs, son muy escasos o inexistentes para la longitud de onda de 1150nm. Ante esta realidad decidimos usar componentes comerciales fuera de 1150nm, como consecuencia los resultados de estos elementos no son los que el fabricante predice, porque estamos fuera de las especificaciones. Pero fuimos aprovechando las características de las respuestas a nuestra conveniencia.

El acoplador que utilizamos para dividir la señal en los dos brazos fue un acoplador de 50:50 para una longitud de onda de 1300nm. El resultado que observamos para el caso de la longitud de onda de trabajo de 1150nm fue que un brazo teníamos mayor potencia de salida que en el otro. Ahora si consideramos que en el brazo del interferómetro donde tenemos la fibra láser hay mas empalmes y por lo tanto mayores pérdidas. Fue natural que optáramos por conectar por este brazo la línea de mayor potencia de salida del acoplador.

3.2.2.2 Brazos del interferómetro de fibra tipo Mach-Zehnder, y colocación del fotodetector.

El brazo1 corresponde al láser de fibra de erbio. Este láser consiste de las dos rejillas de Bragg y la fibra dopada con erbio a 2300ppm. La señal de 1150nm no sufre alteraciones al pasar por las rejillas, ya que estas están hechas para reflejar solo la señal de 1550nm. Y al pasar por la fibra dopada con Erbio tampoco sufre cambio alguno porque no existe una banda que partiendo del **estado base** pueda **absorber** una señal de una longitud de onda de 1150nm.

En el brazo 2 colocamos una fibra convencional con frecuencia de corte de 920nm. La longitud de esta fibra se propuso de la misma longitud que el brazo1. Aunque considerando los problemas de corte y empalme logramos una diferencia de:

$$6584\text{mm}_{\text{brazo1}} - 6565\text{mm}_{\text{brazo2}} = 19\text{mm (1.9cm)}$$

Esta diferencia esta dentro del rango de la longitud de coherencia.

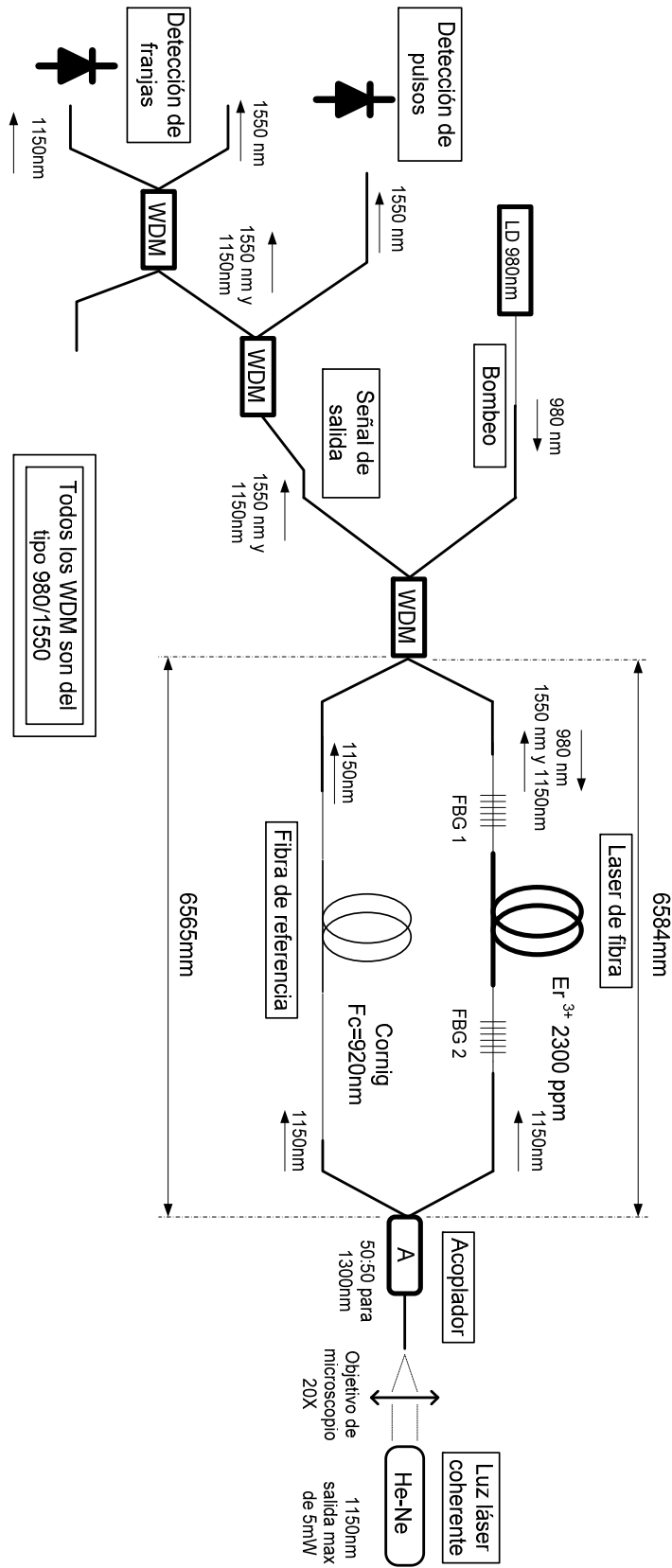


Fig. 3.2.1 Arreglo experimental del interferómetro de fibra del tipo Mach-Zehnder.

En el otro extremo del interferómetro conectamos los dos brazos por medio del WDM del láser de la fibra. Aunque este WDM es del tipo 980/1550, en el extremo de salida para la señal de 1550nm también saldrá parte de la señal de 1150nm de los dos brazos interfiriendo entre sí.

Para separar las señales de 1550nm de la de 1150nm colocamos nuevamente un WDM de 980/1550. De éste tomamos la señal de 1550nm y la conectamos a un detector, de esta línea medimos la salida del láser. Por el otro extremo del WDM que corresponde a la salida de 980nm conectamos otro WDM (el tercero). La razón de esto fue que aunque se supone que por la salida de 980nm del WDM no tenemos señal de 1550nm, pues éste hecho no es verdad. En realidad si tenemos señal de 1550nm pero esta es muy pequeña, pero aun si comparándola con la señal de 1150nm, sigue siendo muy grande. Finalmente al utilizar el tercer WDM pudimos filtrar mejor la señal de 1550nm.

Cuando finalmente logramos una salida de señal aceptable de 1150nm, fue imprescindible cuantificar la señal de 1550nm residual. Esto lo logramos medir solo con quitar la señal de sensado (1150nm). Por lo tanto después de obtener la señal de los pulsos, sustraemos de esta la señal residual y la señal resultante es la señal pura a 1150nm.

3.3 Análisis de los resultados del cambio de n usando el interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica

A continuación mostramos los resultados obtenidos del cambio del índice por medio del interferómetro de fibra. Recordemos que el régimen pulsado de nuestro láser comienza a partir de 150mA (104.35mW) y la máxima potencia que alcanzamos fue de 450mA (291.26mW). Por eso escogimos mostrar el análisis que realizamos solo para estos 2 puntos, aunque se realizó el mismo análisis para puntos intermedios.

Considerando además que para el análisis del índice es importante conocer los valores extremos de variación que podemos detectar en el interferómetro. Entonces para medir los valores extremos, usamos el otro brazo del interferómetro como sensor de presión. Luego realizamos una perturbación sonora (chiflido) cerca de la fibra de referencia cuando el láser de fibra no trabajaba; de esta forma generamos cambios en las dimensiones de la fibra de referencia que fueron detectados por el interferómetro. Así en cada experimento que realizamos, generamos la perturbación sonora con el objetivo de cuantificar los valores extremos antes de cuantificar el cambio de índice en la fibra dopada.

También aclaramos que las figuras del cambio de índice tiene 2 comportamientos dependiendo del momento del experimento (creciente y decreciente). Y trabajamos con los dos tipos de señales al cuantificar el cambio del índice máximo.

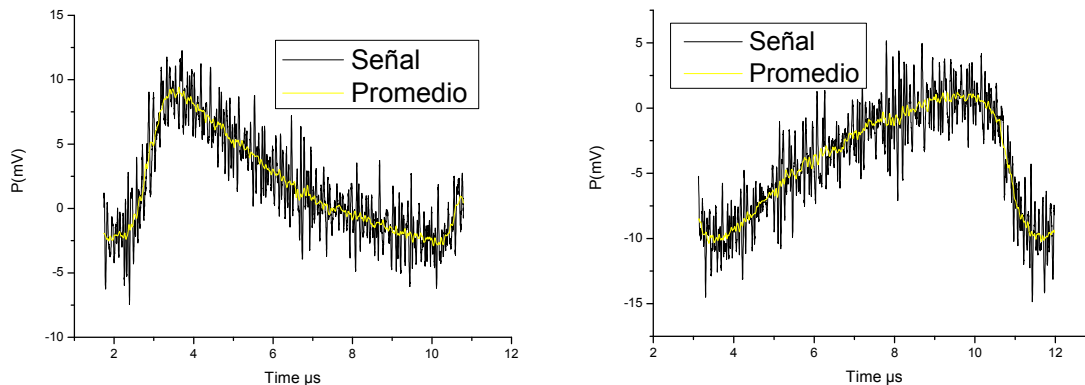


Fig. 3.3.1 y 3.3.2 Comportamiento de la señales de salida del interferómetro. Creciente y decreciente

Los pulsos que mostraremos fueron aquellos que presentaron un mayor valor de variación, es decir los resultados se midieron en los puntos de referencia de $\pi/2$ y $-\pi/2$, donde la sensibilidad es mayor. Estos puntos corresponden a pulsos en fase creciente y fase decreciente.

3.3.1 Experimento a 150mA de potencia de bombeo

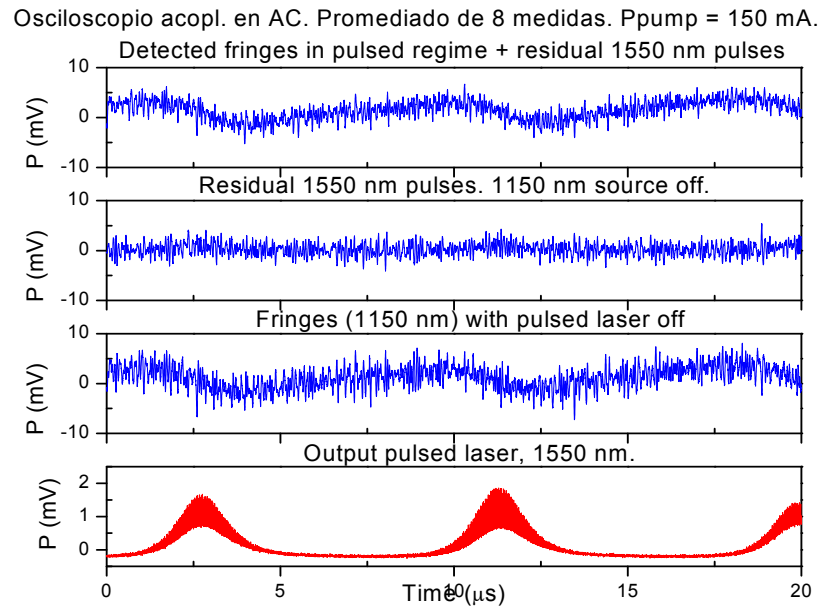


Fig. 3.3.3 Obtención de datos del cambio de índice. Comportamiento creciente.

Osciloscopio acopl en AC. Promediado de 8 medidas. P_{pump}: 150 mA.

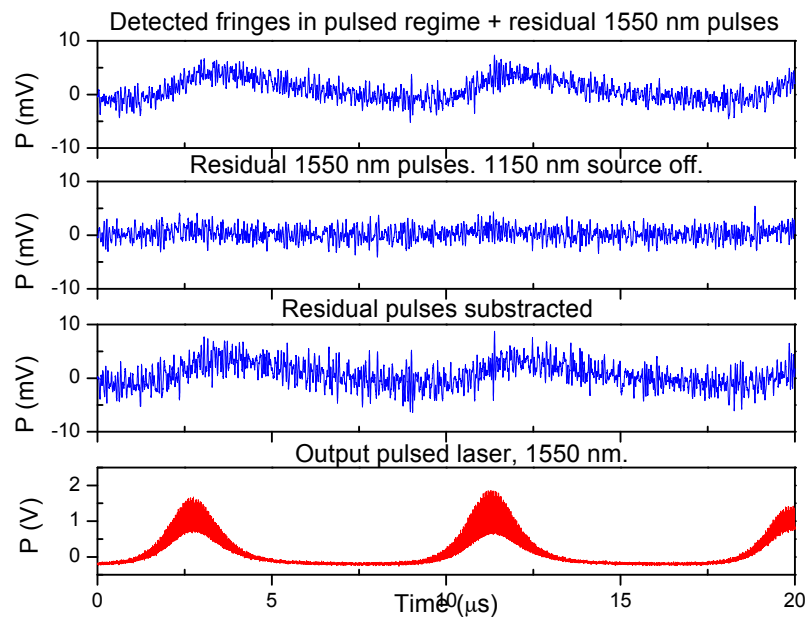


Fig. 3.3.4 Obtención de datos del cambio de índice. Comportamiento decreciente.

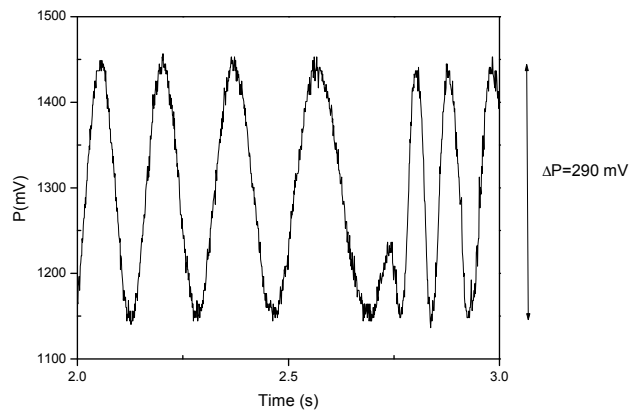


Fig. 3.3.5 Franjas generadas por silbido en escala de tiempo larga.

3.3.2 Experimento a 450mA de potencia de bombeo

Osciloscopio acopl. en AC. Promediado de 8 medidas. $P_{\text{pump}} = 450 \text{ mA}$.

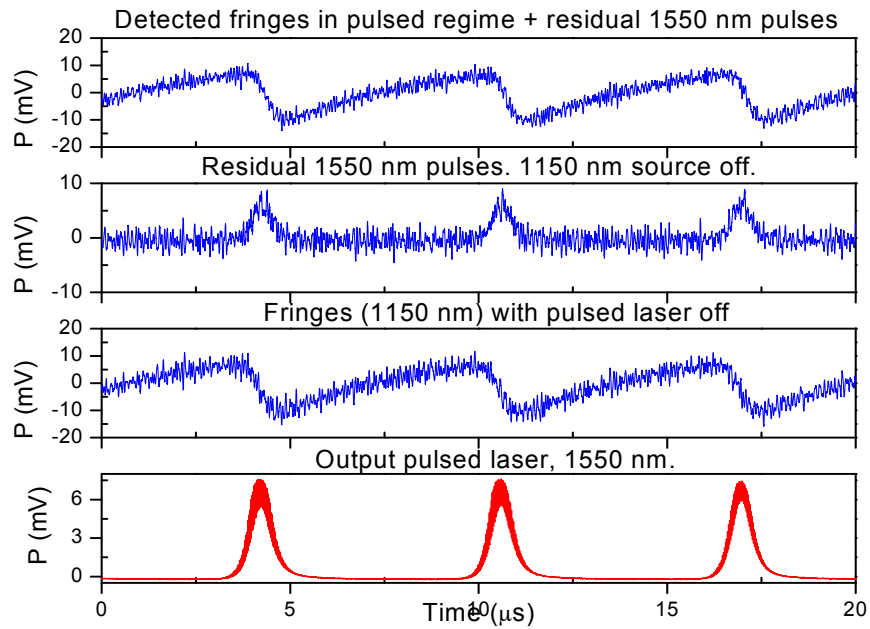


Fig. 3.3.6 Obtención de datos del cambio de índice. Comportamiento creciente.

Osciloscopio acopl en AC. Promediado de 8 medidas. $P_{\text{pump}}: 450 \text{ mA}$.

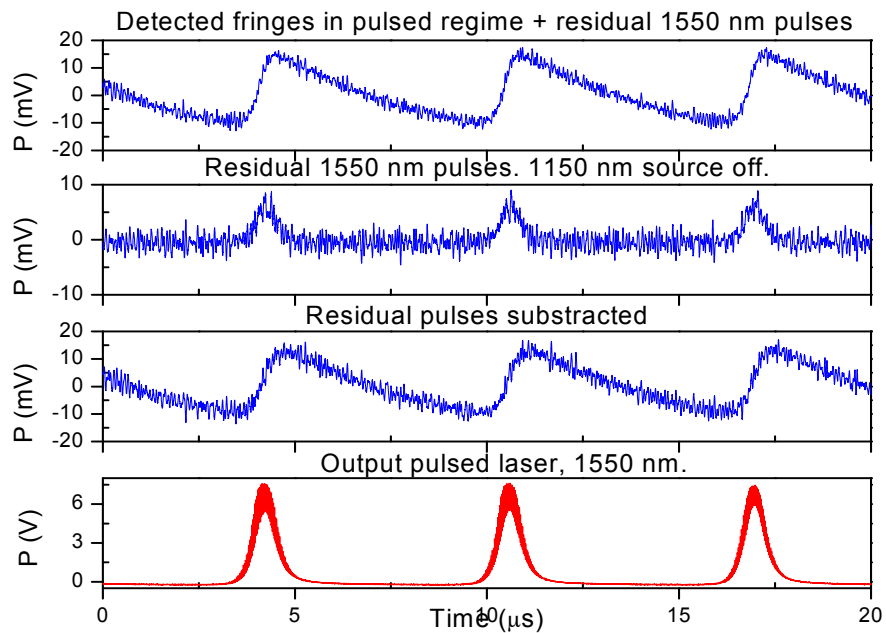


Fig. 3.3.7 Obtención de datos del cambio de índice. Comportamiento decreciente.

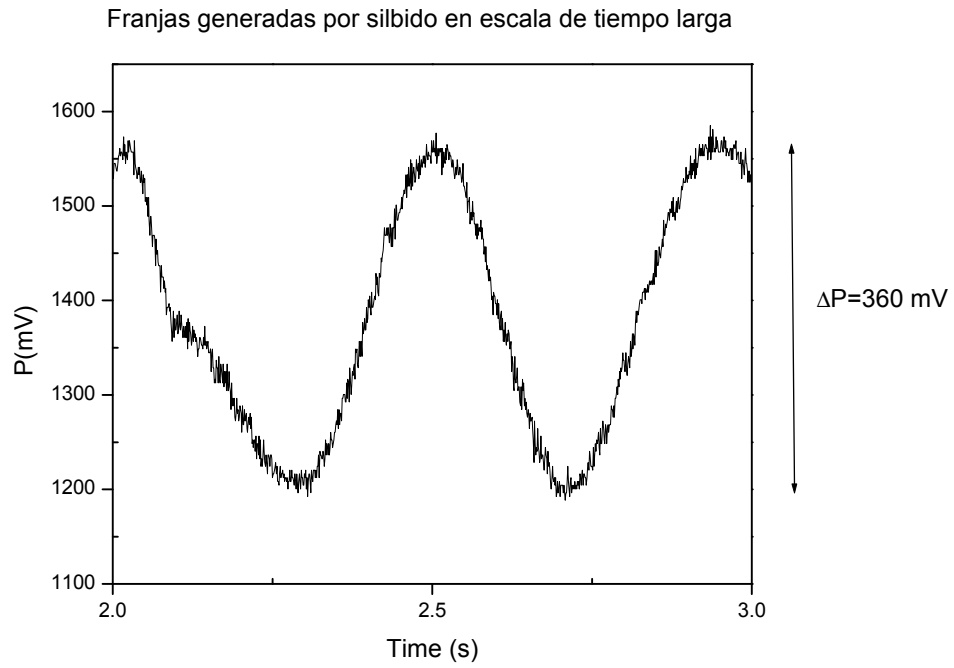


Fig. 3.3.8 Franjas generadas por silbido en escala de tiempo larga.

3.3.3 Análisis de cambio de índice.

Como parámetro de medición decidimos tomar la amplitud total de la señal obtenida entre la variación máxima de la señal (chiflido). Esta magnitud la graficamos tanto en su parte creciente como en la decreciente a diferentes valores de potencia de bombeo de entrada. Como resultado obtuvimos la siguiente gráfica (Fig. 3.3.9). De esta gráfica utilizando la ecuación 3.04, podemos cuantificar la variación en amplitud del índice de refracción del interior de la fibra.

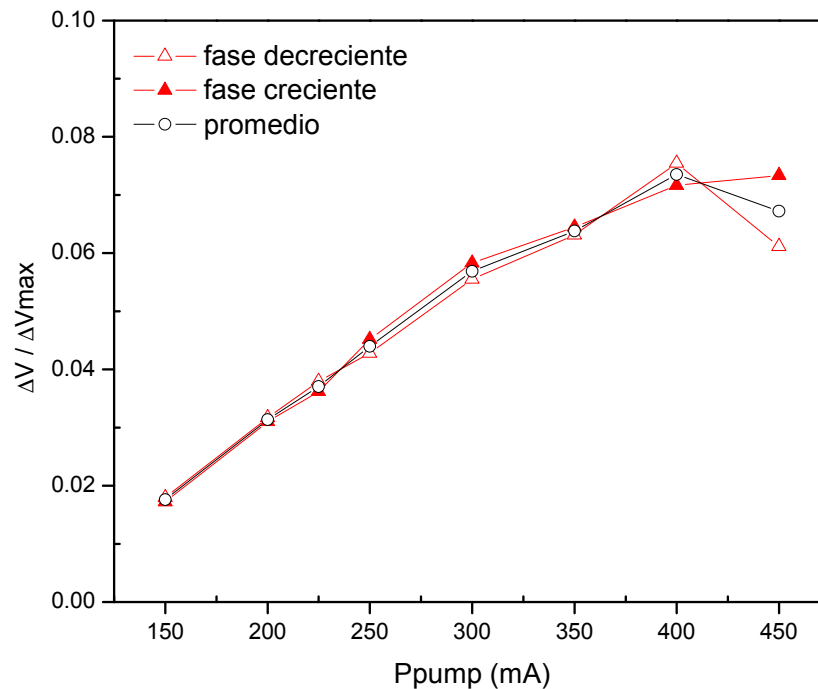


Fig. 3.3.9 Relación del incremento máximo de las franjas entre los valores máximos de variación medido con el chiflido, en función de la potencia de bombeo.

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{\pi L \Gamma} \left(\frac{\Delta I}{\Delta I_{\max}} \right) \text{--- ec 3.04}$$

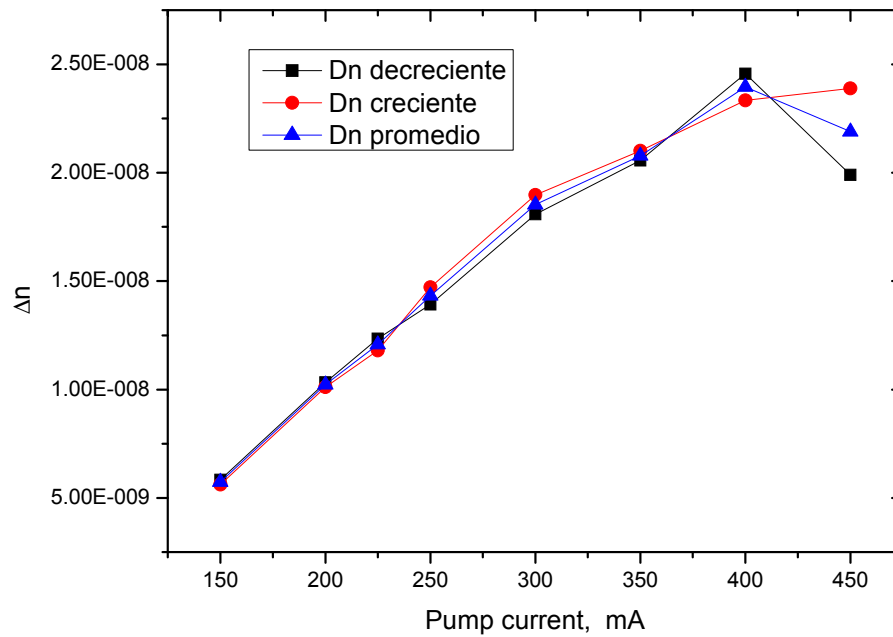


Fig. 3.3.10 Cambio del índice de refracción, en función de la potencia de bombeo.

3.4 Absorción de la señal de 1150nm del estado excitado.

En un principio cuando describíamos la construcción del interferómetro y de las características por las que escogimos la longitud de 1150nm, afirmábamos que esta señal no era absorbida por la fibra dopada. Después notamos que si se presenta la absorción cuando se activa el bombeo. En esta figura podemos observar que existe una absorción de 1140nm en el estado $4I_{13/2}$.

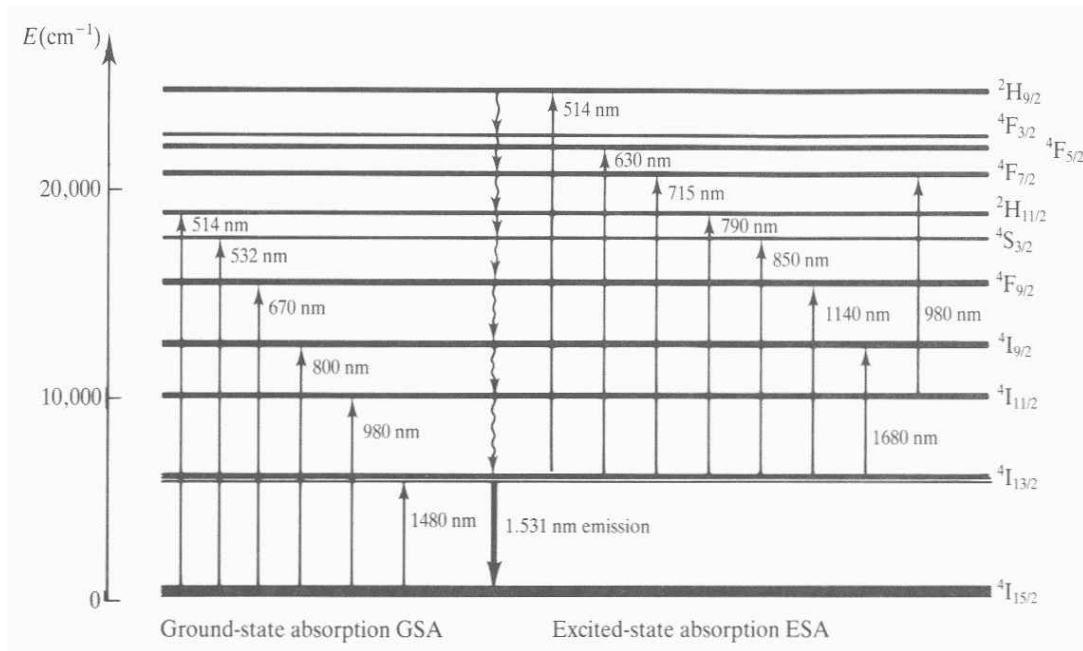


Fig. 3.4.1 Dinámica de absorción del estado $I_{13/2}$ a diferentes fotones de incidencia. [8]

El efecto observado es que la magnitud de las franjas disminuye cuando activamos el bombeo (la gráfica roja)

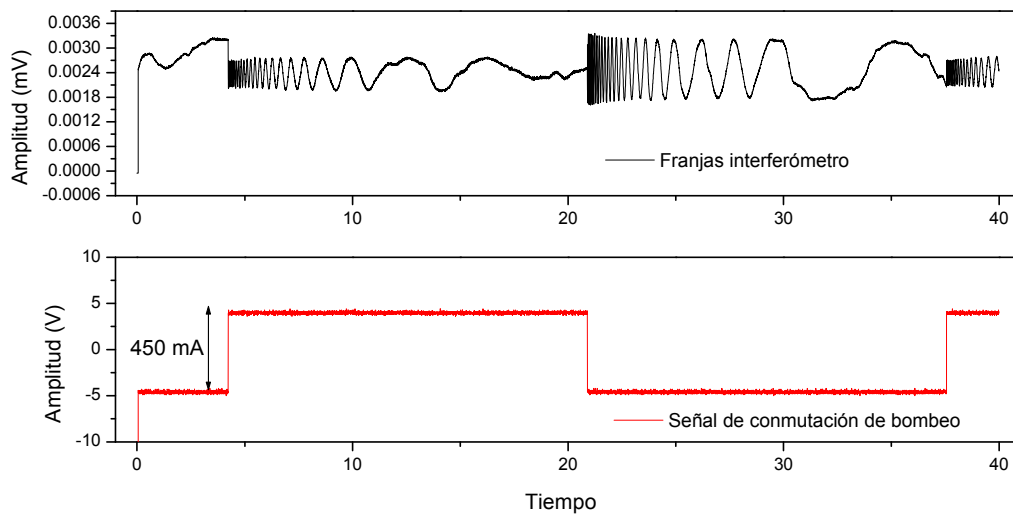


Fig. 3.4.2 Efecto de absorción de la señal de 1150nm cuando aplicamos bombeo.

Preocupados por esta contrariedad, que pudiera modificar los resultados hicimos una exploración del comportamiento de la señal cuando aumentamos el bombeo. Afortunadamente el cambio ocurre antes de 25mA de corriente de bombeo. Y ese valor queda por debajo del nivel de estudio que es a partir de 150mA. En las gráficas que siguen podemos apreciar este comportamiento, en un principio existe una absorción pero al llegar al nivel de 25mA la absorción se satura y la amplitud de la señal de 1150nm ya no cambia.

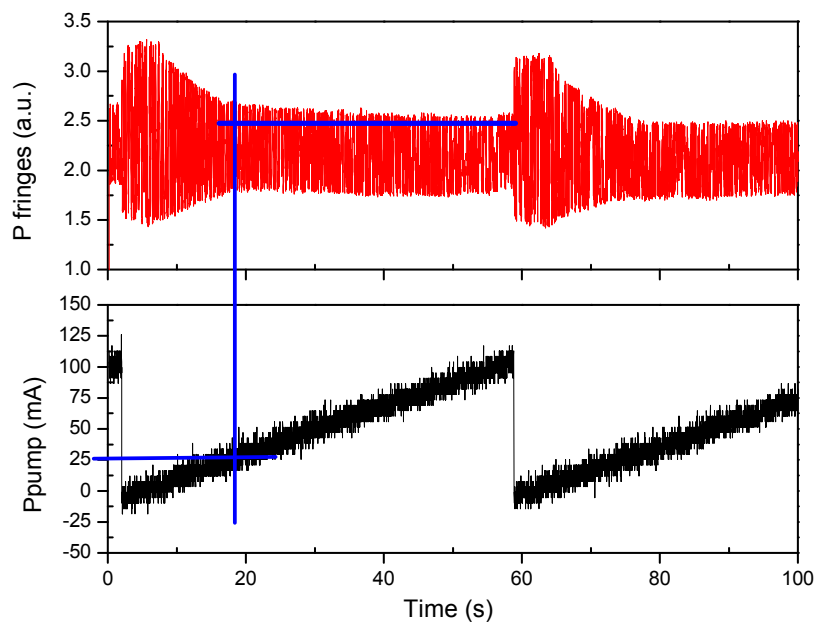


Fig. 3.4.3 Comportamiento de la absorción de la señal de 1150nm cuando aplicamos bombeo. Se aprecia que a partir de 25mA la fibra deja de absorber la radiación de 1150nm.

3.5 Conclusiones del capítulo 3.

Para medir los cambios en el índice de refracción del núcleo de la fibra dopada con Erblio, cuando el láser se encuentra trabajando, construimos un interferómetro del tipo Mach-Zehnder. En las mediciones con el interferómetro usamos un láser Helio-Neon a 1150nm con longitud de coherencia grande, salida estable y perfil gaussiano. La longitud de onda de 1150nm es perfecta para nuestras mediciones porque se encuentra lejos de estados resonantes del ión de Erblio, condición necesaria para que la señal atraviese la fibra de dopada con Erblio sin ser absorbida y además que tampoco contribuya con cambios en el índice del núcleo de la fibra.

La cavidad de análisis fue la fibra de 145cm con pulsos del tipo Q-switch. De los datos obtenidos por el interferómetro, elegimos considerar la amplitud máxima como parámetro de medición en función de la potencia de bombeo de entrada. Luego mostramos que la amplitud máxima esta relacionada directamente con el cambio máximo del índice de refracción de la fibra, que graficamos también en función de la corriente de bombeo. **Fig. 3.3.9 y Fig. 3.3.10**

En los experimentos observamos que existe una absorción de la señal de 1150nm por la fibra dopada con Erblio, solo cuando el láser esta trabajando. En las líneas de ESA de los iones de Erblio, notamos que existe una línea de absorción de esta frecuencia que explica lo que sucede con la señal. Realizando otros experimentos nos permitió concluir que aunque existe la absorción, después de valores de bombeo superiores al umbral láser la fibra deja de absorber la señal; por lo que las variaciones que medimos nos son responsables de esta absorción.



3.b Bibliografía capítulo.

- [1] D. A. Krohn, **Fiber optic sensors**, Instrument Society of America (ISA), 1988
Pg 45-52 capítulo 4, Figuras 4-1, 4-5, 4-6, 4-7
- [2] Francis T. S. Yu, Shizhuo Yin, **Fiber optic sensors**, MARCEL DEKKER, INC. , 2002
Pg 22-23 capítulo 1, Figura 33
- [3] John Wilson, John Hawkes, **Optoelectronics: an introduction**, Prentice Hall Europe, 3ed, 1998
Pg 502-508
- [4] K.T.V. Grattan, B.T. Meggitt, **Optical Fiber Sensor Technology**, Kluwer Academic Publishers, 2000
Pg.
- [5] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and M. V. Andrés, **Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily-doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm**, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, 2004.
pp.2466–2468
- [6] A. V. Kir'yanov, N. N. Il'ichev, and Y. O. Barmenkov, **Excited-state absorption as a source of nonlinear thermo-induced lensing and self-Q-switching in an all-fiber erbium laser**, *Las. Phys. Lett.*, vol. 1, 2004
pp. 194–198
- [7] John A. Buck, **Fundamentals of Optical Fibers**, Wiley-interscience, 2ed, 2004
- [8] Emmanuel Desurvire, **Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications**, Wiley inter-science, 2002
Pg Libro básico de consulta. Fg 4-30,

Capítulo 4

Mediciones y cálculo de tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.

4.0 Resumen de capítulo.

El capítulo empieza comentando el significado de los tiempos de vida en el nivel meta-estable de los iones de Erblio dentro de las fibras ópticas. A continuación comentamos la descripción experimental para medir los tiempos. Luego detallamos el análisis numérico realizado para obtener los valores de tiempos de vida. Y finalizamos haciendo comentarios sobre los resultados.

4.2 Concepto de tiempo de vida (*lifetime*)

La ecuación $R = \frac{dN}{dt} = -kN$ que da como solución $N(t) = N_0 e^{-kt}$, además de ser una ecuación diferencial simple y muy conocida, también es una expresión que se aplica mucho en los modelos de varios fenómenos naturales.

Por ejemplo, en el estudio de núcleos atómicos inestables. La ecuación diferencial describe el comportamiento de la población de átomos que van quedando en el estado inestable a lo largo del tiempo, partiendo de una cantidad inicial N_0 de

átomos. La cantidad $k=1/\tau$ se le conoce como *tasa de decaimiento* y a τ se le denomina *tiempo de vida* (lifetime). El tiempo de vida τ representa el tiempo transcurrido en el que queda solo el 36.8% ($1/e$) de la población inicial. La cantidad de tiempo transcurrido en donde queda la mitad de población, se le conoce como *tiempo de vida-media*. Esta cantidad es $t_{1/2}=\ln 2/k=0.693 \tau$.

En el área de materiales también esta expresión describe la respuesta más simple de fluorescencia debido a una función de excitación. El tiempo de vida de fluorescencia se determina experimentalmente al medir el tiempo en que la intensidad de fluorescencia ha decaído alrededor hasta el 36.8% del valor inicial. Como la fluorescencia esta estrechamente relacionada con el nivel de población del estado excitado, al medir la respuesta de la intensidad de la fluorescencia hacemos de manera indirecta la medición de la dinámica de población del estado excitado.



Fig. 4.1.1 Respuesta de la muestra en función de una función de excitación. [3]

4.1.1 Modelo simple para la obtención del tiempo de vida del estado excitado de Er³⁺.

En la dinámica de los iones de Erblio tomemos como modelo el sistema de 3 niveles. En este sistema el nivel 1 corresponde al estado base, el nivel 2 al estado meta-estable caracterizado por tener un *tiempo de vida* grande y el nivel 3 al estado excitado alcanzado por el mecanismo de bombeo. De estos estados la radiación láser corresponde a la transición entre los niveles 2→1.

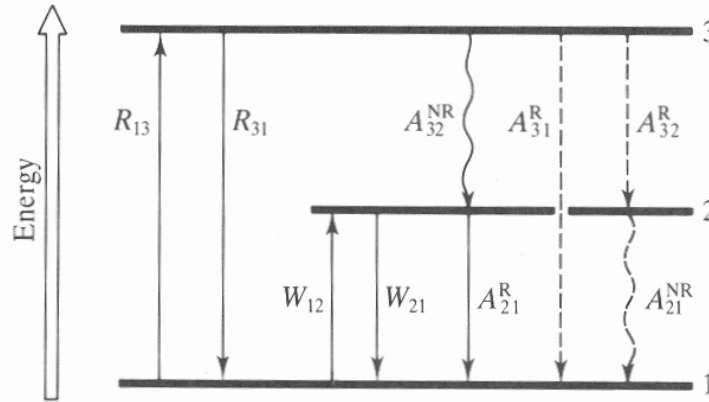


Fig. 4.1.2 Modelo de 3 niveles de la interacción de los iones Er³⁺ con la energía de bombeo. [4]

En éste modelo, la tasa de bombeo del nivel 1 al 3 es R_{13} y la tasa de emisión estimulada es R_{31} . A partir del nivel 3 existen 2 posibilidades al decaer, de forma radiativa, hacia los niveles 2 y 1, ($A_{32}^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) o no-radiativa A_{32}^{NR} . La tasa de decaimiento espontáneo entre el nivel 3 y 2 es predominantemente no-radiativo, $A_{32}^{NR} \gg A_{31}^R$, en vidrio de oxido como *host*. Las tasas de absorción y emisión estimulada entre los niveles 1 y 2 son W_{12} y W_{21} respectivamente. La tasa de decaimiento espontánea, considerando las partes radiativa y no-radiativa que corresponden al nivel 2, es $A_{21}^R = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$. Este nivel es considerablemente mas radiativo esto significa que $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$. De aquí asumimos que las tasas de decaimiento de los niveles 2 y 3 simplemente las referiremos como A_{21} y A_{32} .

Definiendo como N_1 , N_2 , y N_3 las densidades de población en los estados 1, 2 y 3, el modelo de la dinámica de población de los niveles 1,2 y 3 lo expresamos de la siguiente forma:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{21}N_2 - W_{21}N_1 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3$$

Si suspendemos el bombeo $R_{13}=0$. Observamos que ocurre $N_3=0$ o cercano a 0. La razón de que $N_3 \approx 0$ se explica principalmente por el hecho de que la tasa de decaimiento del nivel 3 al 2 sea mayor que del 2 al 1. Así N_2 lo expresamos como:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{21}N_2 - W_{21}N_1 - A_{21}N_2$$

Y en medición lateral recordemos que los efectos estimulados tienden a cero $W_{21} \rightarrow 0$, eso principalmente porque el diámetro de la fibra es muy pequeño y no logramos formar una población considerable que se considere adecuada para los efectos estimulados. Así obtenemos prácticamente solo emisión espontánea. Entonces la ecuación se simplifica a:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2$$

De donde en los experimentos podemos medir A_{21} ó τ_{21} . De esta forma se suele designar $A_{21} \approx 1/\tau$.

En este desarrollo consideramos solo niveles muy angostos, y siendo realistas esto no es así, los niveles son mas bandas que líneas. Entonces de manera teórica la tasa de decaimiento se calcula con la ecuación *Fuchtbauer-Ladenburg* como:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int v^2 \sigma_{em}(v) dv$$

Donde n corresponde al índice de refracción de la fibra dopada, c es la velocidad de la luz, v rango de valores de frecuencia de radiación y σ_{em} corresponde a la *cross-section* de emisión en función de la frecuencia. En esta ecuación podemos observar que valores grandes de σ_{em} y si los espectros de ganancia son anchos implicaría valores pequeños de tiempos de vida.

4.2 Procedimiento experimental para medir tiempos de decaimiento en la fluorescencia lateral para fibras con diferente concentración de dopante de Er^{3+} .

El objetivo principal de este arreglo es medir tiempos de vida de los iones de Er^{3+} en fibras a diferentes concentraciones de dopante. Para lograrlo medimos la radiación lateral, de una sección pequeña de fibra, usando un fotodetector.

La zona de medición la localizamos a 10cm después del empalme de la fibra dopada. Las mediciones se realizaron a la fibra sin el revestimiento.

En el experimento colocamos un filtro con el objetivo de bloquear la radiación lateral del bombeo (980nm). El filtro es una placa de silicio muy pulida. Usamos este material porque su nivel de absorción a 980nm es mucho mayor que su nivel de absorción a 1550nm, longitud de onda de la señal de nuestras mediciones.

Los elementos básicos que componen este montaje experimental son: una fuente pulsada periódica de bombeo y un fotodetector. La fuente pulsada se construyó a base de un generador de funciones trabajando en modalidad de salida cuadrada y la fuente de diodo láser. El fotodetector y la señal de salida del generador de funciones se conectaron a un osciloscopio.

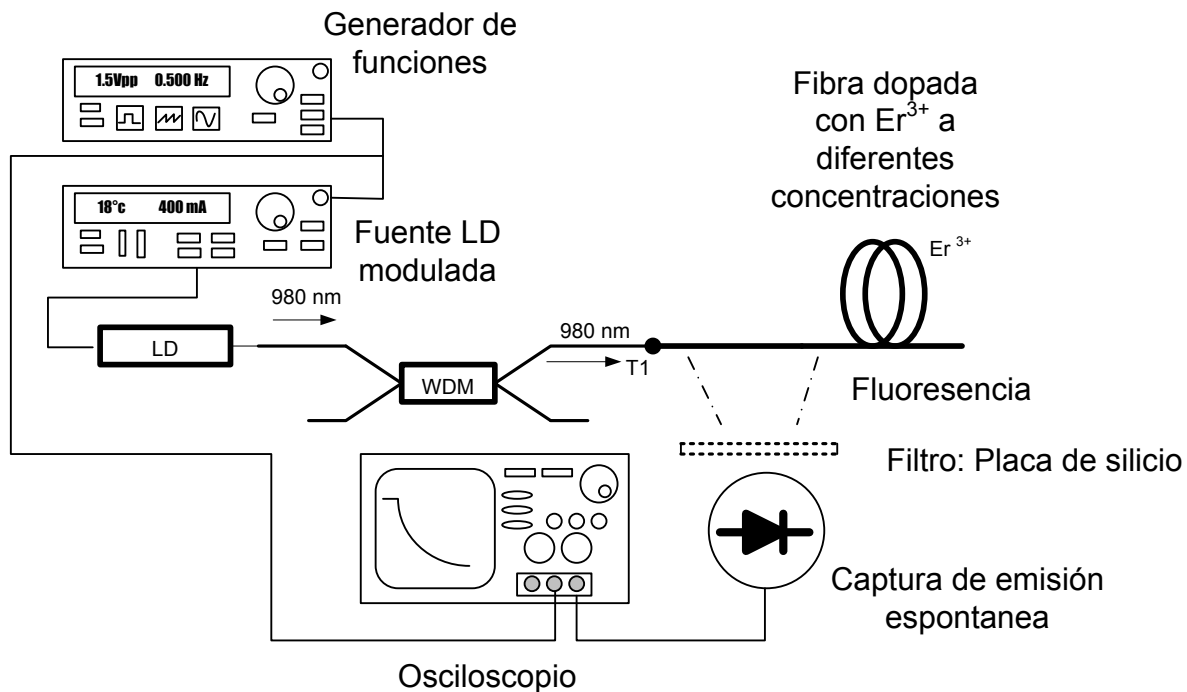


Fig. 4.2.1 Arreglo experimental para medir los *tiempos de vida* de la fibra dopada.

La señal del generador de funciones en modalidad de pulso cuadrado se conecta a la fuente de poder del diodo de bombeo. Como resultado la salida del diodo láser también queda modulada como pulso cuadrado.

La frecuencia de modulación fue de 0.5Hz (periodo de pulsos de 2 segundos). Se optó por trabajar en esta frecuencia para no dañar al diodo láser y también de dejar un tiempo aceptable para que se establezca la salida. También la duración de los pulsos es alta con la intención de asegurar que la dinámica de los iones de dopante dentro de la fibra alcanzara un estado estable. La potencia de bombeo fue de 400mA, esta misma intensidad de potencia fue la que usamos en el experimento con el interferómetro.

La fuente de poder tiene una frecuencia de corte de 30KHz que corresponde a una respuesta de $30\mu\text{s}$, eso significa que no podemos medir tiempos de vida inferiores a este tiempo. Esta respuesta la obtuvimos cuando se midió una fibra sin dopante lo que significa que solo caracterizamos de esta forma al bombeo.

En el caso del fotodetector utilizamos un dispositivo de InGaAs con espectro de detección dentro del rango de 800nm-1800nm. Con lo que podemos medir intensidad luminosa de longitudes de onda de 980nm y 1550nm por ejemplo. Este dispositivo lo conectamos a un osciloscopio que tiene la capacidad de almacenar información de la respuesta, que después podemos analizar. También al osciloscopio se le conectó la señal del generador de funciones con la función de sincronizar la captura de los datos observados. La señal de respuesta que medimos con el osciloscopio fue la dinámica de la intensidad luminosa emitida por la fibra justo después de apagar la fuente.

Tomamos muestras dentro de las siguientes ventanas de tiempo de 0-1ms, 0-10ms y 0-100ms. Esto lo hicimos con la intención de capturar tiempos de vida en diferentes ventanas de tiempo y resolver mejor los resultados.

Se tomaron muestras añadiendo entre la fibra dopada y el fotodetector una placa de silicio y luego también se tomaron muestras sin el filtro. La intención de usar el filtro fue la de bloquear la señal de bombeo que también llegábamos a detectar.

Con el inconveniente que atenuaba también la señal de 1550nm, aunque no tanto como la de 980nm.

4.3 Procesamiento numérico de los datos experimentales para la determinación de los tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.

Como anteriormente comentamos se realizaron mediciones en 3 escalas. Estas escalas corresponden a las ventanas de tiempo de de 0 a1ms, de 0 a10ms y de 0 a 100ms.

Las razones de realizar las mediciones a diferentes ventanas de tiempo son varias. Por ejemplo, los tiempos de vida muy largos en rangos cortos de tiempo los consideramos como tiempos infinitos (o valores constantes) y tiempos de vida pequeños en escalas de tiempo largos, los consideramos cercanos acero o dentro de los errores de medición.

El mecanismo de cálculo numérico de tiempos de vida se realizo a partir de algoritmos de ajuste de curvas. La curva de ajuste fue:

$$y = A_1 e^{-\frac{x}{t_1}} + A_2 e^{-\frac{x}{t_2}} + A_3 e^{-\frac{x}{t_3}} + y_0$$

Usando esta ecuación podemos encontrar hasta 3 tiempos de vida en la ventana de tiempo estudiada. Dependiendo de la escala en la que nos encontráramos los podemos considerar como ciertos, dudosos o falsos los tiempos medidos.

Los tiempos ciertos tienen valores del orden del tamaño de la ventana de tiempo. Los valores dudosos son aquellos que sus valores son un poco mayores que la ventana de medición o mas pequeños que una décima parte del tamaño de la ventana. Veamos un ejemplo, el tiempo de vida de 10ms, en la ventana de 0-100μs lo vemos como un valor constante.

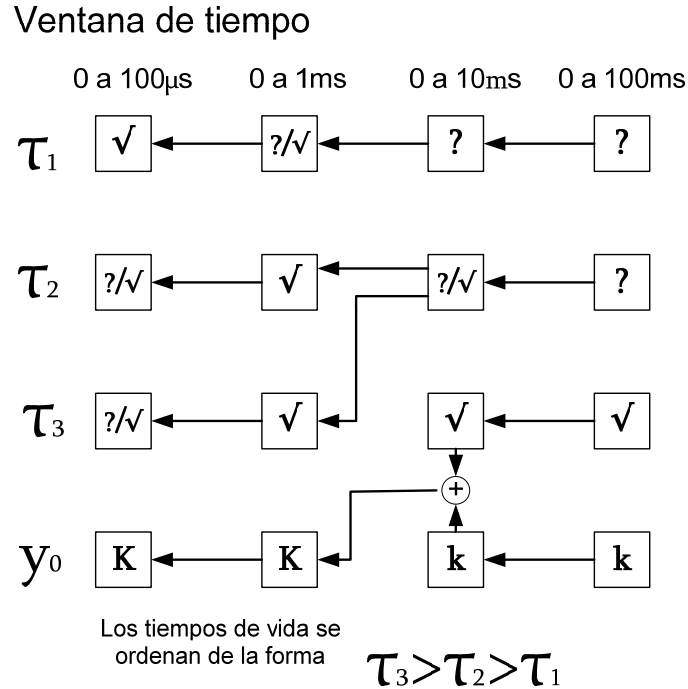


Fig. 4.3.1 Mecanismo de selección de los diferentes *tiempos de vida* de la fibra dopada.

En el diagrama resumimos nuestra experiencia en la medición de los tiempos de vida.

En la primera columna estamos trabajando en la ventana de tiempo de 0 a 100ms. Si en esta ventana de tiempo encontramos un *lifetime* de 12ms, lo tomaremos como un valor verdadero. Los otros tiempos menores de 5ms que midiéramos, los consideraremos como dudosos, la razón principal es que el número de puntos que sirven para la descripción de estas funciones son pocos. Estos tiempos dudosos en una escala menor tendrán un mayor número de puntos y el algoritmo de ajuste nos dará valores más confiables. Por otro lado el valor de 12ms que fue un valor para nosotros confiable en la primera ventana de tiempo se verá cada vez como un valor constante en las ventanas de tiempo más pequeñas. Entonces este valor se sumará a nuestra constante y será nuestro nuevo valor de constante. También puede ocurrir que un *lifetime* en una ventana grande de tiempo en las ventanas pequeñas se desdoble en 2 tiempos de vida, si esto ocurre notaremos que e valores son muy cercanos y que el algoritmo de ajuste considero los valores como un promedio en una escala mayor.

4.4 Mediciones de tiempos de vida de iones de Erblio en fibras ópticas.

4.4.1 Fibra sin dopante.

Como regla experimental es imprescindible conocer la respuesta de los instrumentos de medición. En nuestro caso la fuente de bombeo del diodo láser. Esto lo realizamos al medir la respuesta de la radiación obtenida en el fotodetector usando una fibra sin dopante. Esto también fue muy importante porque de esta forma conoceremos la respuesta parasita de la señal de 980nm en nuestros experimentos.

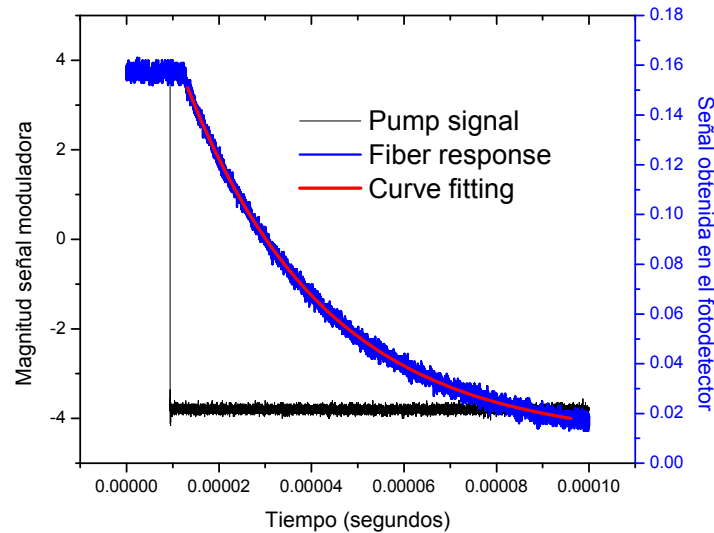


Fig. 4.4.1 Respuesta de fibra sin dopante en la ventana de tiempo de 0-100 μ s, con promedio de 8 muestras y sin utilizar el filtro.

En este experimento medimos con el detector el tiempo de vida de: 30.294 μ s

Luego colocamos entre la fibra y el fotodetector la placa de silicio. Como esperábamos, existe una considerable absorción, aunque no total de la señal de 980nm. Esto lo debemos considerar en los siguientes experimentos porque significa que aunque usemos la placa de silicio aun tendremos señal residual de 980nm. Pero como una ventaja a nuestro favor, porque ahora sabemos de antemano un tiempo de vida que seguro se presentará. Esta información la usaremos para mejorar nuestras aproximaciones.

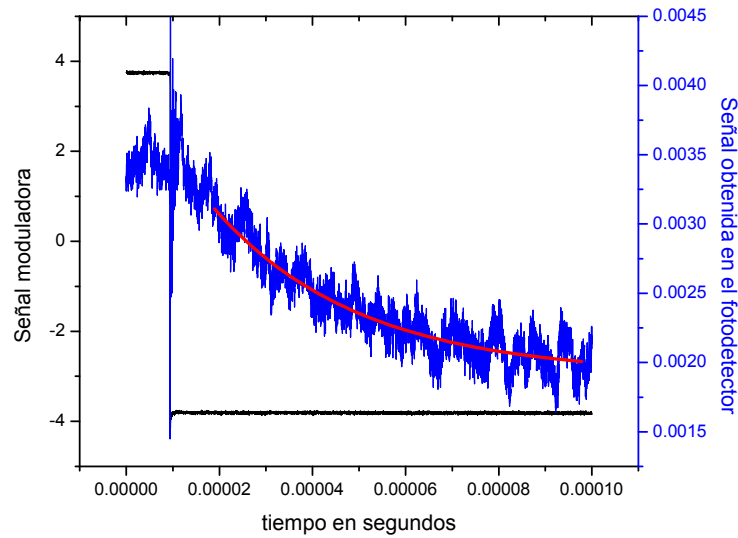


Fig. 4.4.2 Fibra sin dopante en escala de tiempo de 0-100 μs , con promedio de 8 muestras, con filtro.

Esta señal la magnitud es considerablemente menor por causa del filtro pero aun así medimos el tiempo de vida de 31.1993 μs . Este valor confirma su validez con el valor obtenido en el experimento anterior de 30.293 μs .

4.4.2 Fibra dopada de Er^{3+} a una concentración de 300ppm.

En este experimento utilizamos una fibra con una concentración de 300ppm. Esta fibra tiene una concentración típica de la que se utiliza para la construcción de amplificadores de fibra.

Mostramos a continuación las curvas que obtuvimos por el osciloscopio. En la figura 4.4.3 mostramos la respuesta sin el filtro, la pendiente mas pronunciada corresponde a la respuesta del bombeo (radiación de 980nm) y a la curva mas baja a la respuesta de la radiación de la señal a 1550nm. Y en la figura 4.4.4 la respuesta con el filtro. Como podemos observar la señal es mas ruidosa, el nivel de radiación es bajo, pero la señal de bombeo casi ha desaparecido.

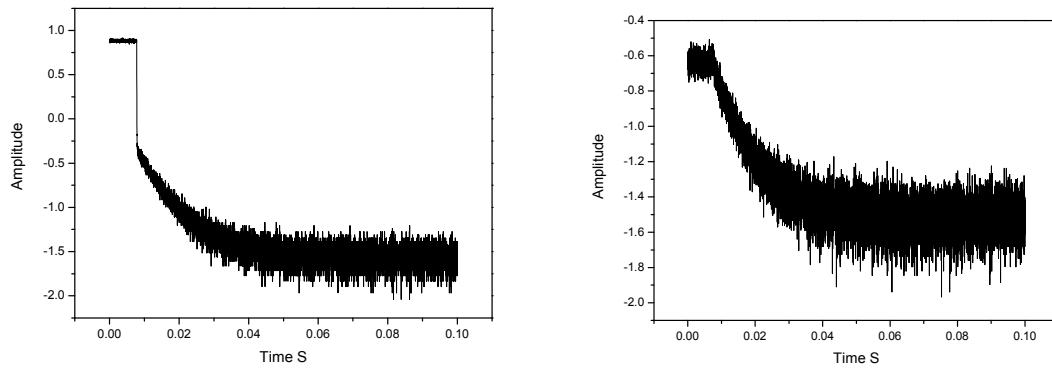


Fig. 4.4.3 y Fig. 4.4.4 Fibra 300ppm en escala de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro. Fibra 300ppm en escala de tiempo con filtro.

En nuestro análisis tomamos de la gráfica la zona desde donde inicia el decaimiento y normalizamos los valores al rango de 0 a 1 con el objetivo de que el proceso numérico sea mas seguro (valores pequeños generan errores numéricos).

En la ventana de tiempo de 0-100ms

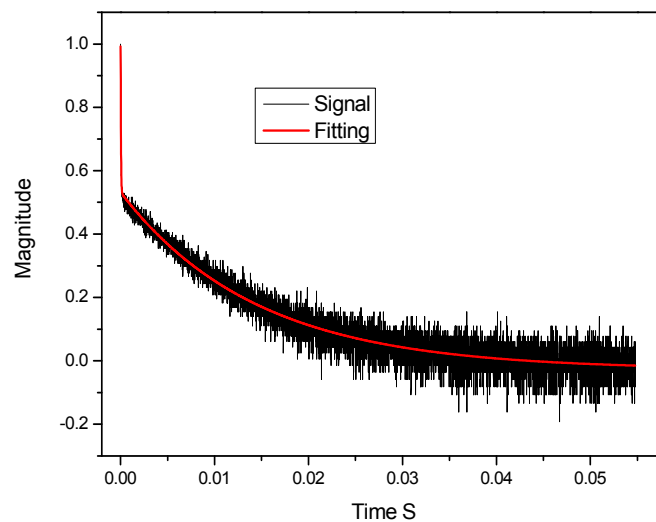


Fig. 4.4.5 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala lineal.

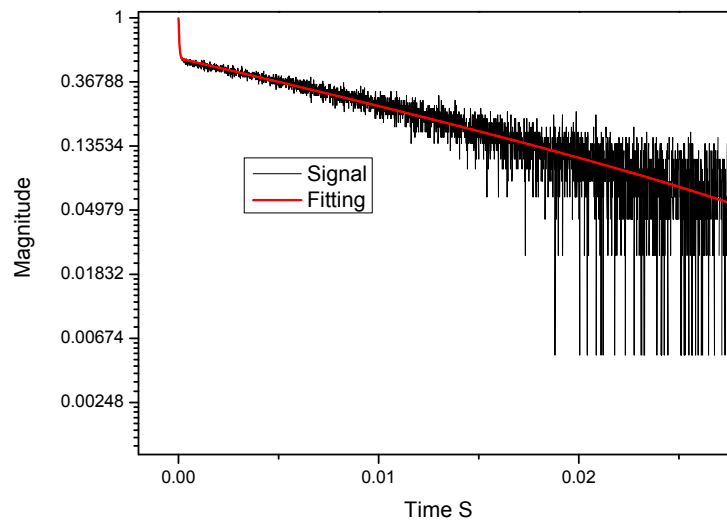


Fig. 4.4.6 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala logarítmica.

La gráfica en escala logarítmica debe visualizarse como una línea recta.

Misma escala con filtro.

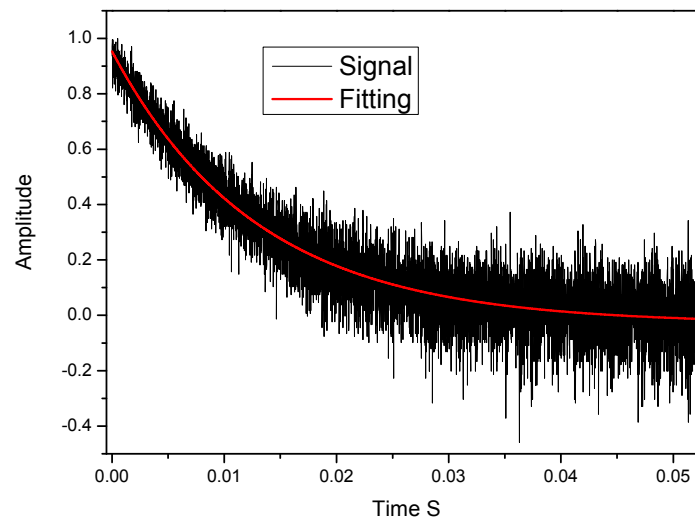


Fig. 4.4.7 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala lineal.

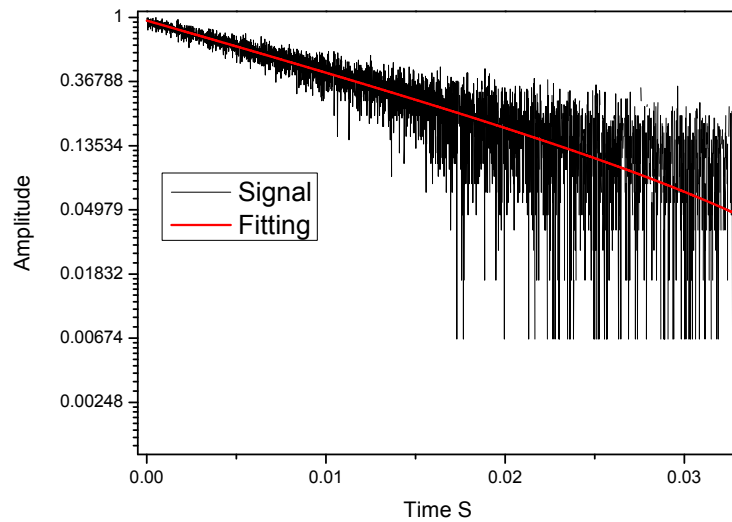


Fig. 4.4.8 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala logarítmica.

En la ventana de tiempo de 0 a 10ms

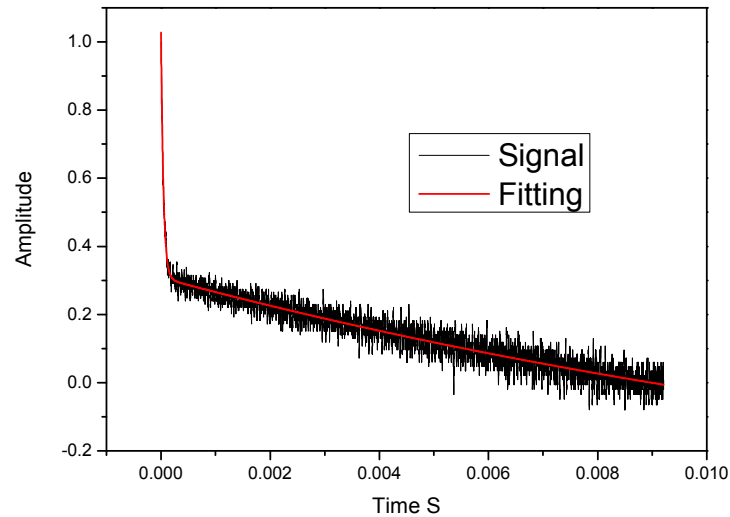


Fig. 4.4.9 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala lineal.

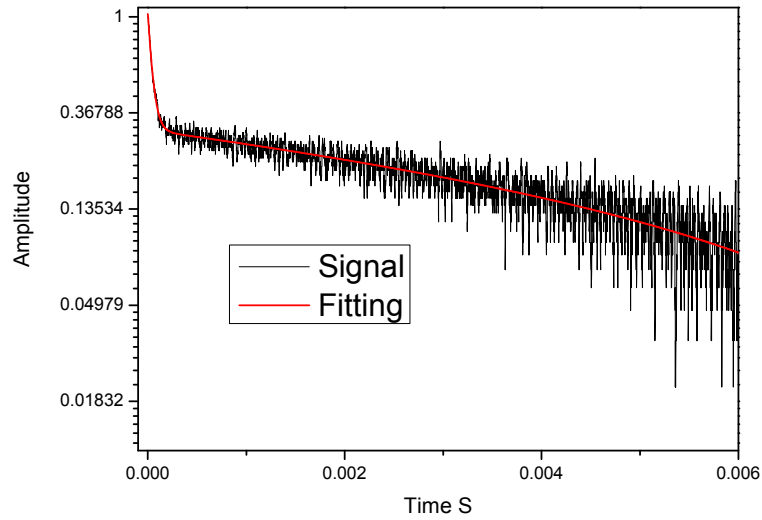


Fig. 4.4.10 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala logarítmica.

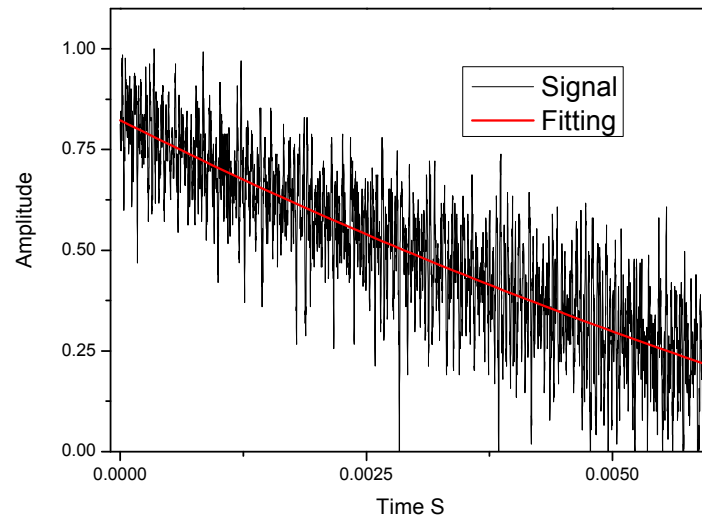


Fig. 4.4.11 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala lineal.

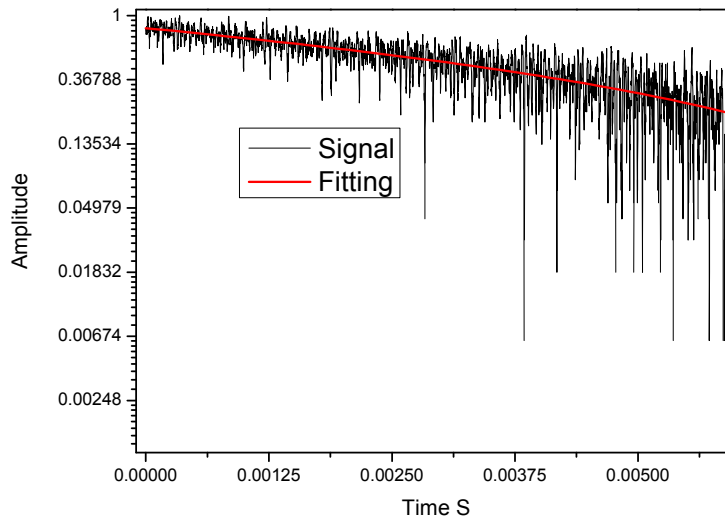


Fig. 4.4.12 Fibra 300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala logarítmica.

La siguiente tabla resume los resultados de los tiempos encontrados.

	Sin filtro	Con filtro	Sin filtro	Con filtro
Ventana de tiempo	0-100ms		0-10ms	
Tiempos de vida				
t1	40μs	-----	40μs	-----
t2	14.45ms	12.89ms	18.5ms	15.41ms

Los recuadros sombreados muestran los tiempos más probables. En las 2 escalas, el tiempo de 40μs aparece en la parte de las señales sin filtro; como lo mencionamos en el apartado anterior este tiempo corresponde a la respuesta de la señal de bombeo.

Observando las gráficas en escala logarítmicas es evidente la linealidad de las curvas y también la buena aproximación de la curva de tiempos de vida. La linealidad de las curvas en la escala logarítmica es una prueba clara de que esta fibra solo posee un tiempo de vida. En las curvas aproximadas en la sección de datos con filtro obtuvimos 2 tiempos el de 12.89ms y de 15.41ms. El tiempo mas creíble es el de 12.89ms, pero debemos considerar que éste valor obtenido es pequeño con respecto a la escala de tiempo analizada. Por esta razón también debemos de creer en el tiempo de 15.41ms. Entonces promediándolos obtenemos el tiempo de 14.15ms.

4.4.3 Fibra dopada de Er^{3+} a una concentración de 2300ppm.

Este experimento lo realizamos con la fibra de concentración de 2300ppm, misma que usamos en el experimento del interferómetro y que consideramos una fibra con alta concentración de dopante.

En la ventana de 0-100ms

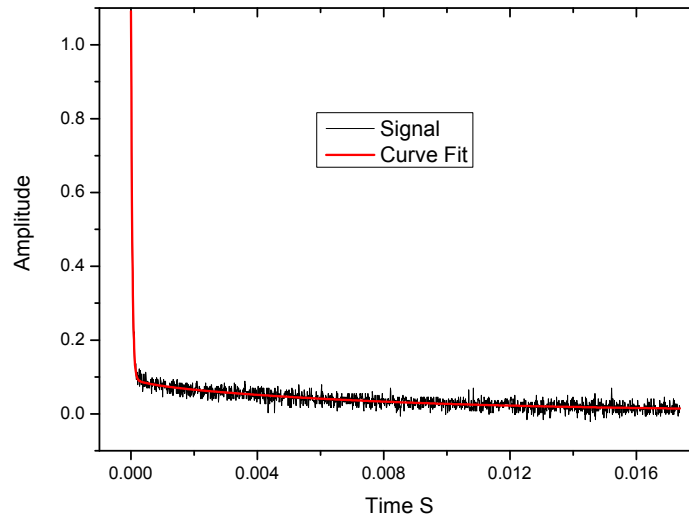


Fig. 4.4.13 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala lineal.

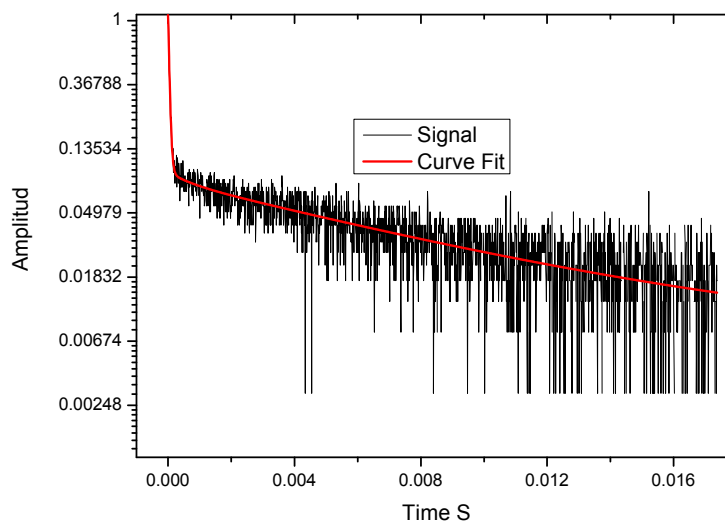


Fig. 4.4.14 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala logarítmica.

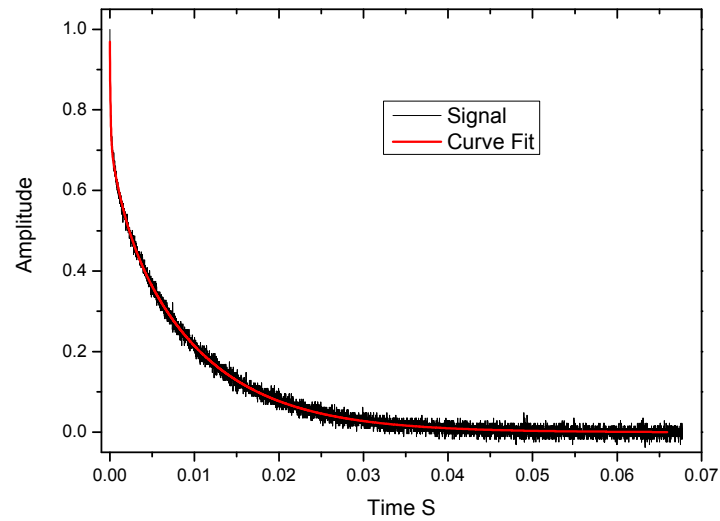


Fig. 4.4.15 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala lineal.

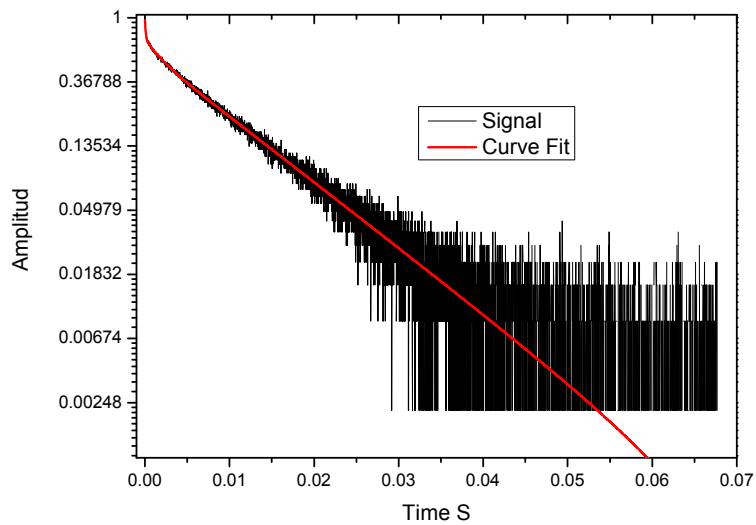


Fig. 4.4.16 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-100ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala logarítmica.

En la ventana de 0-10ms

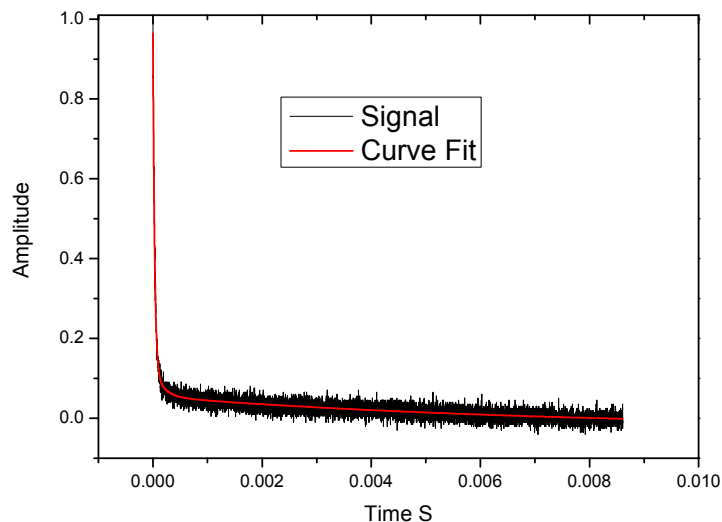


Fig. 4.4.17 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala lineal.

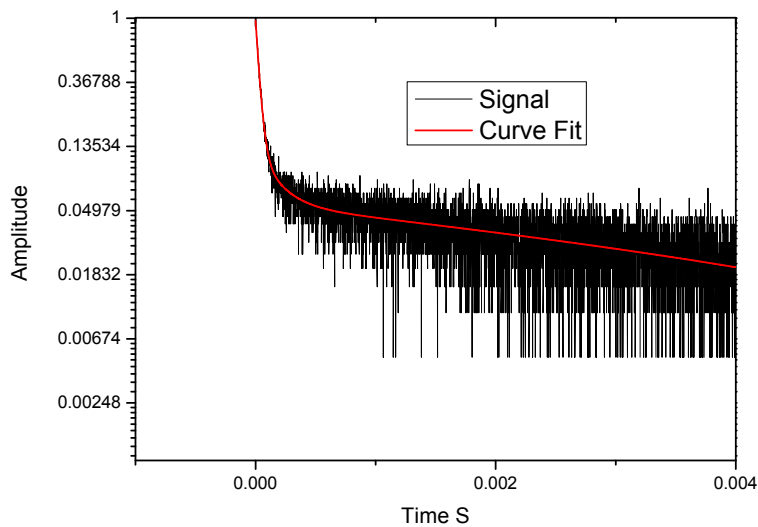


Fig. 4.4.18 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala logarítmica.

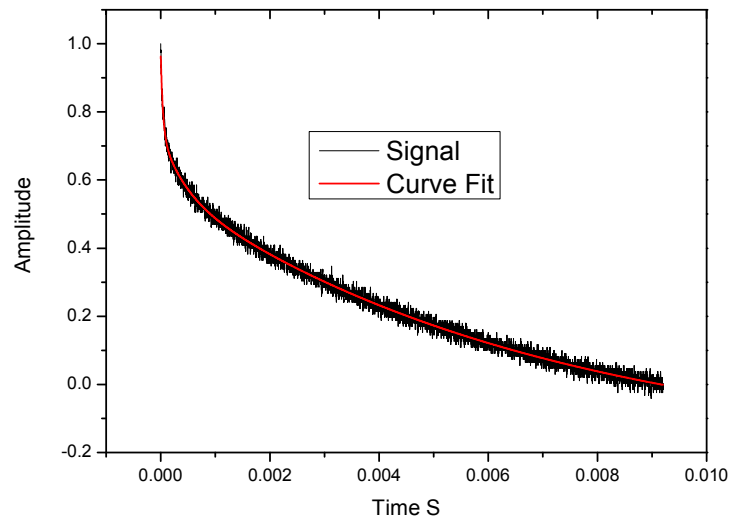


Fig. 4.4.19 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala lineal.

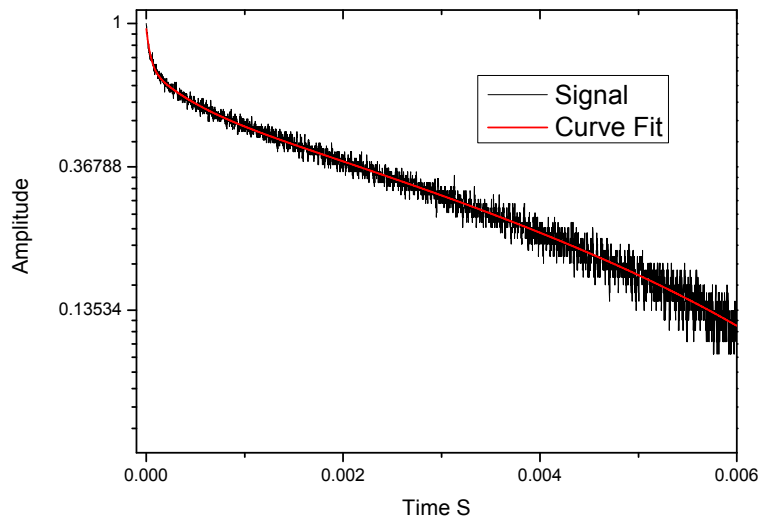


Fig. 4.4.20 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-10ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala logarítmica.

En la ventana de 0-1ms

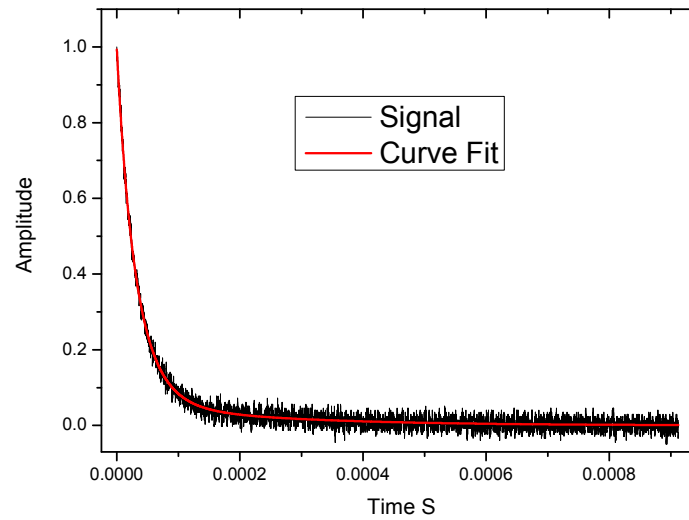


Fig. 4.4.21 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-1ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala lineal.

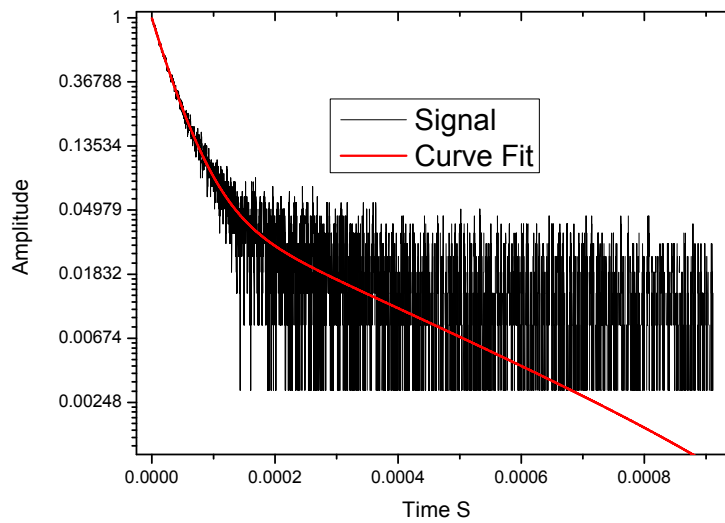


Fig. 4.4.22 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-1ms, con promedio de 8 muestras, sin filtro, escala logarítmica.

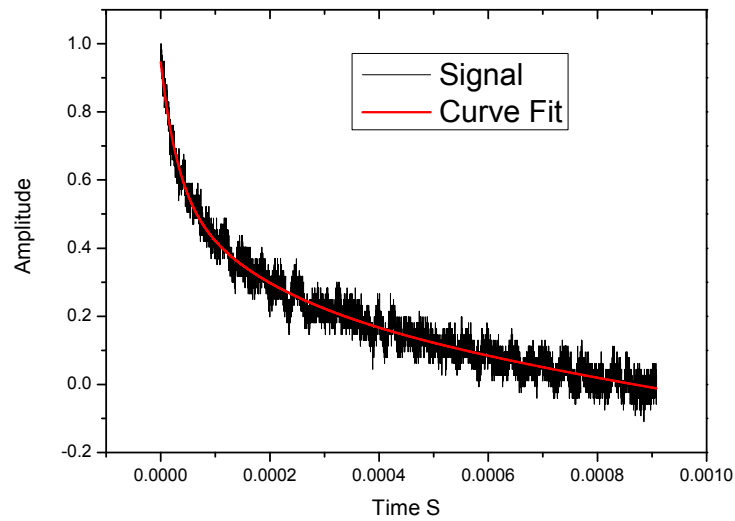


Fig. 4.4.23 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-1ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala lineal.

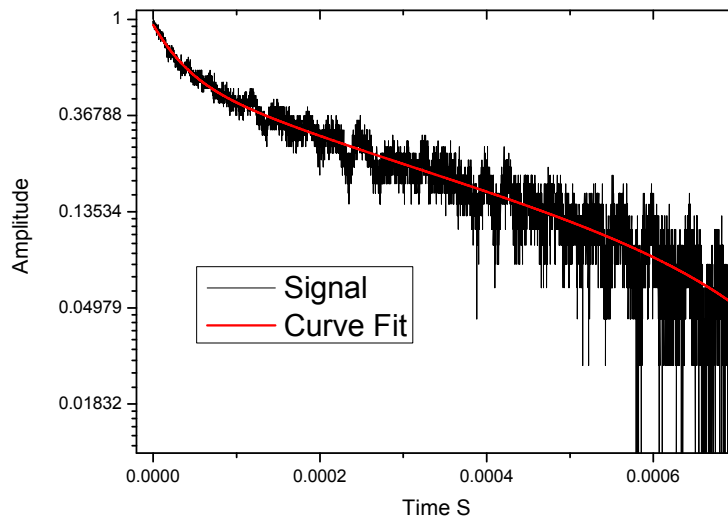


Fig. 4.4.22 Fibra 2300ppm en ventana de tiempo de 0-1ms, con promedio de 8 muestras, con filtro, escala logarítmica.

En la siguiente tabla resumimos los resultados de los tiempos.

	Sin filtro	Con filtro	Sin filtro	Con filtro
Ventana de tiempo	0-100ms		0-10ms	
Tiempos de vida				
t1	40 μ s	90 μ s	30 μ s	40 μ s
t2	660 μ s	1.58ms	170 μ s	420 μ s
t3	7.64ms	9.81ms	7.18ms	6.89ms

Los resultados para el caso de esta fibra requieren una descripción mas detallada. De estos tiempos, el mas fácil de ubicar es el que corresponde a la respuesta de la señal de bombeo que toma el valor de entre 30 μ s y 40 μ s, como lo podemos observar en las columnas de las mediciones sin filtro.

El otro tiempo que podemos ubicar de manera clara, es el mas grande que corresponde entre 9.81ms (escala de 0 - 100ms) y 6.89ms (escala de 0 - 10ms). De estos tiempos calculamos el promedio cargando el resultado más al tiempo de 6.89ms (factor de 0.7), y obtenemos un tiempo de 7.77ms. La razón de esto es que por la magnitud del tiempo tenemos mas puntos de esta función dentro de la escala de 0-10ms que en la escala de 0 -100ms, entonces el valor real debe parecerse mas a 6.89ms que a 9.81ms.

En las gráficas mostradas a diferentes escalas y los valores de la tabla nos da la pauta de que existe otro tiempo (o posiblemente un par de tiempos) adicional a los valores que hemos descrito. En la escala de 0-100ms el tiempo adicional que aparece ronda entre 660 μ s y 1.58ms, pero recordemos que en esta escala estos valores son muy dudosos principalmente porque son inferiores a una centésima parte del valor máximo de tiempo. Ahora observando los valores dentro de la escala de 0-10ms, éstos son entre 420 μ s y 170 μ s. Si observamos y comparamos los valores de las columnas de **sin filtro** y **con filtro** notamos que son muy similares, el valor de 40 μ s de la columna de **con filtro** se debe a la señal de bombeo que alcanzó a pasar por el filtro. Al ser muy similares los valores nos da la pauta de considerar el valor de 170 μ s como

verdadero. Por lo tanto para acercarnos al valor real promediamos de los valores de 170 μs y 420 μs dando el valor de 295 μs .

4.5 Discusión de los resultados.

Para la fibra de 300ppm determinamos un valor de tiempo de vida de 14.15ms (entre 12.89ms y 15.41ms). Mientras que para la fibra de 2300ppm determinamos 2 tiempos de vida el de 7.77ms (entre 9.81ms y 6.89ms) y el de 295 μs (entre 170 μs y 420 μs).

De los resultados vemos dos casos muy interesantes. Primero el tiempo del estado metaestable (nivel 2) en las 2 fibras es diferente, el tiempo de la fibra de 300ppm es mayor que el de la fibra de 2300ppm. Y como segundo caso en la fibra de 300ppm existe un solo tiempo de vida, mientras que para la fibra de 2300ppm existe por lo menos otro tiempo adicional.

Existen varias razones que explican porque el tiempo de vida del nivel metaestable sea diferente en las 2 fibras. Una razón es que la química de la fibra de 300ppm es diferente de la de 2300ppm. A la fibra de 2300ppm se le agregan materiales codopantes, como fósforo y aluminio, con el propósito de permitir grados de dopaje del Erblio mayores, sin que se formen cúmulos de tierras raras lo que modificaría totalmente la dinámica del dispositivo; estos dopantes modifican la interacción del Erblio con la fibra reduciendo el tiempo de vida, por ejemplo. Otra razón en la diferencia de tiempo es que en la fibra de 2300ppm ocurren otros fenómenos que interaccionan con el nivel 2 como son el ESA y el efecto de PARES. Estos fenómenos al interactúan con el nivel 2 lo van despoblando, con lo que también se reduce el tiempo de vida de este nivel.

Y la razón del tiempo de vida adicional de la fibra de 2300ppm, también se explica por medio de los fenómenos de ESA y PARES. Creemos que este tiempo adicional es característico del efecto de PARES de Er-Er, y que corresponde a otro nivel

alcanzado por los iones y además que también radia alrededor de 1550nm pero por otra dinámica involucrada.

4.6 Conclusiones del capítulo 4.

Los modelos que describen la dinámica láser usan varios parámetros entre ellos los tiempos de vida de cada nivel energético involucrado. Esto justifica nuestro propósito de medir los tiempos de vida de la fibra de 2300ppm de dopante de Erblio.

En esta sección describimos el método que empleamos para medir los tiempos de vida del nivel metaestable $^4I_{13/2}$. Éste método consiste en excitar la fibra con una fuente láser pulsada de 980nm y medir la fluorescencia lateral inmediatamente que se deja de excitar a la fibra. A los datos obtenidos, a diferentes ventanas de tiempo, los normalizamos y les realizamos un ajuste de curva donde los parámetros involucrados son los tiempos de vida.

Después de caracterizar a nuestra fuente, encontramos que para la fibra con grado de dopante de 300ppm, tiene un tiempo de vida característico de 14.15ms. En contraste la fibra de 2300ppm tiene un tiempo de 7.77ms y además un tiempo extra de 295 μ s. Las razones de que la fibra de 2300ppm presente un tiempo menor, radican en que la concentración de 2300ppm se considera un dopaje muy alto. Para alcanzar este grado de dopaje es indispensable cambiar la química de la fibra, cosa que modifica el tiempo de vida. Además con este grado de dopante se presentan procesos adicionales (ESA, efecto de PARES) con mayor intensidad, hecho que también justifica la aparición de un tiempo adicional en la fibra de 2300ppm, que relacionamos como un tiempo característico de un proceso que radía también a la longitud de onda que medimos con el fotodetector.

4.b Bibliografía del capítulo

- [1] Stuart L. Meyer, **Data análisis for scientists and engineers**, Wiley, 1975
Pg Consulta para análisis numérico.
- [2] Adrian C. Melissinos, Jim Napolitano, **Experiments in modern Physics**, 2ed, 2003
Pg Material básico de consulta.
- [3] Joseph R. Lakowicz, et al, **Topics in Fluorescence Spectroscopy: Volume 1 Techniques**, Kluwer, 2002
Pg Material básico de consulta.
- [4] Emmanuel Desurvire, **Erbium-doped fiber amplifiers: principles and aplicaciones**, Wiley inter-science, 2002
Pg Libro básico de consulta. Fg Figure 1-1
- [5] <http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>
Pg. Referencia especializada de sistemas láser, fibras, materiales no lineales y óptica.

Capítulo 5

Conclusiones.

En configuraciones simples de dispositivos láser de fibra con alta concentración de dopante de Erblio se han reportado que a determinado nivel de potencia de bombeo el dispositivo conmuta de un régimen de onda continuo a uno pulsado. En ninguno de estos experimentos se ha utilizado algún método activo o pasivo que module la cavidad para promover el régimen pulsado. En conclusión en el interior de la fibra se promueve un mecanismo que origina el cambio de régimen. Y aun mas sorprendente es que los pulsos generados en este régimen son muy estables, lo que implica que el proceso interno además es estable y determinista. La coincidencia de estos experimentos recaen en la utilización de fibras con altos concentraciones de dopante, por esta razón se ha señalado a los efectos de ESA y de interacción de pares de iones de Erblio (efecto de pares) como los principales responsables de la aparición de éste régimen pulsado.

En trabajos anteriores a éste, se ha reportado que los procesos de ESA y pares promueven una formación de una lente térmica en el núcleo de la fibra y es justamente esta lente la que provoca el régimen pulsado. La formación de esta lente implica forzosamente un cambio en el índice de refracción de la fibra. Este cambio es causado principalmente por efectos térmicos inducidos por transiciones energéticas originadas por los efectos de ESA y de pares.

El propósito de este trabajo fue la de medir los cambios del índice de refracción del núcleo de la fibra dopada con Erblio cuando opera en un dispositivo láser donde se presenta el régimen pulsado tipo Q-switch.

Como dispositivo láser de estudio se propuso un láser de fibra que tiene por material activo a una fibra dopada con Erblio a una concentración de 2300ppm, formando un resonador tipo Fabry-Perot con rejillas de Bragg como espejos en los extremos de la fibra y bombeada por un diodo láser de 980nm con una potencia máxima de 400mW.

Con éste arreglo armamos 2 cavidades una con longitud de 92cm y la otra de 145cm de fibra dopada con Erblio. Estas 2 cavidades presentaron un régimen pulsado (cap. 1). En un estudio mas a detalle se encontró que los pulsos generados por la fibra de 145cm son del tipo Q-switch mientras que los de la fibra de 92cm no lo son (cap. 2). Siguiendo estos resultados tomamos al láser con cavidad de 145cm de fibra dopada como el dispositivo a estudiar.

Para medir los cambios en el índice de refracción del núcleo de la fibra dopada, cuando el láser se encuentra trabajando, construimos un interferómetro del tipo Mach-Zehnder de fibra óptica, donde en uno de sus brazos colocamos el láser de fibra. En el interferómetro usamos un láser de He-Ne con salida a 1150nm, usamos esta longitud de onda porque esta se encuentra lejos de líneas de absorción del ión de Erblio, por lo que la señal al atravesar la fibra dopada con Erblio no fue absorbida y tampoco contribuyó en los cambios en el índice del núcleo de la fibra de Erblio.

Con éste interferómetro logramos registrar cambios en el índice de refracción cuando el láser operaba en régimen pulsado a diferentes valores de potencia de bombeo. Los valores registrados confirman que los cambios son periódicos y que acompañan a los pulsos generados. De las señales registradas (como cambios de índice), tomamos la amplitud máxima de variación del índice de refracción en función de la potencia de bombeo de entrada al arreglo láser, obteniendo la **fig. 3.3.10** (cap. 3).

Estos cambios en el índice los atribuimos a la formación de la lente térmica auto-inducida en la cavidad láser. Por lo que este resultado es una confirmación del modelo láser propuesto para explicar el fenómeno de *self-Q-switch* originado en una fibra altamente dopada.

Como un trabajo adicional, pero relacionado con la fibra de trabajo (fibra dopada con Erblio a 2300ppm), caracterizamos los tiempos de decaimiento del nivel metaestable $^4I_{13/2}$ de los iones de Erblio en la fibra óptica. Para esto utilizamos una fuente pulsada de 980nm para excitar la fibra y medir el comportamiento de la fluorescencia lateral inmediatamente que se deja de excitar a la fibra. Restringimos nuestras mediciones al ancho espectral del fotodetector de arseniuro de galio y usamos una placa de silicio con el propósito de quitar señales menores de 1000nm incluyendo la señal de bombeo (980nm) residual. Como fibra comparativa utilizamos una fibra convencional con grado de dopante de 300ppm a la que también medimos su tiempo de decaimiento.

Después de caracterizar a nuestra fuente; encontramos que la fibra con grado de dopante de 300ppm tiene un tiempo de vida característico de 14.15ms. En contraste la fibra de 2300ppm tiene un tiempo de 7.77ms y además registramos un tiempo extra de 295 μ s. Las razones de que la fibra de 2300ppm presente un tiempo menor, radican en el hecho de que la concentración de 2300ppm se le considera como un dopaje muy alto. Así que para alcanzar este grado de dopaje es indispensable cambiar la química de la fibra, cosa que modifica el tiempo de vida. Además con este grado de concentración de iones de Erblio se presentan procesos adicionales (ESA y efecto de pares) con mayor intensidad, hecho que también justifica la aparición de un tiempo adicional en la fibra de 2300ppm, que relacionamos como un tiempo característico de un proceso interno que radía también dentro del ancho espectral de medición.

Apéndice **e**

Obtención de la ecuación 3.04.

Obtención de ecuación para cálculo de la máxima variación de n .

En el interferómetro de fibra del tipo Mach-Zender que utilizamos en este trabajo, obtuvimos unos datos de la intensidad medida por un fotodetector, Fig. 3.3.3, Fig. 3.3.34, Fig. 3.3.6, Fig. 3.3.7. En éstas figuras mostramos que existe una variación en la intensidad cuando el láser de fibra esta trabajando. Esta variación se debe principalmente al cambio de índice de refracción de la fibra dopada, registrado por el interferómetro como el cambio en la intensidad luminosa. Para caracterizar esta variación, medimos la diferencia entre el valor más alto y el más bajo registrados por en la gráfica. Esta diferencia la normalizamos al dividirla entre la máxima diferencia de intensidad que el interferómetro puede registrar. Esta información la registramos en la Fig. 3.3.9. Usando la formula 3.04 la variación en intensidad normalizada la relacionamos directamente con la variación en el índice de refracción dentro de la fibra y los resultados los registramos en la Fig. 3.3.10

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{\pi L \Gamma} \left(\frac{\Delta I_{\varphi_0}}{\Delta I_{\max}} \right) \text{ --- Ec. 3.04}$$

Este apartado dará información útil de cómo se obtuvo dicha ecuación.

Para empezar partimos de una ecuación que describe el cambio de la intensidad en función de la fase relativa entre las señales de los dos brazos del interferómetro.

$$I(\varphi) = K + M \cos(\varphi + \varphi_0) \text{ --- Ec. a.01}$$

Donde K y M son dos constantes que dependen de los elementos que componen el interferómetro y de los detalles de su construcción.

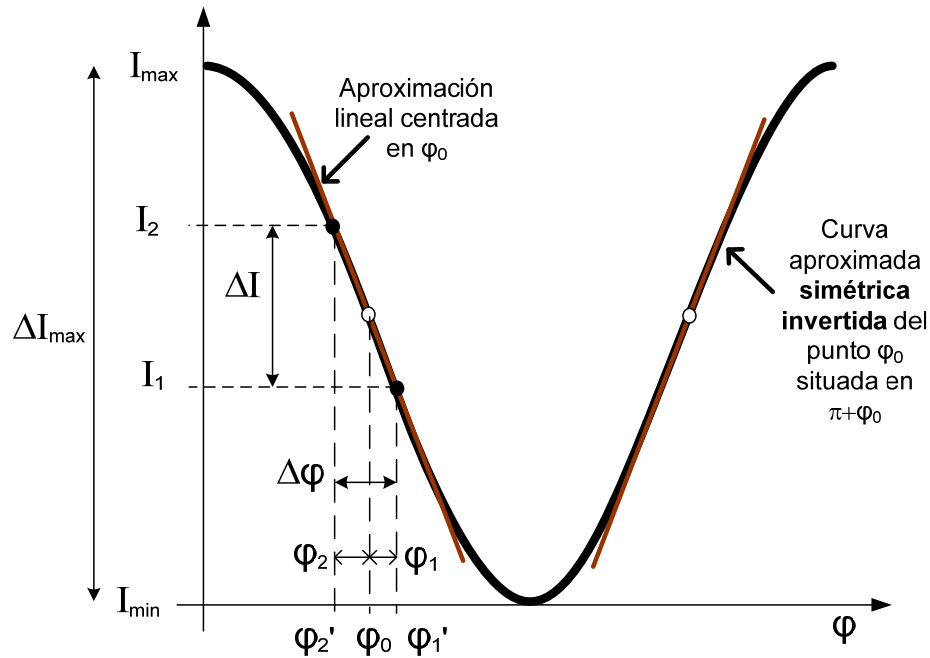


Fig. a.1 Curva característica del cambio de la intensidad en el interferómetro en función de la diferencia de fase φ entre las 2 señales de los brazos del interferómetro.

Utilizando la ecuación anterior podemos obtener la máxima y mínima intensidad registrada y usando estos dos datos podemos encontrar la diferencia máxima de intensidad que el instrumento me puede entregar.

$$I_{\max} = K + M \quad , \quad I_{\min} = K - M \quad \text{---Ec. a.02, Ec. a.03}$$

$$I_{\max} - I_{\min} = 2M = \Delta I_{\max} \quad \text{---Ec. a.04}$$

Recordando los valores obtenidos por el interferómetro en el experimento del láser, los valores mínimo y máximo corresponden a φ_1 y φ_2 respectivamente. Estos valores los describimos utilizando las siguientes expresiones. Al igual que con ΔI_{\max} obtenemos la diferencia y obtenemos la ΔI de nuestro experimento.

$$I(\varphi_1) = K + M \cos(\varphi_1 + \varphi_0) \quad \text{y} \quad I(\varphi_2) = K + M \cos(\varphi_2 + \varphi_0) \quad \text{---Ec. a.05 y Ec. a.06}$$

Así

$$\Delta I = I(\varphi_2) - I(\varphi_1) = M[\cos(\varphi_2 - \varphi_0) - \cos(\varphi_1 + \varphi_0)] \quad \text{---Ec. a.07}$$

Al normalizar obtenemos la siguiente expresión.

$$\frac{\Delta I}{\Delta I_{\max}} = \frac{1}{2} [\cos(\varphi_2 - \varphi_0) - \cos(\varphi_1 + \varphi_0)] \text{ ---Ec. a.08}$$

Usando esta ecuación realizamos una aproximación a una ecuación lineal. Centrada en el punto φ_0 .

$$\frac{\Delta I}{\Delta I_{\max}} = -\frac{1}{2} \text{sen}(\varphi_0) [\varphi_2 - \varphi_1] \text{ ---Ec. a.09}$$

El punto que contiene una mayor pendiente es en $\varphi_0 = \pi/2$ y en $\varphi_0 = 3\pi/2$ pero con signo contrario. Resultando así que:

$$\frac{\Delta I}{\Delta I_{\max}} = -\frac{1}{2} [\varphi_2 - \varphi_1] = -\frac{1}{2} \Delta \varphi \text{ ---Ec. a.10}$$

En el capítulo 3, al describir el comportamiento del interferómetro del tipo Mach-Zehnder mostramos que existe la siguiente relación entre el cambio de fase y el cambio de índice de refracción en el núcleo.

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi L \Gamma}{\lambda_0} \Delta n \text{ ---Ec. a.11}$$

En esta ecuación λ_0 es la longitud de onda de la señal luminosa que viaja por el interferómetro, L la distancia de la fibra activa (donde ocurre el cambio) y Γ factor de traslape con el modo propagante; para la longitud de onda de 1550nm éste factor tiene una magnitud de $\Gamma = 0.6$.

Finalmente utilizando la ecuación a.10 y a.11 y modificando a ΔI para que el signo sea positivo. Encontramos que:

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{\pi L \Gamma} \left(\frac{\Delta I_{\varphi_0}}{\Delta I_{\max}} \right)$$

Que corresponde a la ecuación Ec. 3.04 .