



**Estudios de láseres de fibra óptica en modo Q-switch activo
vía control inteligente; e impacto de la concentración de iones
de Erblio en el rendimiento de fibras altamente dopadas.**



Doctorado en Ciencias Óptica.

Asesor: Dr. Yury Barmenkov

Co-Asesor: Dr. Alexander Kir'yanov

Estudiante: M. en C. Luis Escalante Zarate

Noviembre de 2014

León, Guanajuato, México

Capítulo 1

1.1 Iniciando_[2,9,10]

Los láseres son dispositivos que generan o amplifican radiación luminosa coherente temporal y espacial en regiones del espectro electromagnético desde el ultravioleta (280nm-350nm), pasando por la banda del visible (400nm-750nm) e infrarrojo cercano (800nm – 2500nm) y hasta el infrarrojo medio (2.5 μ m – 50 μ m).

Los dispositivos laser actuales emplean una cantidad enorme de materiales, de métodos de bombeo y de variedades de configuraciones; y sorprendentemente cada uno de estos diseños ha encontrado una aplicación en las necesidades humanas. Algunos de estos dispositivos nos permite obtener luz de longitud de onda ultra-pequeña, otros nos permiten alcanzar grandes potencias de radiación, otros nos generan pulsos ultra-angostos y algunos otros generan radiación luminosa con características especiales y únicas. Todo esto ha permitido ampliar el rango de acción de la técnica a límites inimaginables.

Los láseres además de convertirse en una herramienta muy útil para la técnica, también lo han sido para la ciencia; como un escalpelo que ha ayudado a introducirnos en las propiedades más recónditas de la materia.

Hasta la fecha, la cantidad de dispositivos laser obtenidos y diseñados no ha cesado. Desde la concepción del primer máser o más reciente desde el primer láser resulta que lo más interesante estaba por comenzar. . .

1.2 Láseres de fibra óptica dopados con iones de tierras raras_[8,3,4]

En la actualidad el factor de incremento anual de la potencia alcanzada por los nuevos dispositivos láser de fibra óptica con núcleos dopados con iones de tierras raras, representa una tasa de crecimiento mayor que su contraparte de láseres de estado sólido en bulto. Este incremento en los niveles de potencia alcanzados está permitiendo que estos dispositivos penetren rápidamente en nichos de mercado dominado por otras tecnologías laser. Pero este enamoramiento hacia los láseres de fibra óptica va mas allá de la capacidad de generar rayos ópticos muy intensos, pues estos dispositivos poseen atributos físicos que los distinguen de otras clases de dispositivos laser, diferenciándose en términos de funcionalidad, desempeño y practicidad.

Los siguientes factores también contribuyen al interés comercial de los láseres de fibra óptica y en consecuencia un incremento en el desarrollo de estos dispositivos:

- Emisión de mono-modo robusto; los diseños a base de fibras ópticas están libres de efectos térmicos que inducen distorsiones en la señal mono-modo de salida como comúnmente ocurre con los láseres de estado sólido en bulto.
- Amplio ancho de banda (hasta de 20THz); esto permite la generación de pulsos ultra-angostos y la posibilidad de sintonizar la longitud de onda de salida en un ancho espectro.
- Medios de alta ganancia; esta característica posibilita el uso de esquemas tipo MOPAs (Master Oscillator Power Amplifier), configuración frecuentemente utilizada en los láseres de fibra óptica de alta potencia.
- Alta eficiencia de conversión óptica-óptica o eléctrica-óptica.
- Cavidades todo de fibra; esto permite cavidades libres de desalineaciones, además posibilita la fabricación de diseños robustos y compactos.

Los laser de fibra óptica dopados con iones de tierras raras datan desde el primer laser en fibra óptica propuesto en los 60's por Snitzer, luego revisado nuevamente en los 70's por Stone y Burrus, hasta llegar a la década de los 80's y 90's donde renace el interés por la fabricación de estos dispositivos, principalmente por el grupo de South-Hampton, Inglaterra. Primero se comenzó con fibras dopadas con iones de Neodimio, luego con iones de Erblio, para finalmente llegar actualmente a los láseres dopados con iones de Yterbio.

Ahora existen dispositivos laser que usando fibras ópticas dopadas con iones de Yterbio, trabajando en modo continuo y salida mono-modo alcanzan potencias de salida de hasta 10KW. Los iones de Yterbio poseen un medio de ganancia con ancho de banda desde 975nm hasta 1180nm, siendo la zona óptima entre 1060nm y 1100nm. Otro punto a favor de este ion es que posee un espectro de absorción ancho para la señal bombeo entre 900nm y 980nm; esto permite incorporar sistemas de bombeo usando arreglos de varios láseres de donde ya no es requisito que coincidan en la misma longitud de onda de señal de salida. También este ion posee un nivel energético meta-estable de 1ms y una estructura energética simple de solo dos niveles; esto favorece en mucho la eficiencia en el almacenaje de energía y el uso altas concentraciones de dopaje (libre del efecto por ESA) Además por sus propiedades ópticas como resonador la fibra óptica beneficia la obtención de bajos niveles de umbral para la generación laser.

Los límites que se están afrontando en la actualidad para seguir aumentando la escala de potencia de salida son: Disipación térmica de la fibra, daño del núcleo de la fibra y presencia de efectos no-lineales dentro de la fibra óptica. En el caso de los láseres en

onda continua esto se ha podido sortear por el momento, pero en los láseres pulsados estos puntos aun representan un problema grave.

1.2.1 Láseres pulsados de fibra óptica dopados con iones de tierras raras^[8,6]

La tecnología de fibras ópticas posee propiedades de salida de una gran diversidad temporal, aunado al amplio ancho de banda que los iones de tierras raras pueden ofrecer. Así juntando estos dos factores es posible construir láseres que operen desde modo continuo ó pulsado; alcanzado incluso a generar pulsos con duraciones de algunos pocos femtosegundos.

Se han implementado varias tecnologías adicionales para alcanzar potencias altas en los pulsos, altas frecuencias de repetición, pulsos con anchos muy angostos u otras extravagancias en los pulsos. Por ejemplo para generar pulsos de unos cuantos nanosegundos y en frecuencias de repetición se utiliza la técnica de Q-switch o modulación externa de un laser continuo. Para alcanzar pulsos de unos cuantos femtosegundos se suele utilizar técnicas de mode-locking (amarre de modos) pasivo y si se utilizan técnicas de mode-locking activo se alcanzan pulsos de ancho del orden de picosegundos.

Para aumentar la potencia de salida de los pulsos, es común ver esquemas que usan el concepto de MOPA(Master Oscillator Power Amplifier). Esta tecnología permite alcanzar potencias muy altas y consiste en usar un sistema amplificador de fibra óptica de gran ganancia y potencia de salida por el cual se introduce un pulso semilla. Los retos en la ampliación de la escala de potencia recaen en preservar el perfil del pulso semilla desafiando efectos que puedan deteriorarlo como no linealidades, dispersión cromática, saturación de ganancia, birrefringencia y distorsiones térmicas.

Las métricas más usadas para describir los sistemas pulsados de fibra son: potencia máxima de salida, energía de pulso, duración de pulso, y frecuencia de repetición.

Las limitaciones para el rendimiento del sistema de impulsos se fijan normalmente ya sea por límites de extracción de energía o por el pico máximo alcanzado.

Con respecto a la potencia de pico, la limitación puede estar definida por:

- (a) un grado tolerable máximo de distorsión no lineal. Teniendo en cuenta que estos efectos crecen en proporción con la longitud y la potencia generada dentro de la cavidad.
- (b) Límites de daño óptico de en la fibra o en los componentes adicionales utilizados. En la fibra este límite es inversamente proporcional al área del modo.

1.2.2 Láseres de fibra óptica pulsados usando técnicas Qswitch.[6]

En muchas áreas como en maquinado laser, en telecomunicaciones o en medicina los láseres de fibra óptica mono-modo con fibra óptica dopada de tierras raras han encontrado un buen nicho de desarrollo. En las aplicaciones se les prefiere a otras tecnologías por la excelente calidad de haz luminoso generado, alta brillantez, su excepcional eficiencia (de conversión óptica, de disipación térmica y de alineación), la existencia de un amplio rango de longitud de ondas disponibles, gran posibilidad de compactes y gran variedad de configuraciones disponibles. Y con la adopción de la tecnología de doble revestimiento con bombeo en el revestimiento, se han alcanzado potencias de salida de varios Kilo-Watts (KW) en régimen de onda continua y energía de pulsos de varios mili-Joules (mJ).

En la actualidad existen muchas aplicaciones en donde se requieren pulsos angostos, de alta intensidad y de buena calidad (lisos). Por ejemplo en aplicaciones de maquinado, en aplicaciones de reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR), o reflectometría en el dominio espectral, en el análisis ambiental (monitoreo de concentración de gases en la atmosfera), radares ópticos, en aplicaciones medicas entre otras más aplicaciones igual de importantes.

La técnica de Q-switch es un método efectivo para la obtención de pulsos angostos desde unos cuantos nanosegundos y de gran intensidad energética. Esta tecnología consiste en inducir una pérdida alta dentro de la cavidad láser hasta que el medio de ganancia alcance almacenar una gran cantidad de energía. Luego las altas pérdidas inducidas en la cavidad se reducen rápidamente, logrando así que se establezca inmediatamente una radiación laser estimulada intensa; generado finalmente un pulso óptico angosto, cuya energía puede alcanzar niveles de mJ ó hasta Joules.

El cambio de pérdidas dentro de la cavidad puede hacerse de modo pasivo o activo. En la técnica de modo activo se suelen usar diferentes dispositivos por ejemplo: moduladores acusto-ópticos (Acousto-Optic Modulator, AOM), moduladores electro-ópticos (Electro-Optic Modulator, EOM) o un elemento mecánico como un espejo o prisma rotante. Tanto la energía de pulso de salida así como su duración temporal dependen de la energía almacenada en el medio de ganancia, de las pérdidas en la cavidad, de la potencia de bombeo y la frecuencia de repetición deseada. La técnica de modo activo tiene la ventaja de controlar de manera sencilla la frecuencia de repetición, el ancho de pulso y su amplitud; y su desventaja es la necesidad de usar un modulador óptico con sus desventajas intrínsecas (pérdidas por acoplamiento, vibraciones mecánicas, etc) En los Q-switch pasivos se emplea un absorbedor saturable; así la energía de pulso y su duración son estables, mientras que la potencia de bombeo afecta solo la tasa de

repetición. LA mayor ventaja de Q-switch pasivo es su estructura simple y su mayor desventaja es en limitado control de las características del pulso emitido.

1.4 Ion de Erblio (Er^{3+})

Los iones de tierras raras o lantánidos son usados como activadores en muchos de los materiales empleados como medios activos de los láseres de estado sólido, vidrios o fibras ópticas; en especial los lantánidos bivalentes o trivalentes. El ion trivalente al ofrecer niveles de ionización más estables es el preferido como dopante en los materiales laser.

La configuración electrónica de un lantánido es $[\text{Xe}]4f^{N-1}6s^2$. En esta configuración los electrones internos N-1 de la capa 4f son escudados por los campos externos de las capas más alejadas 5s y 5p. Esta propiedad origina que las líneas energéticas de las transiciones 4f- \rightarrow 4f sean relativamente delgadas. Los espectros ópticos generados por estas transiciones en los lantánidos son observados en el área del visible y en el infrarojo.

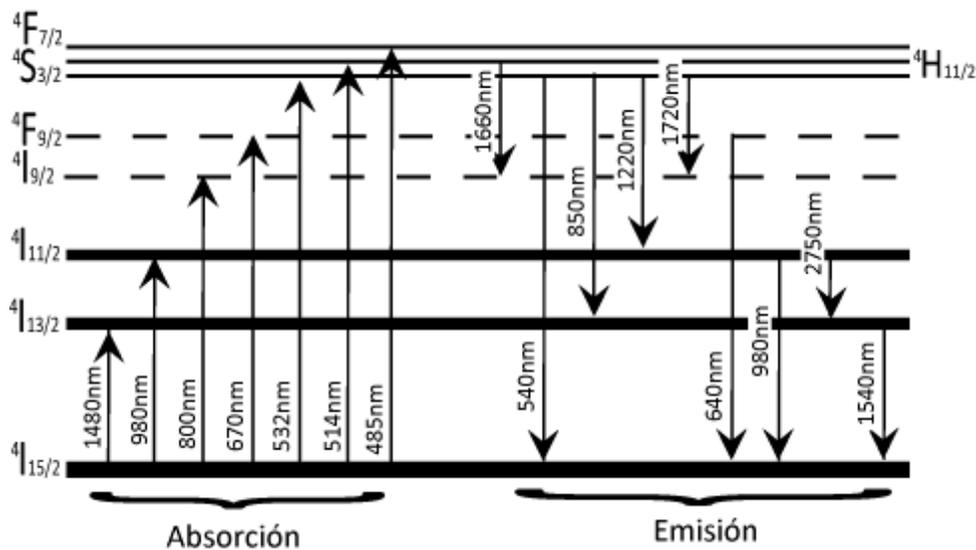


Figura 1.1 Diagrama de las líneas de absorción y emisión del ion Er^{3+} . Desde 410nm hasta 2750nm.

Por las interacciones con el medio que contiene a los iones de Erblio los niveles energéticos se desdoblan dando pie a otros posibles niveles llamados degenerados.

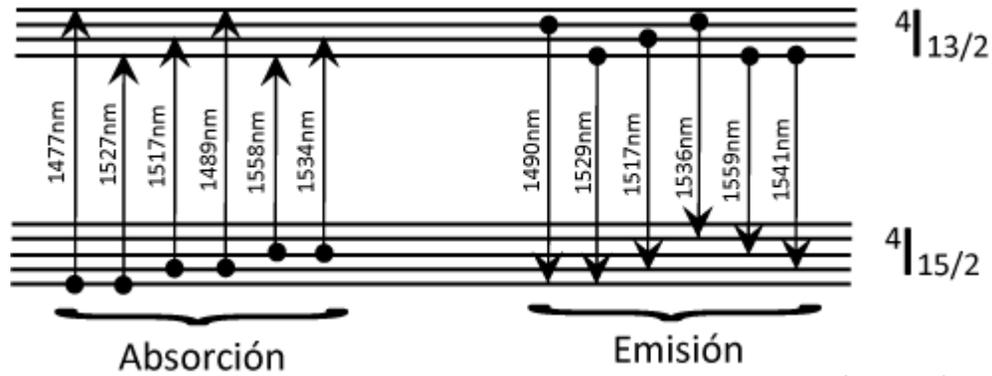


Figura 1.2 Diagrama de niveles degenerados en emisión y absorción entre los niveles $4I_{13/2}$ y el $4I_{15/2}$ del ion Er^{3+} en un material compuesto de Silice y Aluminio.

Las zonas de absorción y emisión de estas líneas energéticas se traslapan según la probabilidad de ocurrencia originando los espectros de absorción y emisión que medimos en bulito.

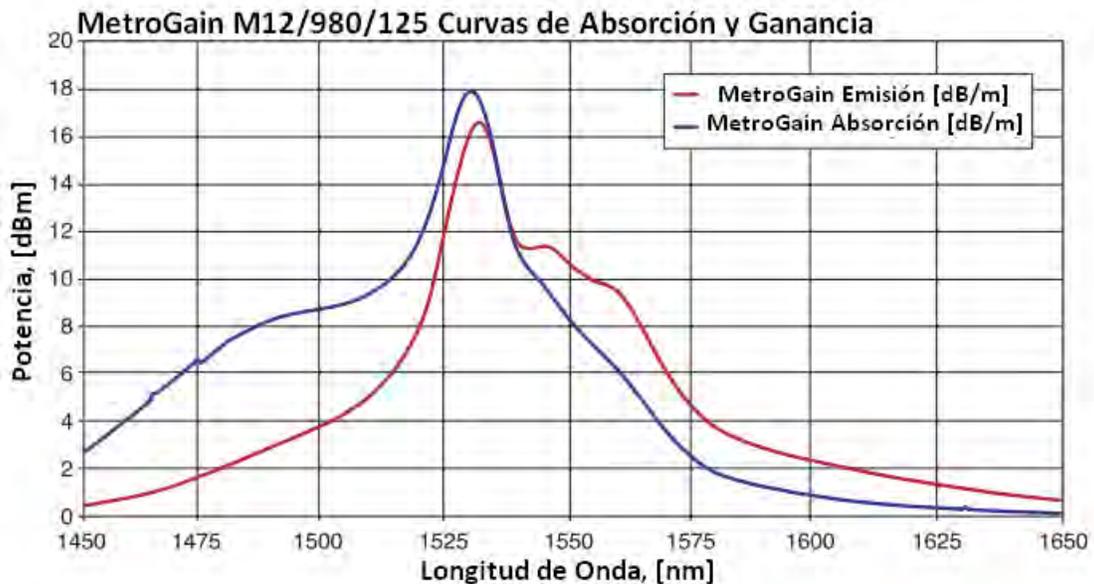


Figura 1.3 Espectros de absorción y emisión entre los niveles $4I_{13/2}$ y el $4I_{15/2}$ medidos en bulito.

Una propiedad importante que debe conocerse para describir las características de un componente luminiscente es la sección transversal del material (cross-section; σ). Ésta describe esencialmente la interacción de la luz con el ion en función de la frecuencia o longitud de onda de la luz. Así las secciones transversales cuantifican la habilidad de un ion en absorber y emitir luz. De manera simple, la sección transversal de la transición entre dos estados de un ion representa la probabilidad de que la transición ocurra, ya sea la emisión o absorción de un fotón. Dados dos estados 1 y 2, con energías respectivas E_1 y E_2 ($E_1 \leq E_2$), la probabilidad de transición para la absorción de un fotón de energía ($E_2 - E_1$) es proporcional a la sección transversal σ_{12} , y para la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal de emisión σ_{21} .

$$d\Phi(\omega) = -\sigma N_f \Phi(\omega) dz \quad (\text{eq 1.1})$$

La ecuación eq 1.1 es un ejemplo típico de la descripción de la absorción del flujo de fotones $\Phi(\omega)$ en la dirección longitudinal de la fibra (z) en un trozo pequeño de fibra activa con N_f iones en el nivel base. Similarmente, la cantidad de potencia de luz estimulada emitida por un ion con intensidad de la luz incidente puede ser modelada por una ecuación similar a 1.1. La sección transversal de absorción puede pensarse como una clase de área designada que puede interceptar un flujo de luz para atrapar los fotones que fluyen a través de él, o una red de donde se desprenden fotones emitidos.

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida de un ion del estado excitado. La descripción del decaimiento de la población en un nivel dado, para un conjunto de iones excitados, se suele modelar con una función exponencial con una constante de tiempo igual al tiempo de vida. Cuando existen varios caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales de cada camino. Los tiempos de vida individuales también pueden ser asignados a esos caminos de decaimiento. Para un nivel dado en tierras raras el tiempo de vida se consideran dos posibles alternativas principales, el radiativo y el no radiativo:

$$1/\tau = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr} \quad (\text{eq 1.4})$$

De donde τ es el tiempo de vida total, τ_r el tiempo de vida radiativo y τ_{nr} el tiempo de vida no radiativo. El tiempo de vida radiativo surge de la fluorescencia del nivel excitado a los niveles que están debajo de él. Los tiempos de vida radiativos tienden a ser largos, en el orden de microsegundos o milisegundos. Los tiempos de vida no radiativos dependen en gran medida de la naturaleza del vidrio o de la red de cristal y se manifiesta a través del acoplamiento entre las vibraciones de la red y los estados de los iones de tierras raras. En el proceso no radiativo, el proceso de desactivación del nivel excitado en tierras raras está acompañado por la emisión de uno o muchos fonones (unidad básica de energía cuantizada de vibraciones mecánicas de la red) La probabilidad de transición no radiativa cae exponencialmente con el número de fonones requeridos para cubrir la energía de gap al siguiente nivel más bajo.

En el erbio su nivel superior de la transición amplificadora, $^4I_{13/2}$, está separado por una larga energía de gap al próximo estado inferior $^4I_{15/2}$, así el tiempo de vida correspondiente es muy largo y principalmente radiativo. El valor del tiempo de vida es alrededor de 10ms y este valor numérico varía dependiendo de la red donde este alojado el ion de erbio. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles antes descritos, aun usando una fuente débil de bombeo.

La importancia de medir los tiempos de vida recae en que usando los espectros de emisión y absorción mas los tiempos de vida correspondientes es fácil cuantificar los valores de cross-section de cada transición.

Varias bandas de bombeo están disponibles para poblar el nivel meta-estable $^4I_{13/2}$ usando la tecnología actual con diodos láser; es posible usar las bandas de alrededor de los 810nm, 980nm ó 1480nm.

1.4.1 Absorción del estado excitado (Exited State Absortion ESA)

La Absorción del Estado Excitado o ESA, está definida como un proceso de absorción el cual origina en un estado energético más alto que el estado base; generalmente el nivel superior de la línea energética de interés. El proceso ESA puede afectar a los osciladores y amplificadores en dos maneras distintas: a través de absorciones parásitas a la longitud de onda de bombeo o a la longitud de onda de la señal amplificada o salida laser. El efecto de estos dos procesos es diferente, aunque ambos resultan en una reducción de la eficiencia del dispositivo.

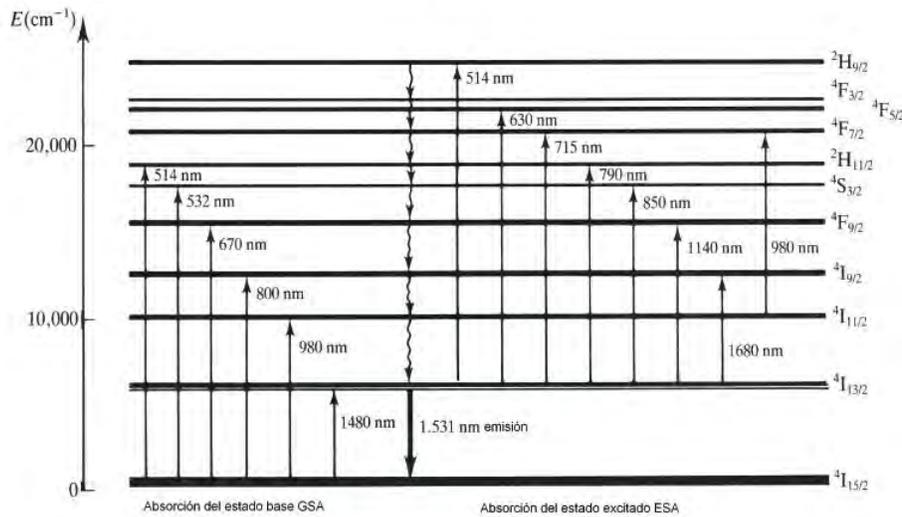


Figura 1.4 Diagrama energético de absorción del ion Er^{3+} y las longitudes de onda de excitación de los iones en el estado base $^4I_{15/2}$ y los estados $^4I_{13/2}$ y $^4I_{11/2}$.

El efecto de ESA puede ocurrir de cualquier nivel de energía con población atómica finita; siempre y cuando existan estos niveles superiores y exista algún mecanismo para excitar el ion a estos niveles, ya sea por un fotón ó fonón resonante al nivel superior ó la trasferencia energética de un ion vecino (efecto de pares).

1.4.2 Absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo

Los efectos perjudiciales de la ESA a la longitud de onda de bombeo son generalmente de mayor importancia para sistemas laser de tres niveles tales como el

erbio. En la figura 1.4 se observa que el nivel $^4I_{11/2}$ posee un nivel resonante $^4F_{7/2}$ a 980nm, ¡la misma longitud de onda de bombeo! En principio este nivel no debería interferir ya que el nivel normalmente se encuentra despoblado, ya que este no se le considera un nivel meta-estable pero si el número de población aumenta y esta se encuentra en una zona donde la radiación de 980nm es alta es muy probable que el efecto de ESA ocurra en este nivel.

La evidencia experimental para este proceso es la luminiscencia de upconversion ($\lambda = 525 - 550 \text{ nm}$) la cual puede ser observada a altas potencias de bombeo a 980 nm [] (fig 1.5 a) Esta fluorescencia corresponde a la transición radiativa del nivel vecino $^4S_{3/2}$.

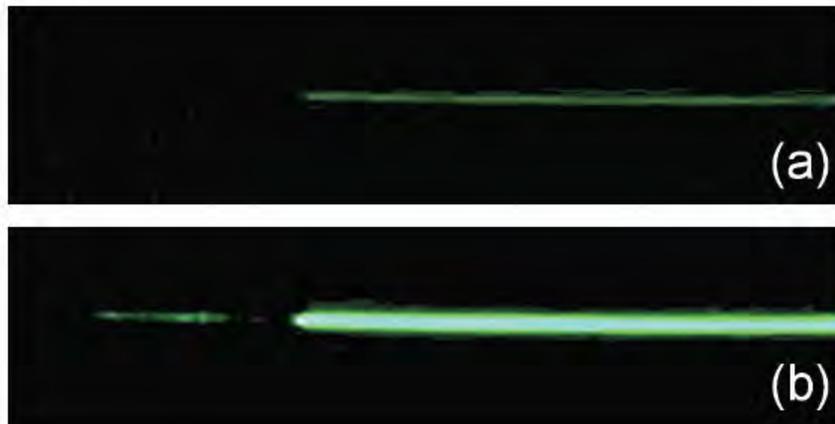


Fig 1.5 Fotografías de emisión a 520-545 nm. Obtenidas de la superficie lateral de la fibra comercial M5-980-125 al excitar dentro del núcleo a (a) $P_p = 977 \text{ nm}$ ($P_p = 260 \text{ mW}$) y (b) simultáneamente a dos longitudes de onda $P_p = 977 \text{ nm}$ y $P_s = 1531 \text{ nm}$ ($P_p = P_s = 260 \text{ mW}$).

Una forma de aumentar el número de población del nivel $^4I_{11/2}$ es lograr que el nivel base se encuentra altamente poblado. Esto ocurre cuando por la fibra óptica se introduce una señal de $1.5\mu\text{m}$, de aquí se despuebla el nivel meta-estable $^4I_{13/2}$ emitiendo también radiación a $1.5\mu\text{m}$ y luego los iones en el nivel base al absorber fotones de 980nm irán poblaran el nivel $^4I_{11/2}$, lo que aumenta momentáneamente la población en este nivel. En la figura 1.5 b se observa que la emisión en 532nm se potencializa cuando la fibra recibe ambas señales de excitación señal de 980nm y 1550nm. Es común observar en los láseres de fibra óptica dopados con Erblio y bombeados a 980nm la fluorescencia de verde cuando el sistema está operando. Un mecanismo para evitar esta emisión, que degrada la eficiencia del sistema, es bombear la fibra con 1480nm; aunque los diodos laser de 980nm ofrecidos en el mercado emiten mucha más alta potencia que los de 1480nm.

1.4.3 Absorción del estado excitado a la longitud de onda de señal 1550nm []

La absorción del estado excitado a la longitud de onda de la señal también se presenta vía el nivel resonante $^4I_{9/2}$ fig 1.4. Y aunque la cross-section entre este nivel y el $^4I_{13/2}$ sea baja, como el nivel $^4I_{13/2}$ es un nivel meta-estable la población de iones en este nivel es alta. Como resultado la cross-section del nivel $^4I_{13/2}$ al nivel $^4I_{15/2}$ (estado base) disminuye.

$$\sigma_{eff}(\lambda_s) = \sigma_{SE}(\lambda_s) - \sigma_{ESA}(\lambda_s) \text{ (eq 1.5)}$$

Así la eficiencia del dispositivo se ve mermada. Experimentalmente se puede observar al comparar los espectros de emisión y absorción proporcionados por el fabricante o obtenidos en el laboratorio que son los mismos. Resulta que emisión en 1.53mm es más baja que la absorción, cosa que contradice los trabajos teóricos pero si se considera que la emisión se ve sabotada por el efecto de ESA entonces los espectros ya corresponden a los teóricos.

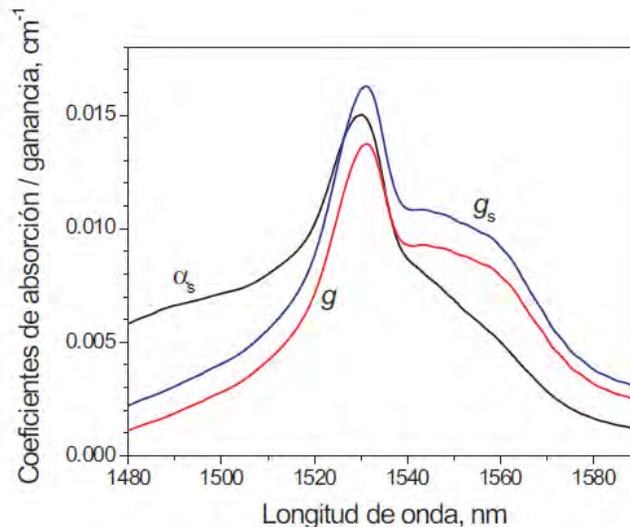


Fig 1.6 Dependencia espectral de los coeficientes de absorción de pequeña señal (α_s), la ganancia de saturación completa (g) reportada por el fabricante y la ganancia neta (g_s) sin considerar el efecto de ESA de una fibra óptica dopada con Erblio comercial M5-980-125.

1.5 El modelo. El esquema de cinco niveles de un ion de Er³⁺ en la matriz de sílice.

A continuación se describe el modelo empleado para predecir el comportamiento de los dispositivos laser basados en la fibra M5-980-125 de MetroGain®. Hemos elegido un esquema simplificado de cinco niveles para la descripción del ion Er³⁺ en la matriz de

sílice (Fig 1.7) Para evitar procesos de Auger up-conversión propios de las EDF fuertemente dopadas, hemos elegido una fibra óptica con un dopaje bajo la fibra M5-980-125. En los resultados con la fibra M12-980-125 (“Smooth-Qswitch”), hemos modificado solo los parámetros básicos e ignorado el efecto de pares.

El modelo tiene en cuenta todas las transiciones radiativas y no radiativas mostradas en Fig. 1.7. Las transiciones ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ corresponden a la absorción del estado no excitado o base(GSA) de fotones con la longitud de onda del bombeo (p 977 nm) y de la señal (s 1550 nm). Las transiciones ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ corresponden a emisión estimulada (ASE) y la etiqueta (SE) significa que la transición corresponde a la longitud de onda de señal. La transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ describe el ESA para el bombeo y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ describe el ESA para la longitud de onda de la señal. Estas transiciones se observan cuando los niveles “2” y “3” están poblados. Para simplificar el modelo, hemos considerado que los niveles ${}^4F_{7/2}$, ${}^4H_{11/2}$, y ${}^4S_{3/2}$ forman un solo nivel “5”.

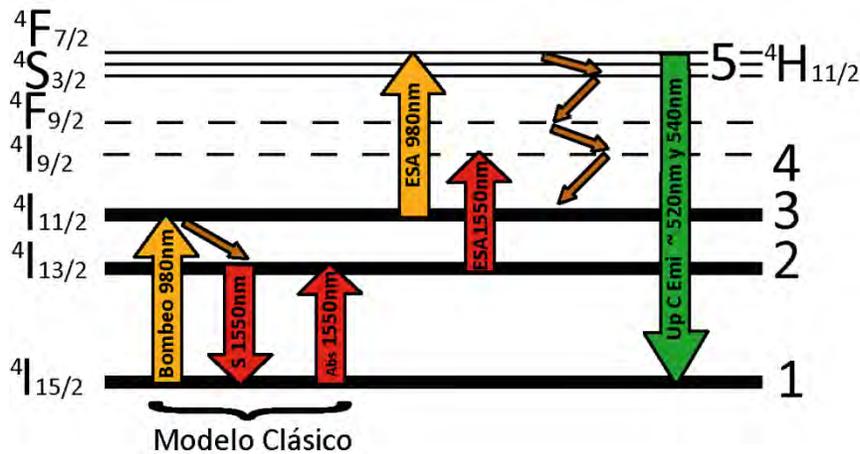


Figura 1.7 Diagrama simplificado de los niveles energéticos del ion Er³⁺.

La Fig. 1.7 corresponde a un diagrama simplificado de los niveles energéticos del ion Er³⁺; las transiciones radiativas (inducidas por un fotón) están representadas con flechas continuas y las transiciones correspondientes a las relajaciones (asistidas por un fonón) – con flechas discontinuas.

1.5.1 Ecuaciones de balance

En los cálculos siguientes supondremos que las poblaciones de los niveles, la ganancia y otras variables utilizadas en el modelo dependen del tiempo, de la coordenada z a lo largo de la fibra. Para el cálculo la fibra activa se divide en una serie de pequeñas secciones de longitud Δz , Por lo tanto, para cada sección, las ecuaciones de equilibrio se pueden escribir como:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\sigma_{12}^s I_s}{h\nu_s} N_1 + \frac{\sigma_{12}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_1 - \frac{\sigma_{21}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{21}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (m1)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{\sigma_{31} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 + \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad (m2)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = \frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 + \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} \quad (m3)$$

$$\frac{\partial N_5}{\partial t} = \frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_5}{\tau_{54}} \quad (m4)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 \quad (m5)$$

Ecuaciones de balance

Donde N_i es la población del nivel i que depende del tiempo. El símbolo h es la constante de Plank, ν_p , ν_s y ν_{se} son las frecuencias del bombeo, de la señal y de la emisión espontanea, σ_{ij} es la sección transversal de la transición $i \rightarrow j$.

El superíndice **S** indica que el parámetro corresponde a la longitud de onda de la señal (1550nm). El superíndice **se** indica que el parámetro corresponde a la longitud de onda de emisión espontanea (1531 nm en nuestro caso), τ_{ij} es el tiempo de vida característico de la transición $i \rightarrow j$; I_p , I_s y I_{se} son las intensidades del flujo de fotones con longitudes de onda del bombeo, la señal y la emisión espontanea (ASE). N_0 representa la concentración de iones en el núcleo de la fibra. Para simplificar las ecuaciones hemos supuesto que la distribución de iones dentro del núcleo de la fibra es homogénea y no hay iones de Er³⁺ fuera del corazón de la fibra.

Las siguientes ecuaciones representan la descripción espacio-temporal de la evolución de las potencias de bombeo (p), de señal (s) y de emisión espontanea (se) en el tiempo y a lo largo de la fibra óptica.

$$\left(\frac{n_p}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) P_p(z, t) = -\alpha_p(z, t) P_p(z, t) \quad (m6)$$

$$\left(\frac{n_s}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) P_s^\pm(z, t) = g_s(z, t) P_s^\pm(z, t) + \frac{\Omega}{4\pi} \eta \frac{N_2(z, t)}{\tau_{21}} h\nu_s \pi a^2 \quad (m7)$$

$$\left(\frac{n_{se}}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) P_{se}^\pm(z, t) = g_{se}(z, t) P_{se}^\pm(z, t) + \frac{\Omega}{4\pi} (1 - \eta) \frac{N_2(z, t)}{\tau_{21}} h\nu_{se} \pi a^2 \quad (m8)$$

Ecuaciones Espacio-Temporales.

Donde α_x son los coeficientes de absorción y g_x los coeficientes de ganancia:

$$\begin{aligned} \alpha_p(z, t) &= \alpha_{p0} [n_1(z, t) - (\xi_p - \varepsilon_p) n_3(z, t)] + \alpha_{BG} \\ g_s(z, t) &= \alpha_{s0} [(\xi_s - \varepsilon_s) n_2(z, t) - n_1(z, t)] - \alpha_{BG} \\ g_{se}(z, t) &= \alpha_{se0} [(\xi_{se} - \varepsilon_{se}) n_2(z, t) - n_1(z, t)] - \alpha_{BG} \end{aligned}$$

En estas ecuaciones para simplificar los cálculos realizamos algunos cambios en la notación:

- n_i son las poblaciones de iones en los niveles energéticos i normalizados N_i/N_0
- $\xi_s = \sigma_{21}^s / \sigma_{12}^s$; $\xi_p = \sigma_{31}^p / \sigma_{13}^p$
- $\varepsilon_p = \sigma_{35} / \sigma_{13}$; $\varepsilon_s = \sigma_{24}^s / \sigma_{12}^s$; $\varepsilon_{se} = \sigma_{24}^{se} / \sigma_{12}^{se}$ Parámetros del efecto de ESA

Para resolver las ecuaciones m5, m6 y m7, definimos las condiciones de frontera que dependerán del experimento, estas serán las rejillas de Bragg, los cambios de fibra (empalmes), la interface con el AOM y la zonas de entrada de la señal de bombeo. La solución a estos cálculos se hace de manera numérica. Es importante resaltar que dentro del equipo de trabajo se han realizado mediciones cuidadosas a todos los parámetros que los resultados obtenidos al contrastar el experimento con el modelo han coincidido en un alto factor. A lo largo de la tesis veremos algunos experimentos contrastados con el modelo y predicciones.

Parameter	Value	Units
Numerical aperture ^a	$NA = 0.24$	
Cut-off wavelength ^a	$\lambda_c = 940$	nm
Back-ground (scattering) loss ^a	3.1	dB/km
Low-signal absorption at 975 nm ^b	$\alpha_{p0} = 0.008$	cm^{-1}
Low-signal absorption at 1531 nm ^b	$\alpha_{se0} = 0.015$	cm^{-1}
Low-signal absorption at 1550 nm ^b	$\alpha_{s0} = 0.0069$	cm^{-1}
ESA parameter at 975 nm ^c	$\varepsilon_p = 0.95$	
ESA parameter at 1531 nm ^d	$\varepsilon_{se} = 0.17$	
ESA parameter at 1550 nm ^d	$\varepsilon_s = 0.22$	
SE/GSA cross-section ratio at 975 nm ^d	$\zeta_p = 1.08$	
SE/GSA cross-section ratio at 1531 nm ^d	$\zeta_{se} = 1.08$	
SE/GSA cross-section ratio at 1550 nm ^d	$\zeta_s = 1.58$	
Cross-section of ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition @ 1531 nm ^e	$\sigma_{12}^{se} = 5.1 \times 10^{-21}$	cm^2
Cross-section of ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition @ 1550 nm ^e	$\sigma_{12}^s = 2.4 \times 10^{-21}$	cm^2
Cross-section of ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition @ 975 nm ^e	$\sigma_{13} = 1.5 \times 10^{-21}$	cm^2
Relaxation time for ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ transition ^b	$\tau_{21} = 10$	ms
Relaxation time for ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition ^d	$\tau_{32} = 5.2$	μs
Relaxation time for ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition ^f	$\tau_{43} = 5$	ns
Relaxation time for $({}^4F_{7/2}/{}^2H_{11/2}/{}^4S_{3/2}) \rightarrow {}^4I_{9/2}$ transition ^f	$\tau_{54} = 1$	μs
Er^{3+} concentration in the fiber core ^e	$N_0 = 6.5 \times 10^{18}$	cm^{-3}

Fig 1.8 Parámetros fibra óptica dopada con Erblio comercial M5-980-125.

La siguiente figura representa un ejemplo de los resultados obtenidos de un laser de fibra óptica dopada con Erblio.

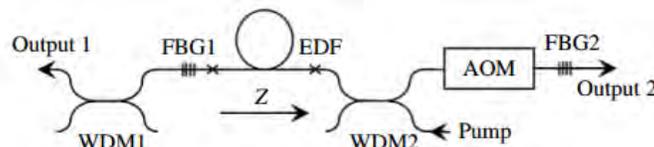


Fig 1.9 Arreglo laser ejemplo.

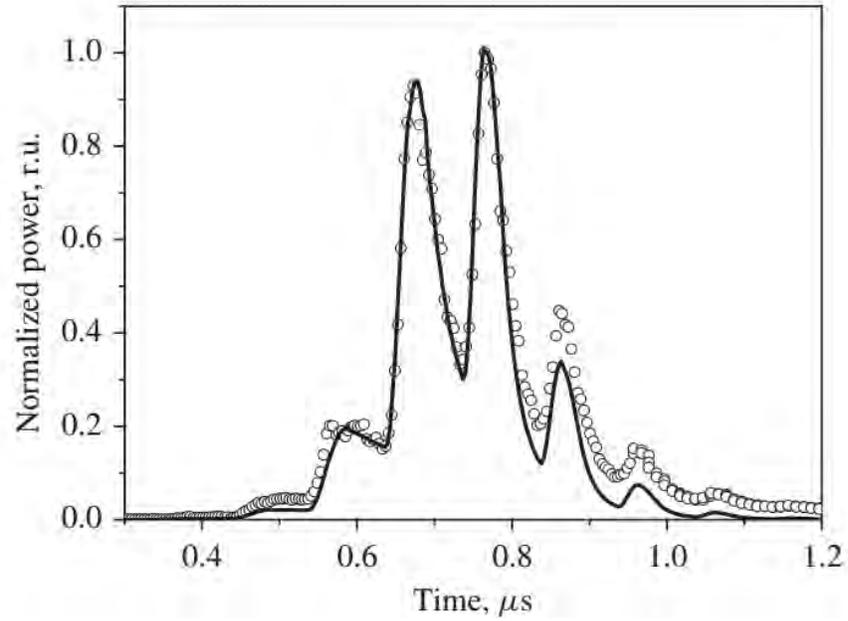


Fig 1.10 Salida de pulso Experimento vs Teoría. Línea continua resultados del modelo, puntos medidas experimentales.

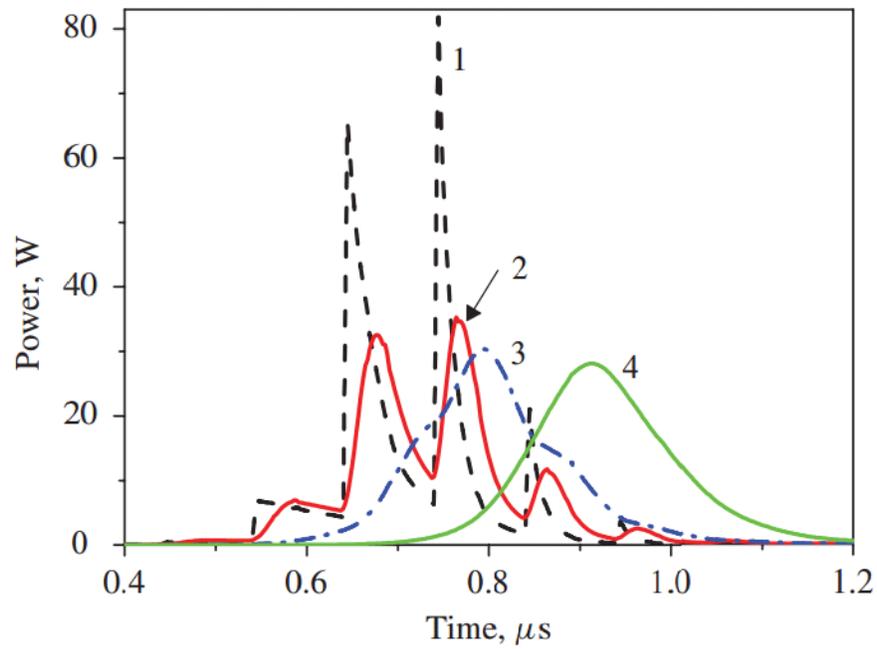


Fig 1.11 Ejemplos de pulsos obtenidos del modelo con diferente pendiente de apertura del AOM. Ver referencia experimental (cap 3)

1.b Bibliografía capítulo 1

- [1] S. A. Kolpakov, *et al.*, "Distributed model for actively Q-switched erbium-doped fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 7, pp. 928–934, Jul. 2011.
- [2] O. Svelto, *Principles of Lasers*. New York, USA: Plenum Press, 1982.
- [3] M. J. F. Digonnet, ed., *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd ed. (Marcel Dekker, 2001, p. 568).
- [4] V. Gapontsev, V. Fomin, A. Ount, and I. Samartsev, "100 kW ytterbium fiber laser," *Proc. SPIE* **3613**, 49–54(1999).
- [5] Kolpakov, S.A.; Barmenkov, Y.O.; Kir'yanov, A. ; Escalante-Zarate, L.; Cruz, J.L. ; Andres, M.V., "Smooth Pulse Generation by a Q-Switched Erbium-Doped Fiber Laser", *Photonics Technology Letters, IEEE* Volume: 25 , Issue: 5 , pp480 – 483, 2013
- [6] Y. Wang and C.-Q.Xu, "Switching-induced perturbation and influence on actively Q-switched fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **40**(11), 1583–1596 (2004).
- [7] W. Shi, M. A. Leigh, J. Zong, Z. Yao, D. T. Nguyen, A. Chavez-Pirson, and N. Peyghambarian, "High-power all-fiber-based narrow-linewidth single-mode fiber laser pulses in the C-band and frequency conversion to THz generation," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**(2), 377–384 (2009).
- [8] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: Current status and future perspectives Invited," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, Nov. 2010.
- [9] I. Radunskaya, "El fracaso de las paradojas" ed. Mir Moscu. 1975.
- [10] Anthony E. Siegman, "Lasers". Ed University Science Books, 1986.
- [11] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: Current status and future perspectives Invited," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, Nov. 2010.

Capítulo 2

Medición de parámetros de propiedades no lineales de fibras ópticas comerciales con alta concentración de iones de Erblio³⁺

2.0 Descripción del capítulo

Dentro de este capítulo se describen los resultados de mediciones realizadas a muestras de fibras ópticas comerciales dopadas en su núcleo con iones de Erblio (Er^{3+}) a diferentes concentraciones. Las muestras medidas provienen de dos fabricantes que utiliza cada uno un proceso diferente para dopar sus fibras ópticas con iones de Erblio; estos procesos de fabricación son conocidos como MCVD y DND. En la parte inicial se describe brevemente estos procesos y como eso influye en las características de emisión espectral y reducción de la fluorescencia en $1.5\mu\text{m}$. Además de lo descrito sobre el fenómeno de ESA y su influencia en la dinámica de conversión óptica; en éste capítulo se añadirán los fenómenos de Conversión hacia arriba Homogénea (Homogeneous Up Conversion, HUC) y la Conversión hacia arriba Inhomogénea (Inhomogeneous Up Conversion IUC).

El principal propósito de las mediciones hechas a estas muestras de fibras fue el de obtener información valiosa del comportamiento de estas utilizando mediciones simples y modelos fenomenológicos relacionados a la concentración de dopante de iones de Erblio. Las mediciones realizadas fueron: sobre los coeficientes de absorción no-lineal de la señal laser de bombeo a 978nm , y sobre mediciones de la cinética de decaimiento de la fluorescencia a $1.5\mu\text{m}$ de los iones de Erblio dentro del núcleo.^[1]

2.1 Introducción

En la actualidad la mayoría de los amplificadores ópticos, utilizados para la comunicación vía fibra óptica, usan como principal componente fibras ópticas dopadas en su núcleo por iones de Erblio (Er^{3+}). Por la versatilidad y ventajas que ofrece la fibra óptica como resonador, también se han construido láseres en donde el medio activo de la cavidad son fibras dopadas con iones de Erblio (EDF: Erbium Doped Fibers)

Uno de los puntos clave que se ha venido estudiando desde la década de los 90's hasta la actualidad, se refiere a los efectos que provocan en las características útiles de las

EDF la concentración de iones Er^{3+} dentro de las fibras ópticas. La razón de incrementar la concentración de dopante en el sílice es para armar amplificadores y láseres de cavidades pequeñas y eficientes. Al tener cavidades pequeñas evitamos problemas con los efectos no-lineales presentes en las fibras ópticas, que aumentan su presencia cuando la potencia óptica es grande y la cavidad es larga; ejemplos de estos efectos son el esparcimiento Raman, el esparcimiento estimulado Brillouin, entre otros. Pero existen graves desventajas de las fibras con altas concentraciones de dopante que desde varios años se saben; al incrementar la concentración de iones de Er^{3+} se deteriora la fluorescencia en $1.5\mu\text{m}$, causado principalmente por el fenómeno de upconversión homogénea (**HUC**). Adicionalmente a este problema los procesos de fabricación de fibras ópticas se enfrentan a un serio problema; en la elaboración de fibras con alta concentración de dopante; los iones de erbio tienden a aglomerarse en pequeñas zonas (efecto descrito como “clustering”) Esta acumulación de iones también reduce la eficiencia de las EDF montadas en amplificadores y láseres; ejemplo de esto es el aumento del efecto de absorción no saturable (**Non-Saturable Absorption NSA**). El fenómeno de “clustering” se modela a través de lo que se conoce como upconversión inhomogénea (**Inhomogeneous UpConversion IUC**)^{[7]-[40]}

Además como ya se describió la estructura multinivel de los iones de Er^{3+} , fomenta la absorción de estado excitado (**Excited State Absorption ESA**), que también tiene un efecto negativo sobre la eficiencia. Este fenómeno tiene mucha relevancia junto con los anteriores efectos en la disminución de fluorescencia y en el aumento de NSA; aunque en un principio no se le mencione.

Y aunque el conocimiento de estos efectos es conocido y existen varios modelos, es poca la información que se conoce sobre mediciones en las EDF comerciales con altas concentraciones y las relaciones de los parámetros de estos efectos con las mediciones obtenidas de las fibras.

2.2 Métodos estándar de dopaje de iones Er^{3+} en fibras ópticas.^{[2]-[4]}

2.2.1 MCVD Deposición de vapores químicos modificados

(**Modified Chemical Vapor Deposition MCVD**)

Esta es una técnica muy conocida para la manufactura de fibra óptica. Incluyendo sus variantes, esta tecnología puede ser usada para fabricar una gran variedad de fibras tanto pasivas como activas (con iones con zonas definidas de absorción y emisión

luminosa). Esta tecnología es ideal para producción de gran volumen aunado a su amplia flexibilidad tecnológica que permite adicionar a la fibra una gran cantidad de dopantes.

Sus desventajas son:

- Esta tecnología no es adecuada para producción de bajo volumen y procesamiento veloz, condiciones importantes para aplicaciones de investigación y desarrollo de nuevos productos.
- Esta tecnología presenta grandes dificultades para alcanzar concentraciones medianas a altas de dopantes de iones activos (como los iones de Erblio)

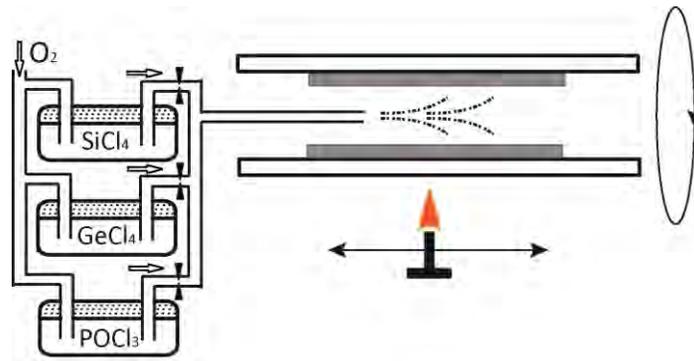


Figura 2.1 Descripción gráfica del proceso de fabricación MCVD

En la figura anterior se muestra el esquema básico de esta técnica. La idea central consiste en que dentro de un tubo hueco de cuarzo de alta pureza se esparcen gases provenientes de unos compuestos percursoros que se depositaran como películas. Para garantizar que la película que se vaya depositando dentro del tubo sea uniforme, el tubo de cuarzo se hace rotar. Por fuera del tubo hay un soplete que provee del calor necesario para que los gases reaccionen y estos se transformen en partículas de vidrio que se van adhiriendo dentro del tubo. El sistema soplete-deposición de gases barre transversalmente el interior del tubo varias veces con el propósito de alcanzar el volumen de película necesario en el interior, considerando luego que este formará el futuro núcleo de la fibra. El siguiente paso de esta técnica consiste en el colapsado del tubo; para lograr esto se incrementa la intensidad del soplete para aumentar la temperatura, a tal grado que el tubo de cuarzo alcanza cierta elasticidad ideal para su colapso. Para lograr esto, en uno de los extremos se genera un vacío, mientras que del otro se va estirando, formando así la preforma que luego originará la fibra óptica.

Para la deposición de los iones de erbio o los de otras tierras raras, se utiliza adicionalmente otra técnica conocida como "Solutiondopping". En esta técnica los precursores no están en sustancias volátiles sino en líquidos. Para depositar los iones en el interior del tubo de cuarzo, se retira este del sistema soplete-deposición de gases y

luego lo llenamos de la solución líquida; ya estando lleno se pasa a un proceso de secado y sobre el interior las partículas de dopante se difuminan sobre la película previamente depositada. Inmediatamente se vuelve a insertar en el sistema soplete-deposición para agregar otra película; este proceso se sigue tantas veces como sea necesario hasta alcanzar el volumen del núcleo deseado. Así este proceso es exitoso para la manufactura de fibras de baja concentración de dopante y altos volúmenes de producción. Su punto débil es que el principio de la deposición de los iones es por **difusión**, lo que dificulta el control de la profundidad del dopante al igual que el perfil de distribución de dopante. Además este proceso no asegura una distribución uniforme de los dopantes, pues estos ocupan los espacios que encuentran; así resulta que en las fibras con alta concentración de iones es muy probable que en algunas partes de la fibra los iones formen zonas de muy alta concentración; fenómeno conocido como “clustering”. Este fenómeno, perjudica la eficiencia de conversión de energía y aumenta las pérdidas, a este fenómeno lo relacionaremos como “Inhomogeneous UpConversion (IUC)” Además otro de los puntos más negativos de esta técnica es el alto tiempo de fabricación. Para disminuir el tiempo de manufactura existen variantes; en uno de estas variantes se adiciona por otro conducto la solución de dopante pero en forma de vapor, como se muestra en el siguiente diagrama.

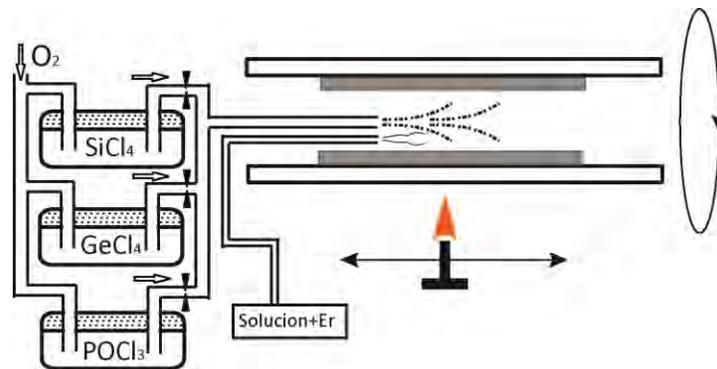


Figura 2.2 Variante del proceso MCVD en el que se añaden soluciones para dopar el núcleo con iones Er³⁺

2.2.2 DND Depósito directa de nano-partículas

(Direct Nanoparticle Deposition DND)

Este es un proceso moderno para fabricar fibras dopadas, siendo además una versión moderna del proceso OVD (Outside Vapor Deposition, deposición externa por vapor) Tanto en DND como en OVD, se utiliza un eje de aluminio en el cual se va depositando de manera externa los materiales; y así se va formando el vidrio. En la técnica OVD, directamente en la flama se vierten los vapores donde añadidos a estos

están los materiales dopantes. El proceso OVD es utilizado en producción de alto volúmenes porque el proceso de limpieza y separación es complicado y caro. Pero aun así es rentable, ya que uno de los fabricantes de fibra óptica que usa este proceso es Corning. En este proceso también se pueden añadir a la solución de los vapores los iones dopantes, aunque la adición de los iones dentro de la red cristalina es defectuosa y al igual que en MCVD el principio de mezcla de dopante de iones es por **difusión**.

La gran diferencia entre OVD y DND, resulta ser su generador de flama y las soluciones que se utilizan. En la flama se agregan solución en gases (como MCVD) y soluciones líquidas que después se convierten en vapor (como en OVD). Y otra gran diferencia resulta que los iones ya están previamente agrupados en partículas de tamaño de nanómetros.

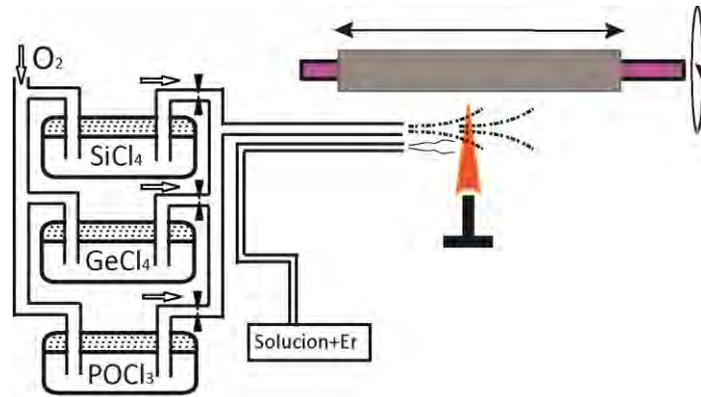


Figura 2.3 Descripción gráfica del proceso OVD

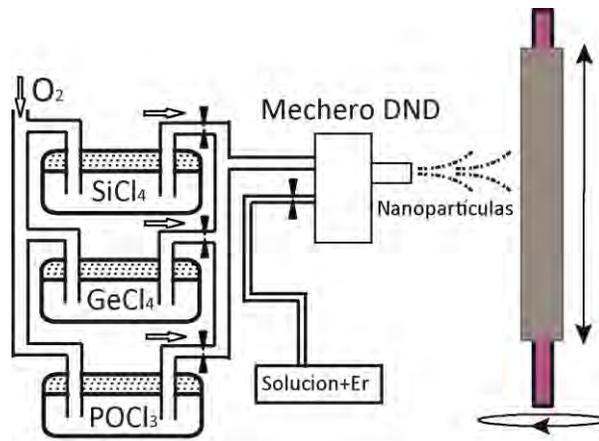


Figura 2.4 Descripción gráfica del proceso DND

2.3 Estudio experimental

2.3.1 Parámetros estándar de fibras ópticas de estudio, primeras mediciones

2.3.1.2 Fibras muestra.

Las fibras utilizadas en este estudio provienen de dos fabricantes líderes en el mercado, MetroGain/Fibercore y nLight/Liekki. Fibercore fabrica sus fibras ópticas usando la técnica MCVD; en este trabajo las muestras de este fabricante se etiquetaron con "M", en total se usaron dos muestras la M5-125-980 y la M12-125-980 designadas como M5 y M12, pertenecientes a la familia MetroGain. nLight utiliza la técnica DND para la fabricación de sus fibras dopadas; de este fabricante se usaron las fibras L20-4/125, L40-4/125 y L110-4/125, estas muestras se etiquetaron como L20, L40 y L110.

Es importante mencionar, que aunque se utilizaron fibras de dos fabricantes diferentes, la composición química del núcleo de las fibras es muy similar. Vidrio de Aluminosilicato y en el caso de las fibras de Fibercore con adiciones de germanio (que nos permitió grabar directamente en estas fibras rejillas de Bragg)

Muestra de EDF	Absorción pequeña señal en 980nm a_0 [dB/m]	Radio del núcleo r_0 [μm]	Factor de traslape Γ	Radio del modo 0 de 980nm r_m [μm]	NA	Concentración de iones de Erbio NO [$\times 10^8 \text{ cm}^{-3}$]
M5	5.0	1.5	0.77	1.75	0.2	8.8
M12	12.5	1.5	0.77	1.75	0.2	21.1
L20	12.0	1.8	0.80	2.04	0.2	20.3
L40	23.0	1.8	0.80	2.04	0.2	38.9
L110	67.5	1.8	0.80	2.04	0.2	113.5

Tabla 2.1 Parámetros iniciales, proporcionados por el fabricante

Como peculiaridad, observe que las fibras M5 y M12 fueron nombradas por su valor de absorción de pequeña señal a 980nm; mientras que las fibras L20, L40 y L110 fueron asignados sus nombres por la absorción de pequeña señal a 1530nm. Otra observación importante recae en la fibra M5 que actualmente es la fibra óptica preferida en muchos amplificadores ópticos comerciales.^{[5][6]}

2.3.1.2 Espectros de absorción de las muestras de fibras ópticas dopadas con erbio.

Como estudio inicial se realizaron mediciones de los espectros de absorción de luz blanca de todas las muestras con el objetivo de identificar algunas diferencias en la composición química de los núcleos, al igual que comparar nuestras mediciones con las proporcionadas por los fabricantes. Para la medición de los espectros de absorción se uso una fuente de luz blanca colocada en uno de los extremos de las muestras de fibra óptica dopadas con iones de Erblio (todas las muestras de la serie M y serie L) y en el otro extremo de las fibras colocamos un analizador de espectro óptico (OSA, OpticalSpectrumAnalyser) Por cada muestra de fibra obtenemos el espectro de absorción a dos longitudes diferentes, para luego numéricamente restar las mediciones (menor longitud menos mayor longitud) y finalmente dividir entre la diferencia de longitud. Como referencia cero en los espectros usamos la medición obtenida en la longitud de onda de $1.3\mu\text{m}$, donde se presenta cero atenuaciones resonantes para los iones de erbio (o casi cero)

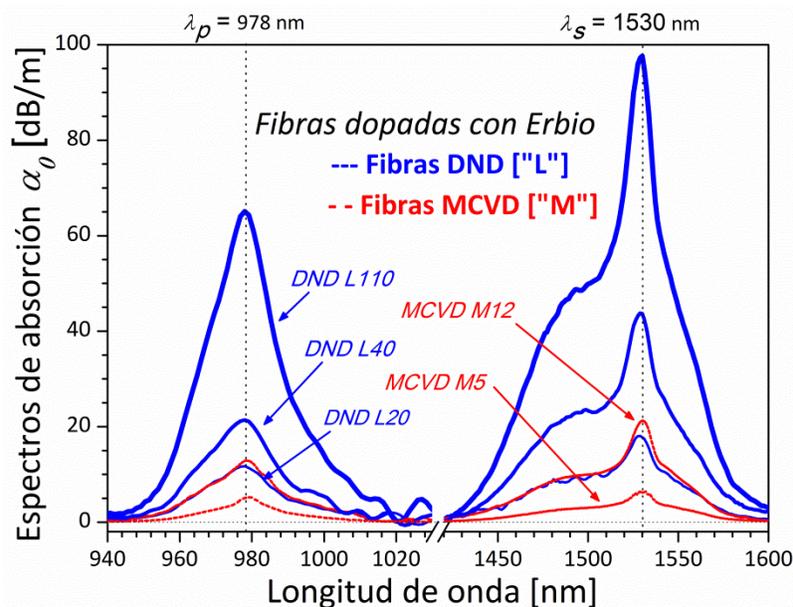


Figura 2.5 Espectros de absorción de las muestras de fibras ópticas dopadas con Er³⁺.

De los resultados mostrados en la figura 2.5 se observa que la forma de los espectros de absorción entre las fibras de la serie M y las fibras de la serie L son muy similares variando significativamente solo en la amplitud. La similitud de estos espectros se explica por la composición química del núcleo que en ambas series es muy similar aunque las dos series de fibras tengan diferentes mecanismos de dopaje.

De las mediciones mostradas en la figura 2.5, centraremos nuestras observaciones en los picos mayores, unos de ellos alrededor de 978nm y los otros alrededor de 1.53μm. Aquí volvemos a notarlos detalles sobre la nomenclatura de las fibras serie M y L.

El primer pico de absorción entre 940nm y 1030nm corresponde a la transición de los niveles $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ del ion Er^{3+} y el segundo pico de absorción entre 1400nm y 1600nm corresponde a la transición energética entre los niveles $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$

2.3.2 Arreglo experimental para medición de espectro de fluorescencia lateral y dinámica de decaimiento de la fluorescencia de las muestras de fibras dopadas con Erblio.

El arreglo experimental que se utilizó para medir el espectro de fluorescencia lateral del núcleo y la dinámica de fluorescencia de los iones de Erblio Er^{3+} en los núcleos de las muestras de las fibras dopadas, se muestra en la siguiente figura.

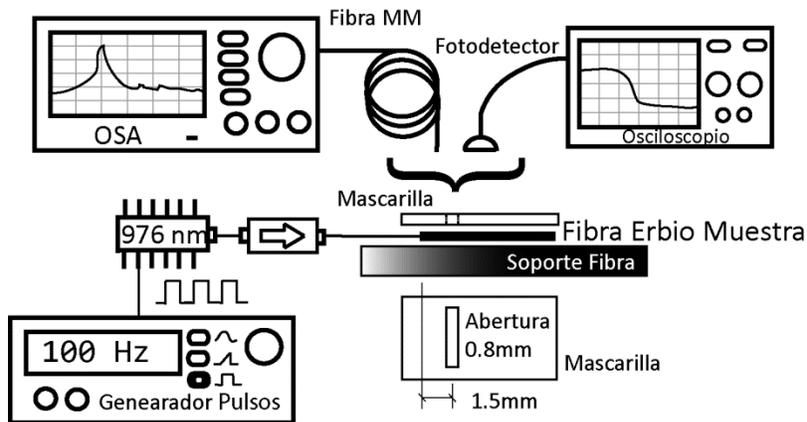


Figura 2.6 Configuración experimental para las mediciones de tiempos de vida.

Este arreglo está conformado por:

- Muestras de fibra óptica dopadas con Erblio de diferentes concentraciones de iones Er^{3+} de dos fabricantes. La serie L, integrada por las fibras L20-4/125, L40-4/125 y L110-4/125. Y muestras de fibra de la serie M, conformada por M5-125-980 y M12-125-980. El tamaño de las muestras fue de algunos pocos milímetros. En el extremo libre se realizó un mal corte con el propósito de evitar una reflexión de Fresnel que cambiara las condiciones experimentales.
- Soporte de fibra. Sobre ella se fijaron las muestras de fibra dopada.

- Mascarilla con una abertura de 0.8mm, usada para evitar medir la señal proveniente del empalme entre la fibra convencional y la fibra dopada. En las mediciones se procuró que la distancia entre el empalme y posición de la abertura fuera de 2mm (distancia arbitraria)
- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Este laser se utilizó en el sistema como fuente de bombeo de la fibra activa de erbio, junto a esta fuente de bombeo agregamos un opto-aislador colocado a la salida del laser semiconductor. El opto-aislador es vital para la seguridad de nuestra fuente de bombeo, así evitamos señales de regreso.
- Un generador de funciones, cuya señal de salida se conectó al control de corriente de salida de la fuente de poder del laser semiconductor de 976nm. En los experimentos de dinámica de fluorescencia utilizaremos una señal cuadrada a una frecuencia fija a 110 Hz, y la amplitud y el ancho del pulso de trabajo se variaron durante los experimentos.
- Un OSA (Ando 6527) + Cable de fibra multi-modo con conectores incorporados. Estos dispositivos fueron utilizados en las mediciones de espectro lateral de las muestras de fibra.
- Osciloscopio + foto-detector. Este sistema se utilizó durante las mediciones de la dinámica de fluorescencia de los iones de erbio de las muestras de fibras.
- Filtro para atenuar la señal de bombeo, conformada por una placa de silicio puro. Durante las mediciones de la dinámica de fluorescencia, se usó esta placa para quitar la señal de bombeo remanente emitida lateralmente, dado que el foto-detector también es sensible a esta longitud de onda, y así garantizar que las mediciones de radiación emitida por los iones de erbio correspondan a la banda de 1400nm a 1600nm, principalmente.

2.3.3 Medición de espectros de emisión lateral de fibras de estudio.

2.3.3.1 Espectro de emisión de fibras L20, L40 y L110.

Los espectros de fluorescencia de las muestras de EDFs, bombeadas desde su núcleo por una fuente laser de 978nm de hasta 400mW de salida óptica, fueron capturados por el arreglo experimental descrito en la sección 2.3.2. La luz emitida de manera lateral se transportó hacia un OSA (Ando-6527) usando la fibra óptica multi-modo, alienando la fibra una distancia de donde se maximizara la intensidad de luz capturada.

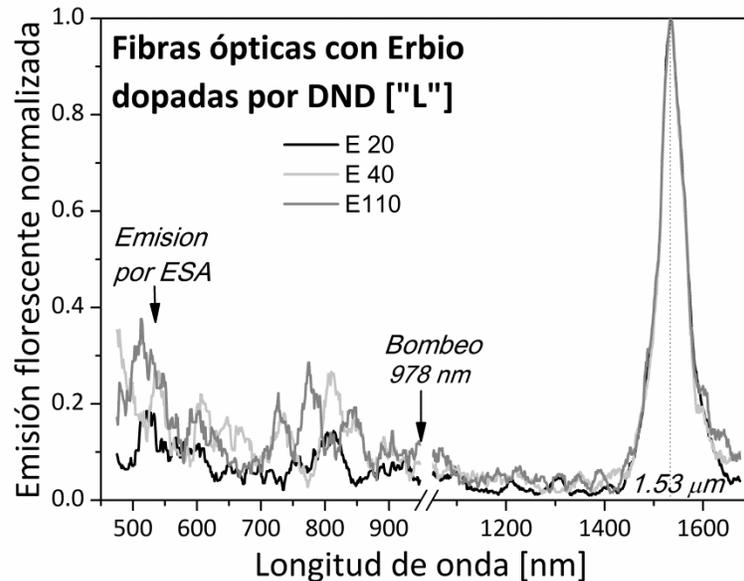


Figura 2.7 Esquema de niveles energéticos de iones de Er^{3+} en fibras ópticas con alta concentración iónica.

En la figura 2.7 se muestra el espectro de fluorescencia normalizado de las tres muestras de las EDF de la serie L, medidas cuando la potencia de bombeo dentro de la fibra fue de ~ 400 mW. El rango de captura del OSA configurado fue de 450 nm hasta 1650 nm, omitiendo la señal laser de bombeo a 978 nm.

La primera observación se centra en la banda de 1400 nm a 1650 nm, donde ocurre la mayor emisión. Aquí se observa que para las tres muestras la forma del espectro de emisión es la misma, eso implica que aunque los niveles de dopaje son muy diferentes la composición química es la misma; logrado por la tecnología de dopaje.

La otra observación es en la zona por debajo de 978nm, donde también hay emisión pero esta es causada por efectos de conversión hacia arriba (UC). De las gráficas se observa claramente en esta zona las amplitudes relativas aumentan con la concentración de iones.

2.3.3.2 Diagrama de niveles energéticos de iones Er^{3+} propuesto, para fibras ópticas con altas concentraciones de iones de Er^{3+} en su núcleo. [45]-[48]

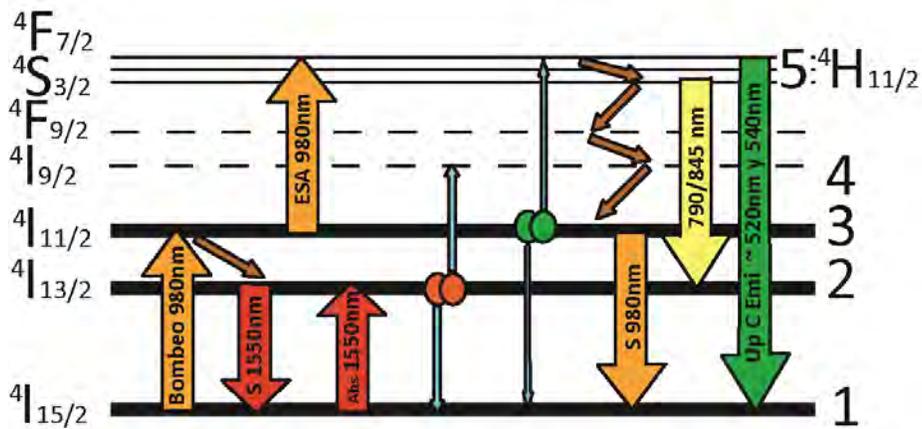


Figura 2.8 Esquema de niveles energéticos de iones de Er^{3+} en fibras ópticas con alta concentración iónica.

El esquema propuesto retoma los niveles energéticos descritos en el capítulo anterior sobre la descripción del efecto de ESA en las EDFs. Para la descripción funcional del efecto de “clusters” se muestran de manera simple en arreglo de iones en pares en los niveles $4I_{11/2}$ y $4I_{13/2}$. Las flechas verticales representan emisión luminosa cuando la dirección es de arriba hacia abajo y absorción óptica en la dirección contraria. Las flechas inclinadas representan relajaciones no radiativas. Las flechas del extremo derecho muestran las emisiones de niveles energéticos superiores bajo el efecto de conversión hacia arriba (UpConversion UC). Las líneas horizontales discontinuas representan niveles de tiempo de vida corto.

La zona de emisión de UC de la figura 2.7 se propone que es originada por el paso del nivel $4I_{11/2}$ a niveles superiores. Los responsables de esta absorción se centran en los “clusters” de iones principalmente, aunque también se puede llegar a estos niveles por el efecto de ESA, pero este proceso es ineficiente si solo es excitado con 978nm [48]

2.3.4 Dinámica de decaimiento de la fluorescencia.

En trabajos anteriores [10]-[23] se ha propuesto medir parámetros de efectos de pares “clusters”, usando técnicas de decaimiento o crecimiento de la fluorescencia. El arreglo descrito en la sección 2.3.2 (fig 2.6) se utilizó para medir la dinámica de la fluorescencia lateral alrededor de $1.53\mu\text{m}$, en el decaimiento de la fluorescencia.

El procedimiento consistió básicamente en prender y apagar la señal de bombeo de 978nm ; y así a las muestras se les exponía a una radiación laser de 978nm máxima de 400mW y súbitamente se suspendía hasta 0mW . Esto fue posible controlando la corriente de alimentación del diodo laser, proveniente de su fuente alimentación que a su vez es controlada por medio de una señal cuadrada de unos cuantos Hertz provista por un generador de funciones.

En el diagrama de la fig 2.6, también se observa los instrumentos utilizados para medir el comportamiento de la radiación emitida por los iones de Erblio de las muestras cuando se suspendía la radiación de 978nm . Estos básicamente fueron un foto-detector de ancho de banda óptica de $800\text{-}2200\text{nm}$ (InGaAs-PD), un osciloscopio con un ancho de banda de 300MHz y con un muestreo de hasta 1Gsa/s (1×10^9 muestras por segundo) y una placa de silicio colocada entre las muestras de las EDF y el foto-detector. Con la placa de silicio eliminamos la radiación visible y reducimos de manera considerable la radiación de 978nm de la fuente laser. La radiación remanente de 978nm se quito de manera digital, como se explicara en el siguiente párrafo. Eliminar o minimizar la radiación de 978nm nos permitió amplificar el valor de ganancia del foto-detector sin riesgo de saturarlo.

Antes de realizar las mediciones, se realizó un procedimiento para determinar la resolución mínima del arreglo experimental. El procedimiento consistió en medir la dinámica de la radiación de la fuente de bombeo al momento de suspender la radiación. Esto lo hicimos con dos foto-detectores: uno de rango de $400\text{-}1070\text{nm}$ (Si-PD) con resolución de $0.8\mu\text{s}$ y el otro utilizado en los experimentos de $800\text{-}2200\text{nm}$ (InGaAs-PD) con resolución de $1.6\mu\text{s}$. La radiación medida lateralmente provino de una fibra óptica estándar. En ambos foto-detectores medimos que el sistema Fuente-Diodo Laser-Salida Diodo Laser tenía una respuesta de $8 \pm 1\mu\text{s}$, básicamente consistente con la respuesta temporal de la fuente de alimentación. Con el conocimiento de este valor fue posible eliminar numéricamente la radiación remanente con solo quitar los datos por debajo de los $8\mu\text{s}$.

Las siguientes gráficas son datos capturados por el foto-detector de InGaAs-PD y el filtro de silicio. La primera grafica es con la muestra M12 y la segunda de la muestra L110, a diferentes potencias de bombeo.

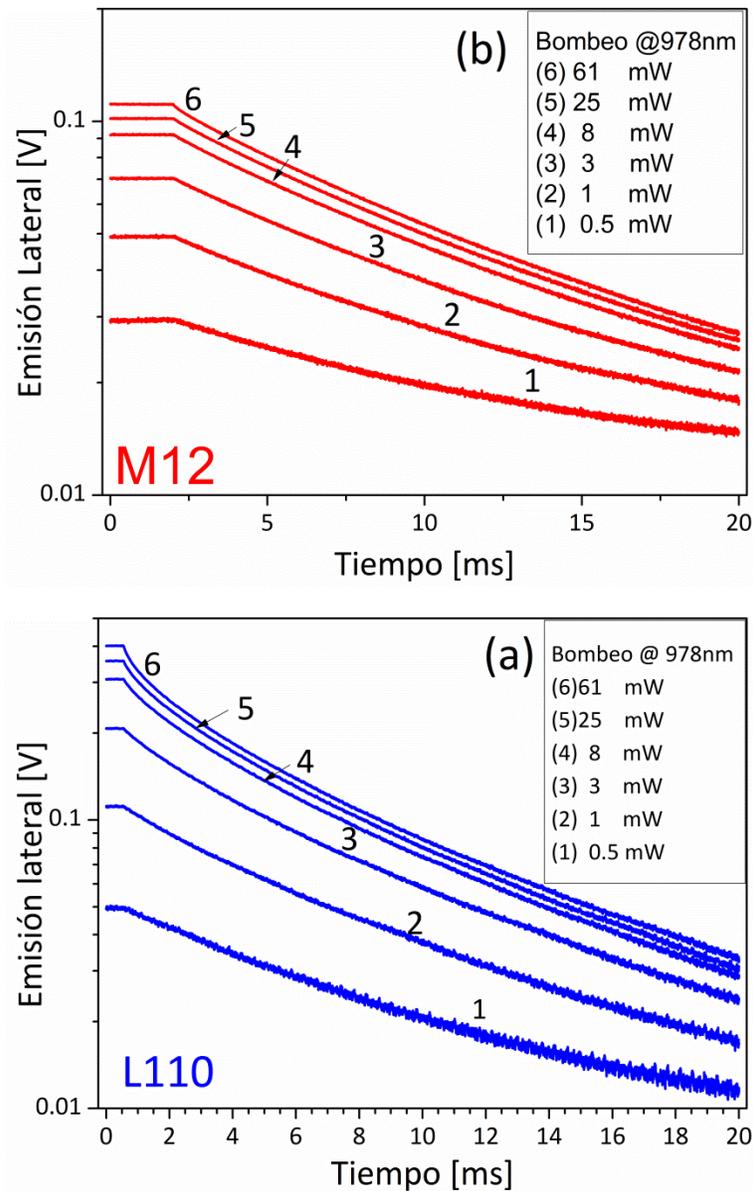


Figura 2.9 Señales de dinámica de fluorescencia de EDF muestra M12 y L110.

En las gráficas de la Fig 2.9 la potencia de la fluorescencia correspondiente a la banda de $1.53\mu\text{m}$, se observa que se saturan desde unos cuantos mW de potencia de bombeo. También se observa en las gráficas (es muy claro en la fibra L110) que al aumentar la potencia de bombeo, el decaimiento se sale de un ajuste exponencial simple; además de observa una caída abrupta en la dinámica de decaimiento al introducir mayor potencia de bombeo.

La siguiente figura (fig 2.10) se muestra la emisión de fluorescencia a una potencia de bombeo de 400mW (máxima experimental) para todas las muestras de EDF, en escala logarítmica-lineal y logarítmica-logarítmica. En la primera es claro que las fibras de mayor

concentración se salen de un ajuste exponencial simple (línea recta escala logarítmica-lineal) Y en la otra grafica se observa que las curvas propuestas de ajuste encajan muy bien con los datos medidos, en el apartado de la descripción del modelo se muestran las curvas de ajuste propuestas.

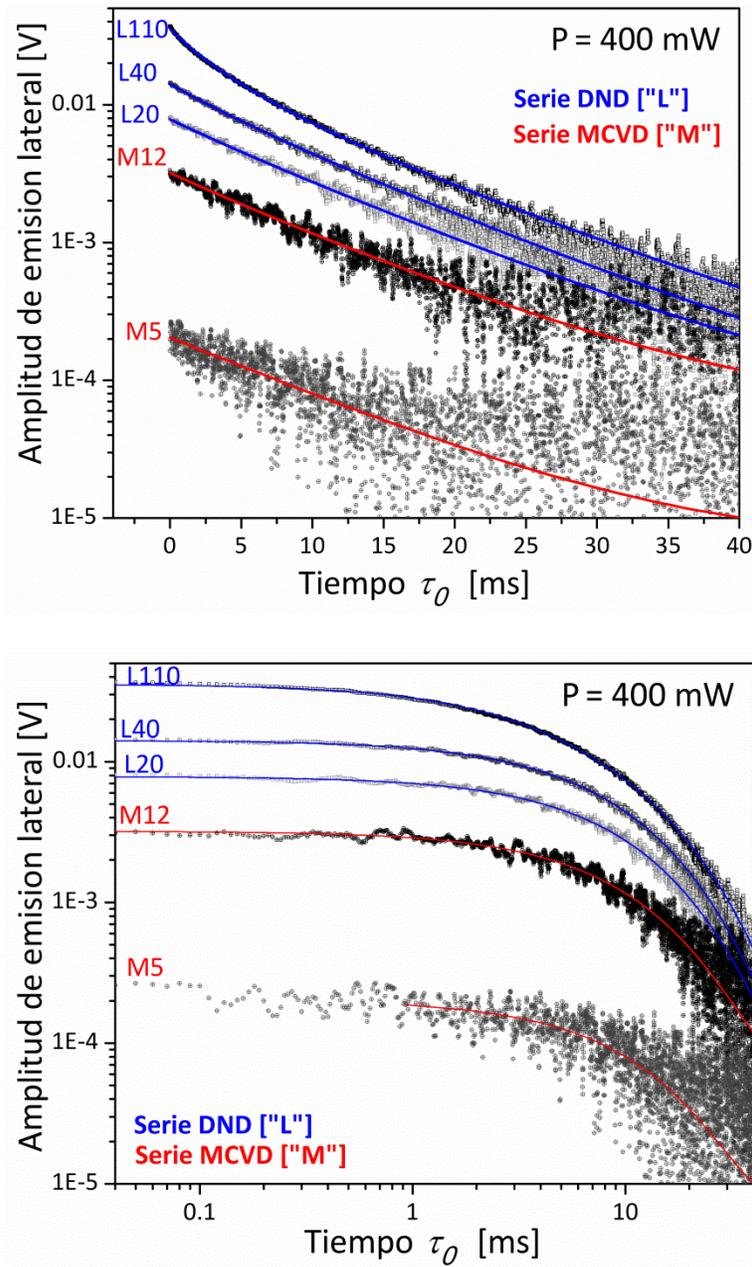


Figura 2.10 Graficas de dinámica de fluorescencia de las muestras de EDF y sus curvas de ajuste.

En las siguientes curvas, agrupando las muestras por familia, mostramos los datos capturados a una potencia de bombeo de 400mW normalizados a su máxima potencia. En

ambos casos, pero mayor para la serie L, se observa el efecto de la concentración de iones en la dinámica de fluorescencia. A medida que la concentración aumenta.

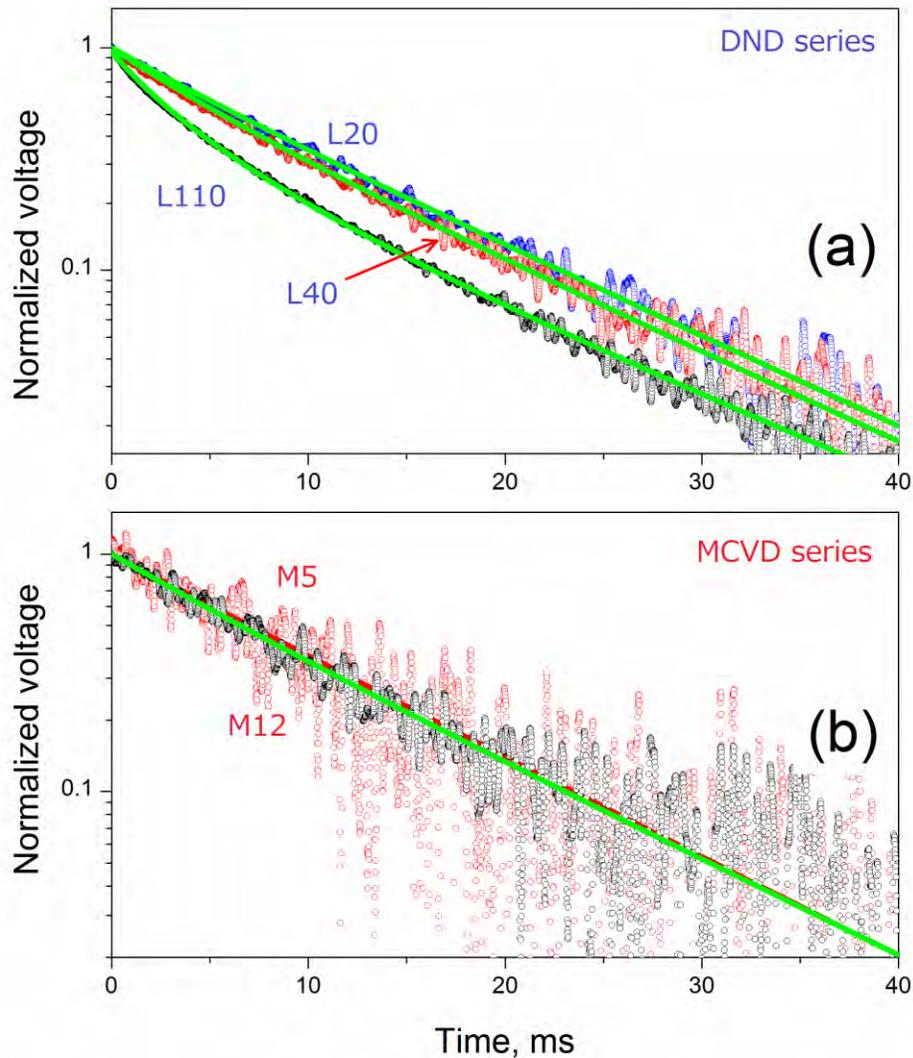


Figura 2.11 Gráficas de decaimiento normalizando la amplitud de las muestras serie L y serie M.

Otro experimento realizado, consistió en volver a excitar las muestras de EDF con una potencia de bombeo de 400mW y luego de suspender la potencia de bombeo observar la dinámica de decaimiento, pero ahora solo utilizamos el foto-detector de silicio y sin colocar un filtro entre la muestra y el foto-detector. El propósito de esto fue el de observar los cambios presentes a unas cuantas decenas de micro segundos luego de suspender la emisión de bombeo; y también restringir las mediciones de radiación entre 450nm a 1100nm, alrededor de la longitud de bombeo (978nm) principalmente.

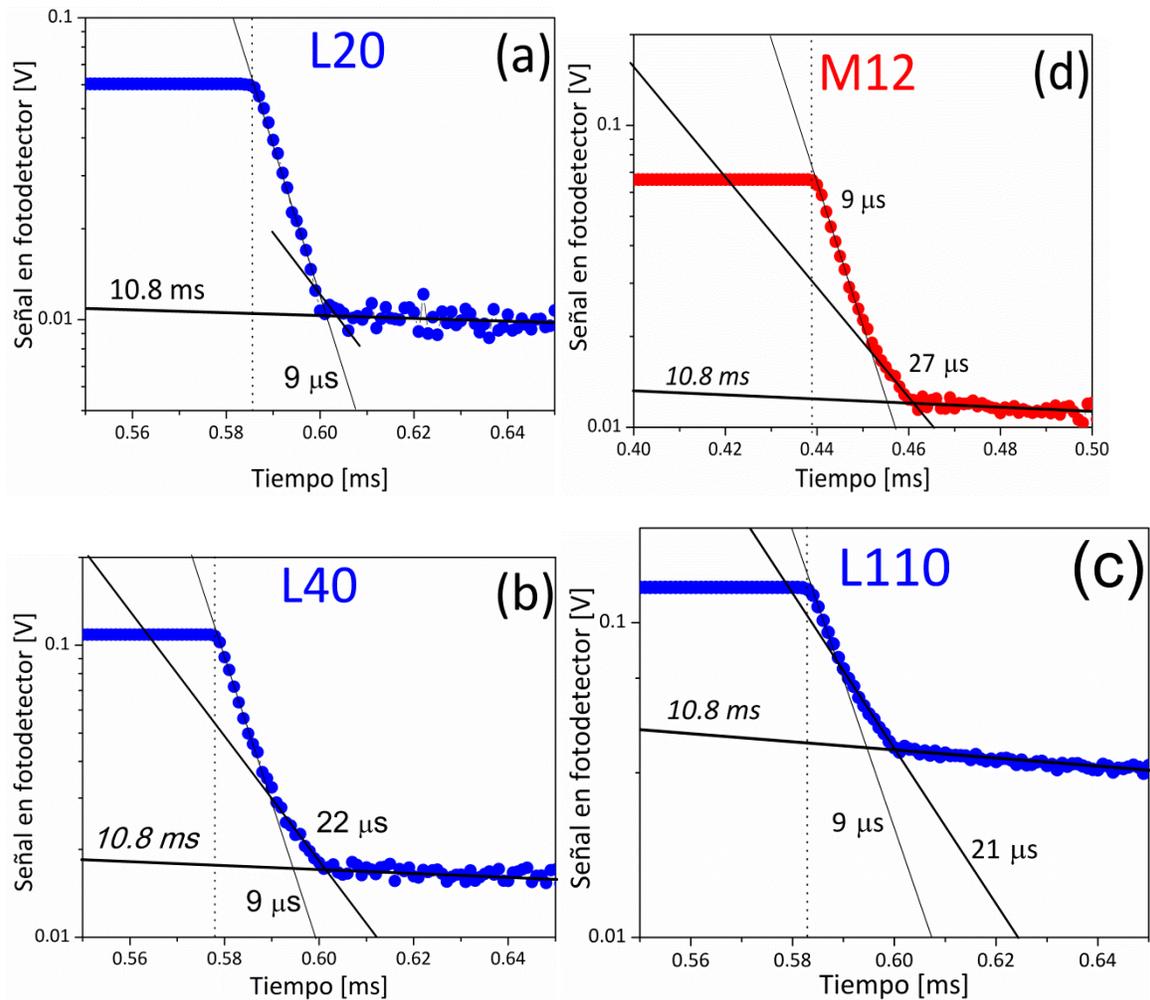


Figura 2.12 Dinámica de decaimiento vista por el Si-PD fibras (a) L20, (d) M12, (b) L40, (c) L110.

De estas gráficas podemos apreciar tres procesos reflejados en tiempos de decaimiento estos son: 8-9 μs, 21-27 μs y 10.8 ms. El primero de 8-9 μs es la respuesta del equipo sobre la emisión esparcida del laser de bombeo. El tercer tiempo de 10.8 ms corresponde al tiempo de vida del nivel $^4I_{13/2}$. Mientras que el segundo tiempo creemos que está relacionado con los tiempos de relajación por efecto de pares que relacionaremos con IUC.

2.3.5 Coeficiente de absorción no-lineal.

Un parámetro que es función de la potencia de bombeo es el coeficiente de absorción no lineal $\alpha(P)$. De este parámetro se obtiene información útil sobre la saturación de la absorción del nivel 0 (GroundStateAbsorption GSA), importante para determinar su potencialidad para ser un medio activo en dispositivos laser. Y los factores que deterioran la cualidades de estos materiales son el efecto de ESA y efectos de concentración de pares HUC / IUC, que en términos generales representan fugas de energía.

2.3.5.1 Experimento para medición del Coeficiente de absorción no-lineal y resultados.

El experimento consistió en medir la transmitancia de la radiación del laser de bombeo de longitud de onda de 978nm sobre las muestras M5, M12, L20, L40 y L110 y de ahí determinar el comportamiento de $\alpha(P)$ _[27]

La fuente de bombeo de 978nm, fue la misma que hemos utilizado en los experimentos anteriores. El rango de valores empleados estuvo entre 0.5mW a 400mW. Para la medición de potencia de salida se empleó un medidor de potencia basado en silicio (350nm-1100nm) y atenuadores de diferentes valores.

Las muestras se cortaron en una longitud L_0 , suficiente para obtener una respuesta a la salida en todo el rango de potencia de entrada. Todas las longitudes se eligieron de tal manera que para la todas la muestras el valor $\alpha_0 L_0$ fuera el mismo.

A todas las muestras se les midió su potencia de salida (P^{out}) después de una longitud L_0 , y luego para medir su potencia de entrada cortamos unos cuantos milímetros después del empalme y volvemos a medir a estas mediciones las designamos como P^{in} . Usando estas dos mediciones obtenemos $T_{978} = P^{out}/P^{in}$ de la que luego calculamos el coeficiente de absorción por $\alpha(P^{in}) = -\ln(T_{978})/L_0$. Los resultados los observamos en la figura 2.13 las gráficas de todas las muestras de ambas familias y en la figura 2.14 las gráficas de las muestras por familia. Los valores marcados en los extremos izquierdo y derecho en la figura 2.14 representan los coeficientes de absorción de pequeña señal α_0 y el coeficiente de absorción saturada de bombeo β . La razón β/α_0 de los valores obtenidos crece a medida que crece la concentración de iones de Erblio dentro de la fibra. Las curvas inscritas sobre los datos experimentales corresponden a las curvas provenientes de un modelo del que obtenemos luego el coeficiente de absorción no-lineal (Non-Linear Absorption NLA) relacionado con la concentración de pares o IUC.

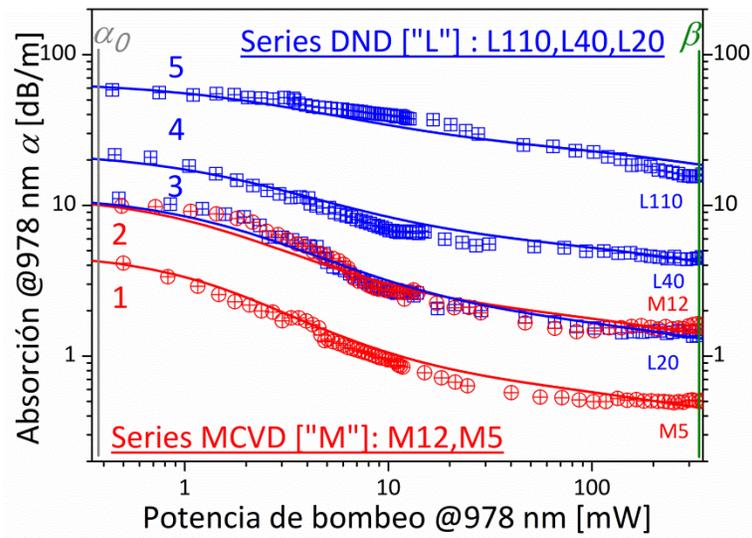


Figura 2.13 Resultado de mediciones del coeficiente de absorción a 978nm a diferentes valores de entrada de la potencia de bombeo a 978nm.

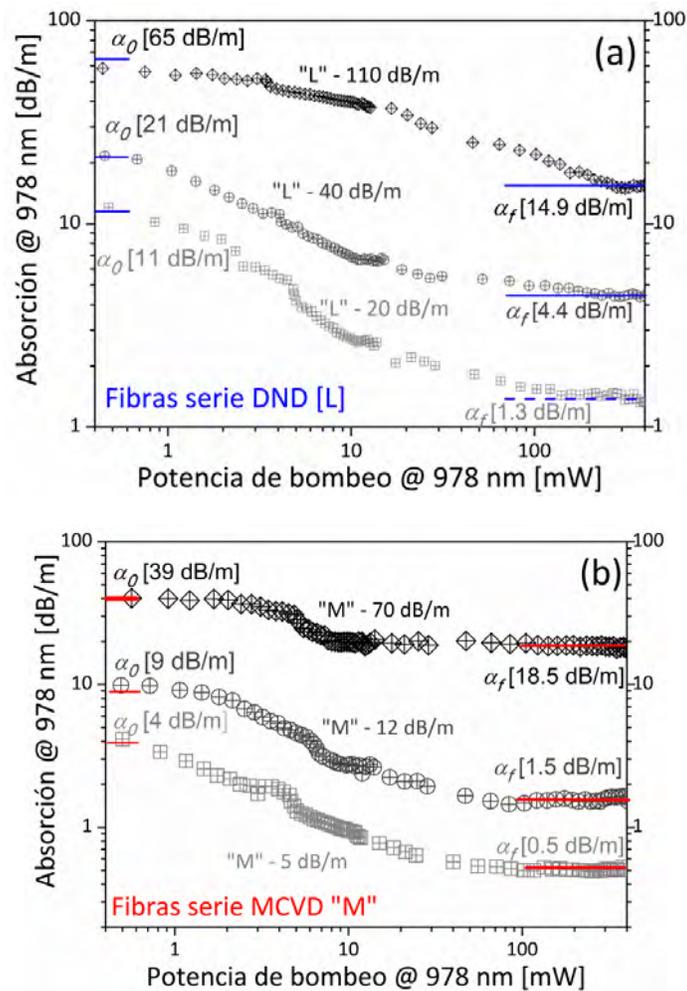


Figura 2.14 Mediciones del coeficiente de absorción a 978nm se parados por familia.

2.4 Modelo propuesto e identificación de parámetros medidos.

2.4.1 Modelo para la dinámica de fluorescencia.

En esta sección se muestra el modelo propuesto para la dinámica de fluorescencia a la longitud de 1.53μm de las muestras de fibras óptica dopadas con Erblio.

De las figuras 2.10 y 2.11 se observa que a medida que aumenta la concentración de iones del núcleo de las fibras la curva de decaimiento se aleja más de una respuesta exponencial simple.

Para una densidad de población normalizada de iones n_2^S del nivel $^4I_{13/2}$, la ecuación modelo de la tasa de despoblación es la siguiente:

$$\frac{dn_2^S}{dt} = -\frac{n_2^S}{\tau_0} - C_{HUP}(n_2^S)^2 \quad \text{eq 2.1}$$

De donde $n_2^S = N_2^S / N_0^S$; N_2^S donde es densidad de población de iones en el nivel $^4I_{13/2}$ y N_0^S es la concentración de iones en la fibra. C_{HUP} [s^{-1}] es el parámetro de conversión hacia arriba y consiste en ser el producto de la constante volumétrica C_{HUP}^* [$s^{-1}cm^3$] y la concentración de iones N_0^S

$$C_{HUP} = N_0^S C_{HUP}^* \quad \text{eq 2.2}$$

Asumiendo que la potencia de bombeo es suficientemente grande para lograr que la máxima población se encuentre en el estado excitado, implicando que $n_2^S(t=0)=1$, siendo t_0 el instante de tiempo en el que suspendemos el bombeo láser de 978nm, resolviendo la eq2.1 de manera analítica, obtenemos:

$$n_2^S(t) = \frac{e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{1 + \tau_0 C_{HUP} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right)} \quad \text{eq 2.3}$$

Introduciendo esta fórmula a un programa de ajuste automático de esta ecuación con los datos experimentales normalizados, para cada una de las muestras obtenemos los valores

graficados en la 2.15. En el eje del dominio utilizamos los valores de absorción de pequeña señal de cada una de las fibras.

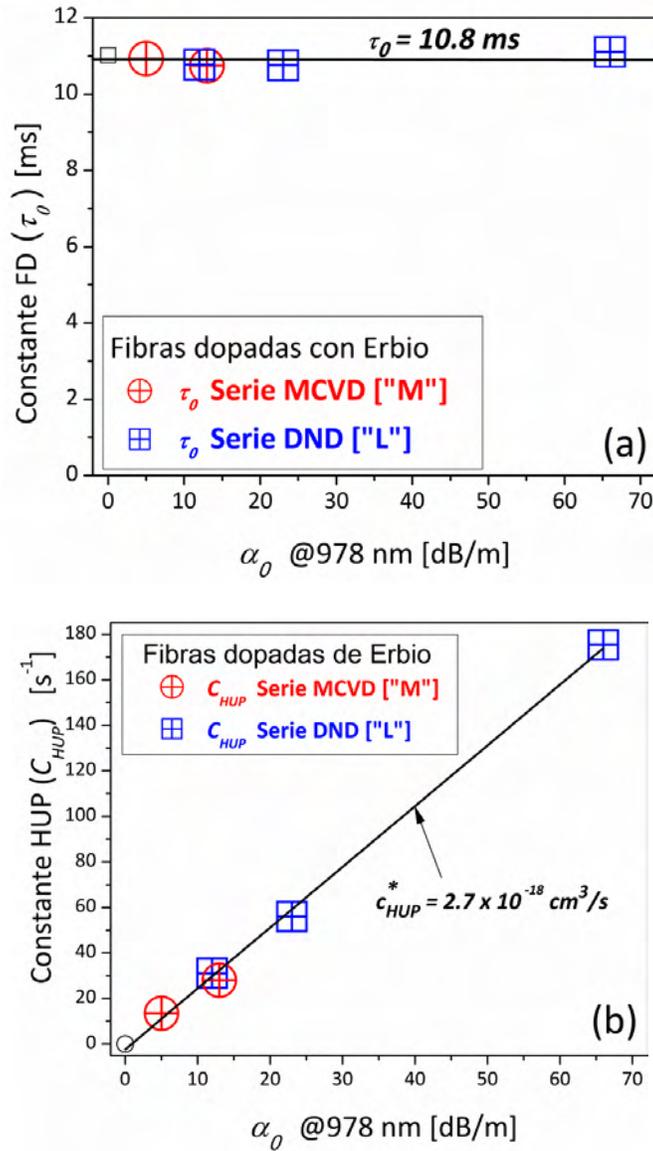


Figura 2.15 Curvas de parámetros τ_0 y C_{HUP} obtenidos por ajuste de curvas de modelo vs datos experimentales en figura 2.10

Además obsérvese que al ser C_{HUP} proporcional a la concentración de iones de Erblio y este a su vez proporcional a la absorción de pequeña señal obtenemos el valor de C_{HUP}^* , valor que coincide con lo obtenido en las referencias [38]-[40]

2.4.2 Modelo propuesto para el coeficiente de absorción no lineal.

En el modelo propuesto asumimos que consta de dos subsistemas iones solteros (s) y iones en “clusters” (c)

Consideremos que bajo estas condiciones la densidad de iones solteros y en “clusters”, satisface las siguientes ecuaciones:

$$N_1^s + N_2^s = N_0^s = N_0(1 - \Omega\kappa) \quad \text{eq 2.4}$$

$$N_1^c + N_2^c = N_0^c = \Omega\kappa N_0 \quad \text{eq 2.5}$$

Donde κ es la densidad de “clusters” y Ω es el número efectivo de iones agrupados en “clusters”.

Las ecuaciones de balance para la potencia de bombeo (P) son:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha_0 P \left\{ 1 - (1 + \xi - \eta)(n_2^s + n_2^c) \right\} - \gamma_0 P \quad \text{eq 2.6}$$

$$\frac{\alpha_0}{h\nu N_0 \Gamma S_a} \left[\Omega\kappa - (1 + \xi)n_2^c \right] P - \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1} \right) n_2^c = 0 \quad \text{eq 2.7}$$

$$\frac{\alpha_0}{h\nu N_0 \Gamma S_a} \left[1 - \Omega\kappa - (1 + \xi)n_2^s \right] P - \frac{n_2^s}{\tau_0} - C_{HUP} (n_2^s)^2 = 0 \quad \text{eq 2.8}$$

Realizando la misma estrategia de ajuste pero ahora con las gráficas de la figura 2.14 obtenemos los siguientes parámetros. Agrupados en las gráficas de las figuras 2.16 - 2.18

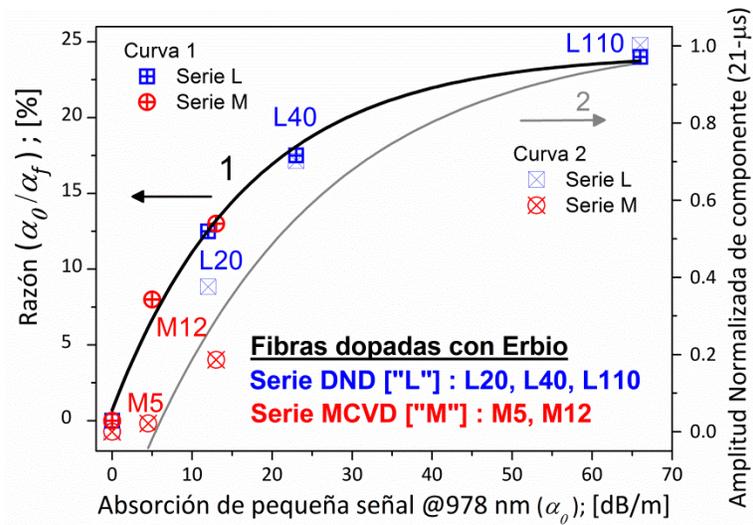


Figura 2.16 Curva de razón de absorción de pequeña señal y amplitud normalizada de la componente de 21 μ s

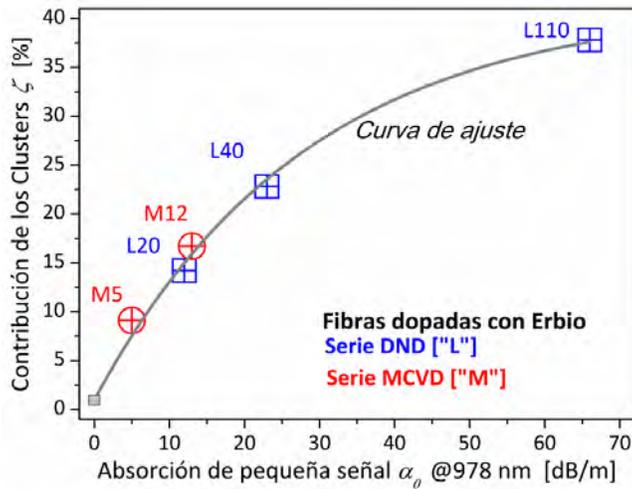


Figura 2.17 Contribución de clusters contra la absorción de pequeña señal.

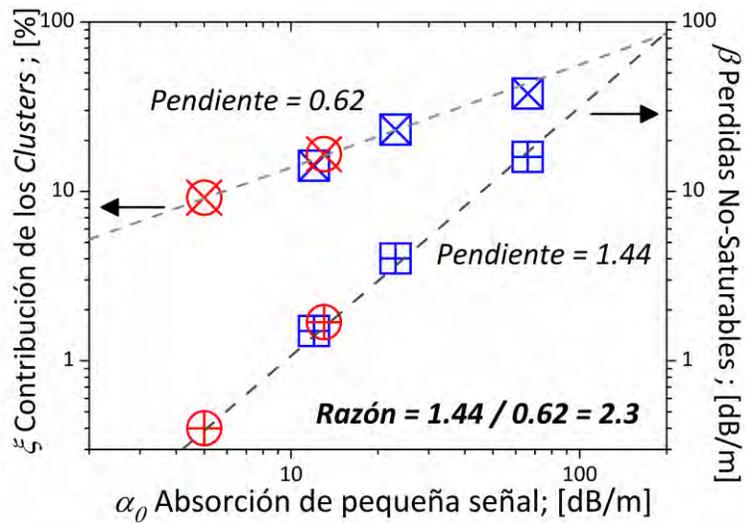


Figura 2.18 Contribución de clusters y gráfica de pérdidas β .

2.4.3 Tabla de resumen de parámetros usados en el modelo de los fenómenos HUC y IUC.

La siguiente tabla resume los parámetros descritos, al igual que en las gráficas, usamos el valor numérico de α_0 (absorción de bombeo de pequeña señal) como referencia a la concentración de iones de Erbios en los núcleos de las fibras ópticas muestra.

Muestra de EDF	Absorción pequeña señal en 980nm α_0 [dB/m]	Absorción No-saturable a 980nm β_0 [dB/m] Estimada a 400mW	Contribución De clousters de iones Er^{3+} κ [%] con $\Omega=2$	Tiempo de decaimiento principal τ_0 [ms]	Parámetro C_{HUC} [s^{-1}]
M5	5.0	0.4 ± 0.1	3.6 ± 0.7	10.8 ± 0.3	11 ± 5
M12	12.5	1.5 ± 0.2	7.7 ± 0.9	10.8 ± 0.3	30 ± 5
L20	12.0	1.7 ± 0.2	6.9 ± 0.8	10.8 ± 0.3	30 ± 5
L40	23.0	4.1 ± 0.4	10.8 ± 1.1	10.8 ± 0.3	58 ± 5
L110	67.5	15.5 ± 0.9	18.7 ± 1.6	10.8 ± 0.3	168 ± 5

Tabla 2.2 Resumen de parámetros relacionados y caracterizados por los fenómenos HUC y IUC

2.c Conclusiones capítulo 2.

En este capítulo resumimos los resultados importantes de las mediciones que realizamos a fibras ópticas comerciales dopadas con iones de Erblio Er³⁺ a diferentes concentraciones y provenientes de dos procesos de fabricación el MCVD y DVD. El objetivo principal de este estudio fue analizar experimentalmente y teóricamente los fenómenos relacionados con la concentración de iones de Erblio Er³⁺ en:

- El decaimiento de la fluorescencia en 1.53μm, de un comportamiento exponencial descendente simple por un comportamiento más complejo; causado principalmente por la desactivación por concentración de iones vía el fenómeno de up-conversión homogénea (HUC)
- Se observó que el fenómeno de absorción no-saturable (NSA) surge bajo la acción del bombeo debido a la presencia de “clusters” de iones de Erblio Er³⁺ (descrito bajo el nombre de IUC)

En los resultados se observó que las influencias de HUC y IUC en los dos tipos de fibra siguen un comportamiento similar; tal vez debido a que la química de la fibra es prácticamente la misma.

De las mediciones se demostró que en los resultados existe una clara dependencia de los fenómenos de HUC y IUC. Estos fenómenos fueron adecuadamente modelados, y el modelo usado aunque es simple, con el que fue posible determinar parámetros básicos sobre HUC y IUC para las muestras de los dos tipos de EDF utilizados.

El parámetro $C^*_{HUC} = 2.7 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$, directamente relacionado con el proceso HUC, coincide con los dos procesos de fabricación de fibra.

En la caracterización del proceso IUC en ambos tipos de fibra, se mostró que esta relacionada con el producto de la concentración relativa de “clusters” de iones (κ) y el número de iones por “cluster” (Ω). Este producto crece de manera monótona con el incremento en la concentración de iones. En un ajuste de curva del modelo con los datos experimentales se mostró que $\Omega = 2.3$ en ambos tipos de fibra, L y M. Como ejemplo, de la tabla 2.2 podemos observar que para la fibra L110 el factor $\kappa\Omega = 37\%$.

2.b Bibliografía capítulo 2

- [1] A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov, G. E. Sandoval-Romero, and L. Escalante-Zarate, "Er³⁺ concentration effects in commercial erbium-doped silica fibers fabricated through the MCVD and DND technologies," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 49, no. 6, pp. 511–521, Jun. 2013.
- [2] *Advanced Fiber Optics Concepts and Technology*, Luc Thévenaz, Ed. CRC Press, 1ra ed 2011. Mircea Hoteleanu, Chapter 4 Highly Doped Fiber Technology
- [3] Tammela S., Söderlund M., Koponen J., Philippov V., and Stenius P., "The potential of direct nanoparticle deposition for the next generation of optical fibers.," in *Integrated Optoelectronic Devices: Optical Components and Materials III*, Proc. SPIE. 6116, , 61160G ((2006)).
- [4] H.J. Hoffman, M. Söderlund, J. Koponen, D. A. V. Kliner, and J. Koplow, "DND Technology - a Core platform for Specialty Mode Guiding Structures", SPRC '06, Stanford, 20 September 2006
- [5] <http://www.fibercore.com/> página digital del fabricante
- [6] <http://www.nlight.net/> página digital del fabricante
- [7] P. Blixt, J. Nilsson, T. Carlinas, B. Jaskorzynska, "Concentration-dependent upconversion on Er³⁺-doped fiber amplifiers: experiments and modeling", *IEEE Transactions Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 996-998, 1991.
- [8] E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, J.-F. Bayon, "Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 73-75, 1993.
- [9] G. Nikolak, P.C. Becker, J. Shmulovich, Y.H. Wong, D.J. DiGiovanni, A.J. Bruce, "Concentration-dependent ⁴I_{13/2} lifetimes in Er³⁺-doped fibers and Er³⁺-doped planar waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 1014-1016, 1993.
- [10] J. Nilsson, B. Jaskorzynska, P. Blixt, "Performance reduction and design modification of erbium-doped fiber amplifiers resulting from pair-induced quenching", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 1427-1429, 1993.
- [11] R.S. Quimby, W.J. Miniscalco, B. Thompson, "Clustering in erbium-doped silica glass fibers analyzed using 980 nm excited-state absorption", *Journal of Applied Optics*, vol. 78, pp. 4472-4478, 1994.
- [12] F. Di Pasquale, M. Federighi, "Modeling of uniform and pair-induced upconversion mechanisms in high-concentration erbium-doped silica waveguides", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 1858-1864, 1995.
- [13] J. Nilsson, P. Blixt, B. Jaskorzynska, J. Babonas, "Evaluation of parasitic upconversion mechanisms in Er³⁺-doped silica-glass fibers by analysis of fluorescence at 980 nm", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 341-349, 1995.
- [14] E. Maurice, G. Monnom, B. Dussardier, D.B. Ostrowsky, "Clustering-induced nonsaturable absorption phenomenon in heavily erbium-doped silica fibers", *Optics Letters*, vol. 20, pp. 2487-2489, 1995.

- [15] S. Collin, E. Contesse, P. Le Boudec, G. Stephan, F. Sanchez, "Evidence of a saturable-absorption effect in heavily erbium-doped fibers", *Optics Letters*, vol. 20, pp. 1987-1989, 1996.
- [16] P. Myslinski, D. Nguyen, L. Chrostowski, "Effects of concentration on the performance of erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 112-119, 1997.
- [17] M.P. Hehlen, N.J. Cockroft, T.R. Gosnell, A.L. Bruce, G. Nikolak, J. Shmulovich, "Uniform upconversion in high-concentration Er^{3+} -doped soda lime silicate and aluminosilicate glasses", *Optics Letters*, vol. 22, pp. 772-774, 1997.
- [18] J.L. Philipsen, A. Bjarklev, "Monte-Carlo simulation of homogeneous upconversion in erbium-doped silica glass", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 845-854, 1997.
- [19] B.N. Samson, W.H. Loh, J.P. de Sandro, "Experimental evidence of differences in the absorption spectra of clustered and isolated ions in erbium-doped fibers", *Optics Letters*, vol. 22, pp. 1763-1765, 1997.
- [20] H.L. An, E.Y.B. Pun, H.D. Liu, X.Z. Lin, "Effects of ion clusters on the performance of heavily doped erbium-doped fiber laser", *Optics Letters*, vol. 23, pp. 1197-1199, 1998.
- [21] J.L. Philipsen, J. Broeng, A. Bjarklev, S. Helmfrid, D. Bremberg, B. Jaskorzynska, B. Palsdottir, "Observation of strongly nonquadratic upconversion in Er^{3+} -doped silica fibres and reevaluation of the degree of clustering", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 1741-1749, 1999.
- [22] B. Srinivasan, R.K. Jain, G. Monnom, "Indirect measurement of the magnitude of ion clustering at high doping densities in Er:ZBLAN fibers", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 17, pp. 178-181, 2000.
- [23] F. Vetrone, J.-C. Boyer, J.A. Capobianco, A. Speghini, M. Bettineli, "980 nm excited upconversion in an Er-doped ZnO-TeO_2 glass", *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 1752-1754, 2002.
- [24] A. Bellemare, "Continuous-wave silica-based erbium-doped fibre lasers", *Progress in Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 211-266, 2003.
- [25] E. Yahel, A.A. Hardy, "Modeling and optimization of short Er^{3+} - Yb^{3+} codoped fibre lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1444-1451, 2003.
- [26] X. Dong, N.Q. Ngo, P. Shum, B.-O. Guan, H.-Y. Tam, X. Dong, "Concentration-induced nonuniform power in tunable erbium-doped fiber lasers", *Optics Letters*, vol. 29, pp. 358-360, 2004.
- [27] A.V. Kir'yanov, Y.O. Barmenkov, N.N. Il'ichev, "Excited-state absorption and ion pairs as sources of nonlinear losses in heavily doped erbium silica fiber and erbium fiber laser", *Optics Express*, vol. 13, pp. 8498-8507, 2005.
- [28] A.Y. Plotskii, A.S. Kurkov, M.Y. Yashkov, M.M. Bubnov, M.E. Likhachev, A.A. Sysolyatin, A.N. Gur'yanov, E.M. Dianov, "Amplifying properties of heavily erbium-doped active fibers", *Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 559-562, 2005.
- [29] D. Khoptyar, S. Sergeev, B. Jaskorzynska, "Homogeneous upconversion in Er-doped fibers under steady state excitation: analytical model and its Monte-Carlo verification", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 22, pp. 582-590, 2005.

- [30] D. Khoptyar, B. Jaskorzynska, "Experimental determination of the energy-transfer parameters for homogeneous upconversion in Er-doped silica", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 22, pp. 2091-2098, 2005.
- [31] S. Sergeev, S. Popov, D. Khoptyar, A. T. Friberg, D. Flavin, "Statistical model of migration-assisted upconversion in a high-concentration erbium-doped fiber amplifier", *Journal of the Optical Society of America B* vol. 23, pp. 1540-1543, 2006.
- [32] V. Lopez, G. Paez, M. Strojnik, "Characterization of upconversion coefficient in erbium-doped materials", *Optics Letters*, vol. 31, pp. 1660-1662, 2006.
- [33] J. Li, K. Duan, Y. Wang, W. Zhao, Y. Guo, X. Lin, "Modeling and optimizing of high-concentration erbium-doped fiber amplifiers with consideration of ion-clusters", *Optics Communications*, vol. 277, pp. 143-149, 2007.
- [34] B. Dussardier, W. Blanc, G. Monnom, "Luminiscent ions in silica-based optical fibers", *Fiber and Integrated Optics*, vol. 27, pp. 484-504, 2008.
- [35] J. Li, K. Duan, Y. Wang, W. Zhao, J. Zhu, Y. Guo, X. Lin, "Modeling and effects of ion pairs in high-concentration erbium-doped fiber lasers", *Journal of Modern Optics*, vol. 55, pp. 447-458, 2008.
- [36] A. Bahrapour, S. Keyvaninia, M. Karvar, "An inhomogeneous theory for the analysis of an all-optical gain-stabilized multichannel erbium-doped fiber amplifier in the presence of ion pairs", *Optical Fiber Technology*, vol. 14, pp. 54-62, 2008.
- [37] O.G. Calderon, S. Melle, F. Arrieta-Yanez, M.A. Anton, F. Carreno, "Effect of ion pairs in fast-light bandwidth in high-concentration erbium-doped fibers", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 25, pp. C55-C60, 2008.
- [38] C. Berkdemir, S. Ozsoy, "On the temperature-dependent gain and noise figure of C-band high-concentration EDFAs with the effect of cooperative upconversion", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, pp. 1122-1127, 2009.
- [39] M. Jung, Y.M. Chang, Y.M. Jhon, J.H. Lee, "Combined effect of pump excited state absorption and pair-induced quenching on the gain and noise figure in bismuth oxide-based Er^{3+} -doped fiber amplifiers", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 28, pp. 2667-2673, 2011.
- [40] J.A. Valles, V. Bordejo, M.A. Rebolledo, A. Diez, J.A. Sanchez-Marin, M.V. Andres, "Dynamic characterization of upconversion in highly Er-doped silica photonic crystal fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 48, pp. 1015-1021, 2012.
- [41] R.I. Laming, S.B. Poole, E.J. Tarbox, "Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers", *Optics Letters*, vol. 13, pp. 1084-1086, 1988.
- [42] R. Quimby, "Output saturation in a 980-nm pumped erbium-doped fiber amplifier", *Applied Optics*, vol. 30, pp. 2546-2552, 1990.
- [43] P.A. Krug, M.G. Sceats, G.R. Atkins, S.C. Guy, S.B. Poole, "Intermediate excited-state absorption in erbium-doped fiber strongly pumped at 980 nm", *Optics Letters*, vol. 16, pp. 1976-1978, 1991.

- [44] Yu.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, M.V. Andres, "Resonant and thermal changes in refractive index in a heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm", *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 2466-2468, 2004.
- [45] M. Bolshtyansky, I. Mandelbaum, F. Pan, "Signal excited-state absorption in the L-band EDFA: simulation and Measurements", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 2796-2799, 2005.
- [46] A.D. Guzman-Chavez, Yu.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, "Spectral dependence of the excited-state absorption of erbium in silica fiber within the 1.48-1.59 μm range", *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 191111, 2008.
- [47] A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov, A.D. Guzman-Chavez, " Er^{3+} excited-state absorption in an erbium-doped silica fiber at the wavelengths 1490-1580 and 978 nm", *Laser Physics*, vol. 18, pp. 1251-1256, 2008.
- [48] Yu.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, A.D. Guzman-Chavez, J.L. Cruz, M.V. Andres, "Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber with simultaneous excitation at 977 and 1631 nm", *Journal of Applied Physics*, vol. 106, pp. 083108, 2009.
- [49] P.G. Kik, A. Polman, "Exciton-erbium interactions in Si nanocrystal-doped SiO_2 ", *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 1992-1998, 2000.
- [50] P.G. Kik, M.L. Brongersma, A. Polman, "Strong exciton-erbium coupling in Si nanocrystal-doped SiO_2 ", *Applied Physics Letters*, vol. 76, pp. 2325-2327, 2000.
- [51] A.V. Kir'yanov, V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, Yu.O. Barmenkov, E.M. Dianov, "Nonsaturable absorption in alumino-silicate bismuth-doped fibers", *Journal of Applied Physics*, vol. 109, pp. 023113, 2011.
- [52] P. Myslinski, J. Fraser, J. Chrostowski, "Nanosecond Kinetics of Upconversion Process in EDF and its Effect on EDFA Performance", in *Optical Amplifiers and Their Applications*, 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1995), paper ThE3.
- [53] E. Desurvire, "Study of the complex atomic susceptibility of Erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1517-1527, 1990.
- [54] W. Miniscalco, "Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 234-250, 1991.
- [55] E.-L. Lim, S.U. Alam, D.J. Richardson, "High energy in-band pumped erbium doped fibre amplifiers", *Optics Express*, vol. 20, pp. 18803-18818, 2012.
- [56] E.-L. Lim, S.U. Alam, D.J. Richardson, "Optimizing the pumping configuration for the power scaling of in-band pumped erbium doped fiber amplifiers", *Optics Express*, vol. 20, pp. 13886-13895, 2012.

Capítulo 3

Configuración laser EDF de Q-switch activo “Shaper”

3.0 Descripción de capítulo

En este capítulo se mostraran los resultados experimentales de los arreglos que armamos de láseres tipo Q-switch en configuración Fabry-Perot todo de fibra; usando como medio activo fibra óptica dopada con erbio y controlados activamente por un modulador acusto-óptico (AOM) con salidas acopladas a fibra óptica. Experimentos complementarios al principal tópico de este capítulo se mostraran para evidenciar los efectos de la respuesta temporal de múltiples picos en los pulsos generados por él “laser tipo Qswitch de fibra óptica dopada con erbio” (QSEFL por su siglas en ingles) en función de la velocidad de apertura del AOM. El tópico principal de este capítulo se centrará en una modulación especial aplicada al AOM que ofrece una interesante y simple forma de moldear el perfil del pulso principal entre una salida tipo Lorenziana y otra Gaussiana. A esta modulación especial se le nombró “Shaper”^[1] Se mostrará cómo esta modulación tipo “shaper” reduce el ancho del pulso medido a 3-dB de la máxima intensidad de 45ns hasta por debajo de los 20ns. También al final de éste capítulo se mostrará algunas curiosidades de los picos en los pulsos generados al inducir en la cavidad láser perdidas adicionales. En el capítulo 5 se describirá en un análisis serio de la física involucrada en la distribución energética del laser cuando inducimos perdidas a la cavidad^[1]

3.1 Introducción

Los dispositivos laser de fibra óptica en modalidad Q-switch activo que operan en la región del espectro segura para la vista gozan actualmente de un gran interés en varias áreas de la ciencia pura y áreas tecnológicas. Estos dispositivos ya son utilizados por ejemplo en: aplicaciones para marcado y corte, dispositivos para la generación de señales en súper-continuo, conversores no-lineales de frecuencia, sensores distribuidos basados en fibra óptica, en aplicaciones de reflectrometría óptica en el dominio del tiempo como los OTDRs, sistemas de detección de luz y rastreo (LIDAR), etc. ^[ref]

Se utilizó el modulador acusto-óptico en bulto (AOM), porque actualmente es de los componentes más utilizados para fabricar dispositivos Q-switch. Las razones de usarlo radican en que el AOM ofrece un control veloz, confiable y fácil para modificar el Q-factor (factor de calidad) de la cavidad óptica; además existen accesiblemente en el mercado

una gran variedad en tamaños, con capacidad de potencia de señal de trabajo en varias intensidades. Estas características no excluyen al AOM de influenciar en la salida de los pulsos obtenidos. En este capítulo se mostraran algunos efectos del AOM sobre la salida del pulso en los experimentos realizados de Q-switch. Los resultados mostrados en este capítulo contribuirán a la vasta información disponible sobre los efectos del AOM en la salida de los pulsos [ref]. Complementando a estas observaciones preliminares del AOM, mencionaremos que estos efectos también son reproducibles por programas de simulación en el que modelamos el comportamiento del AOM [ref]

3.2 Arreglo experimental principal

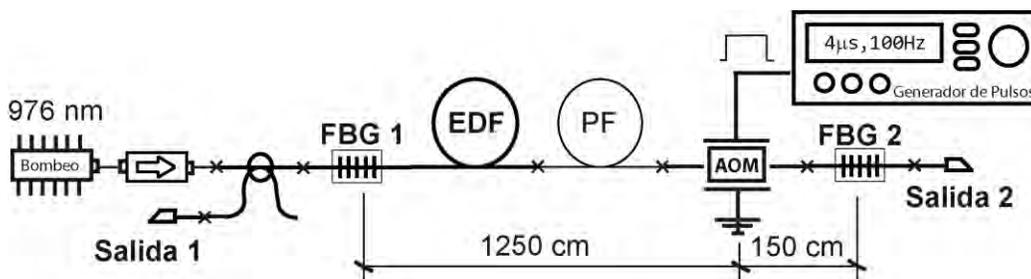


Figura 3.1 Configuración experimental del arreglo AQS-EDFL principal.

En esta configuración la cavidad la conforman:

- Cuatro metros de fibra óptica dopada con erbio de baja concentración de dopante. Esta fibra comercial dopada con Erblio el vendedor la identifica como Metrogain (M5-980-125)
- Siete metros de fibra óptica mono-modo (fibercore- 980HP) Se eligió esta fibra porque sus parámetros ópticos son muy similares a la fibra de erbio por lo que se logra minimizar las pérdidas entre empalmes.
- Un AOM con salidas acopladas a fibra SMF-28 (Gooch & Housego, M111-2J-F2S) con 50 cm de fibra SMF-28 en cada lado de sus extremos (fibra que ya viene insertada en el módulo desde fábrica) Internamente el AOM consta de un cristal, y el control de oscilación de este se realiza por medio de un driver, que opera a una frecuencia de 111MHz. El *driver* de este módulo es controlado por un generador de pulsos.
- Dos rejillas de Bragg FBG1 y FBG2 que operan como espejos centrados a la longitud de onda de 1551nm. FBG1 es una rejilla de baja reflectividad (30%) que corresponde a la salida principal del laser, esta rejilla se grabo directamente en la fibra dopada de erbio después de ser sensibilizada con la técnica de hidrogenización. La principal intención de grabar esta rejilla directamente en la fibra de Erblio fue la

de eliminar un empalme y así reducir las pérdidas de la cavidad. La FBG2 por otro lado es una rejilla de alta reflectividad(98%), grabada en una fibra similar a la fibra SMF-28

- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Este laser se utilizo en el sistema como fuente de bombeo de la fibra activa de erbio, junto a esta fuente de bombeo agregamos un opto-aislador colocado a la salida del laser semiconductor. El opto-aislador es vital para la seguridad de nuestra fuente de bombeo. La salida laser y la fuente de bombeo coinciden en la misma ruta de flujo de potencia de salida, considerando que la salida laser es de algunas decenas de watts, el wdm dejará pasar algo de potencia remanente que iría directo hacia nuestro laser de bombeo, así que la función de este opto-aislador es la desviar aquellas señales que viajen en la dirección contraria a su funcionamiento.
- Un WDM 980/1550nm. Utilizado para acoplar la señal de bombeo al arreglo y sacar la señal de salida laser.

3.2.1 Detalles experimentales importantes: longitud máxima de 4 metros de fibra dopada con erbio.

La razón de elegir una longitud de 4 metros de fibra de Erbio M5-980-125 se debió principalmente a las limitantes experimentales de los dispositivos utilizados, de usar una mayor longitud la cavidad fungiría como laser en continuo, representando una importante fuga de energía y por lo tanto una disminución en los picos máximos a alcanzar. El principal obstáculo para incrementar la longitud de la fibra se debe a la reflexión parásita en la terminal de la fibra del AOM. Aunque esta reflexión parásita es pequeña; esta limita la longitud máxima que se puede utilizar de fibra dopada con erbio en las condiciones del experimento.

La determinación de la longitud se realizó de manera experimental. En la siguiente figura se muestran los espectros medidos (mientras el AOM se mantuvo apagado) durante la determinación experimental de la longitud óptima de la fibra dopada con Erbio. Finalmente, el último espectro se midió cuando se activó el AOM y para evitar la generación laser los espejos de la cavidad laser se desalinearon. Los espectros medidos fueron registrados por la salida 1 colocando un medidor de espectros ópticos (OSA), a la vez que se inyectaba la señal de bombeo a su máxima potencia (300mW) a la fibra dopada con Erbio. Así que de este arreglo pudimos observar la emisión espontanea de la fibra excitada.

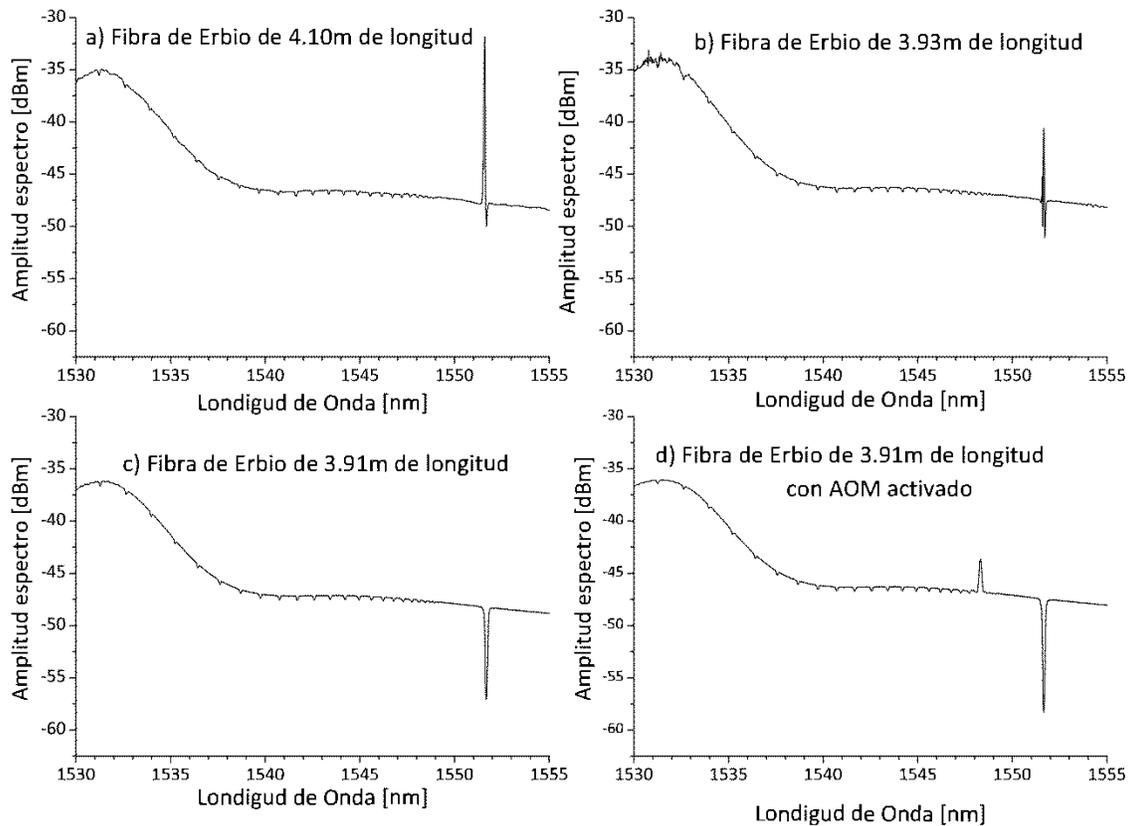


Figura 3.2 Espectros de emisión espontanea de fibra Erbío a diferentes longitudes.

En la captura de estos espectros comenzamos con una longitud de la fibra de Erbío de 4.10m; así en la figura 3.2a se aprecia que en el espectro de emisión espontanea de la fibra dopada con Erbío se presenta una emisión laser justo en la longitud de la rejilla de Bragg de 1551nm. Optamos por reducir la longitud de la fibra de Erbío y quitamos 17cm quedándonos una longitud de 3.93m, y como se aprecia en la figura 3.2b aun tenemos una emisión laser, además obsérvese que la emisión laser en 1551nm compite con otra emisión laser alrededor de 1531.5nm. Finalmente quitamos 2 cm más de fibra dopada quedándonos con una cavidad de 3.91m en donde la presencia de laseo desaparece. La figura 3.2d mostramos la emisión espontanea de la fibra de 3.91m cuando abrimos el AOM pero al estar las rejillas desfasadas no existe laseo. En una fase posterior de nuestro arreglo alineamos las rejillas FBG1 y FBG2 para generar señal laser.

La razón de evitar el laseo del sistema cuando el AOM se encuentre apagado, radica en eliminar fugas de energía cuando la calidad de la cavidad es baja (factor Q). De esta forma garantizamos que cuando generemos nuestro pulso laser, este será de muy alta potencia.

3.2.2 Detalles experimentales importantes: efecto de la velocidad de apertura en la característica de los pulsos generados en el laser Q-switch.

El AOM+driver tiene la capacidad de modificar su transmitancia de 0% a 100% (30% de la potencia real) según los requerimientos. Así la forma de la transmitancia del AOM dependerá de la señal de control. Para los experimentos posteriores consideramos importante caracterizar la respuesta óptica del AOM, para caracterizarlo usamos un generador de pulsos en el que podemos modificar la pendiente del pulso cuando este aumenta a su máximo valor o cuando disminuye hasta su mínimo valor. La pendiente del pulso de bajada para decrementar la transmitancia no mostro un efecto significativo en los experimentos por lo que nos concentramos en los resultados en la parte de la pendiente ascendente de la amplitud (T)

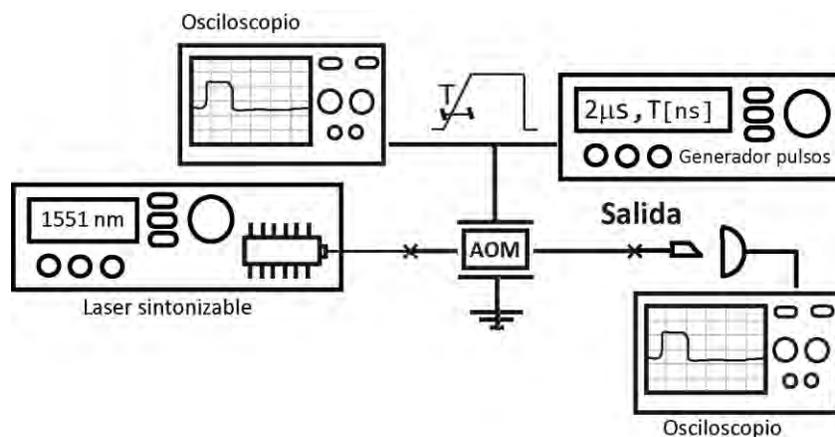


Figura 3.3 Arreglo experimental para la caracterización del AOM usado.

Las siguientes figuras corresponden a mediciones hechas por un osciloscopio a la señal de salida por el equipo generador de funciones enviada al driver del AOM y a la respuesta de la transmitancia del AOM a una señal de 1551nm emitida por un laser sintonizable y medida por un foto-detector a cada señal de control del equipo generador de funciones. Tal como lo tenemos descrito en el diagrama de la figura 3.3

En la Figura 3.4 graficamos la señal de control a diferentes pendientes. Mientras que en la Figura 3.5 graficamos las mediciones que el AOM generó en la transmitancia de una señal de 1551nm correspondiente a cada señal de control.

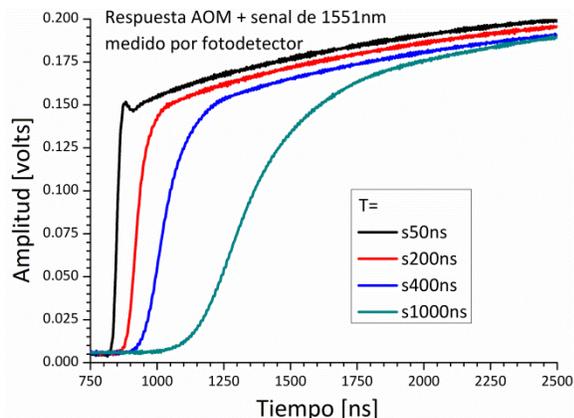
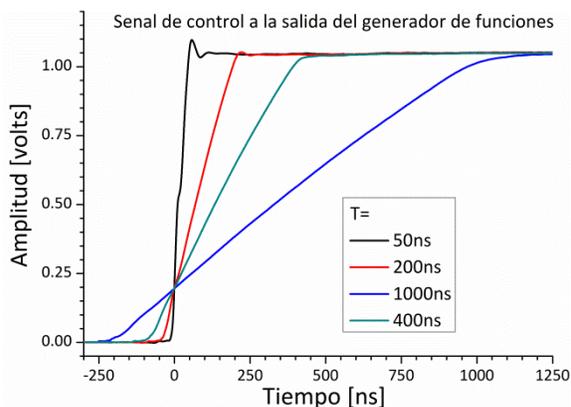


Figura 3.4 Señal medida a la entrada del driver AOM. Figura 3.5 Transmítancia del AOM a 1551nm.

Después de haber caracterizado la transmitancia del AOM en su cambio de pendiente, realizamos experimentos con la señal de control modificando la pendiente y a la par medir los efectos en los pulsos Qswitch. El arreglo experimental utilizado lo observamos en la Figura 3.6, que prácticamente es el mismo descrito en la Figura 3.1

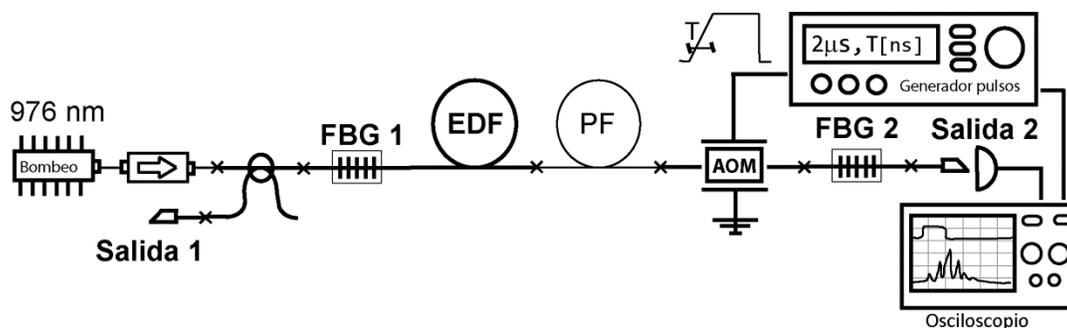


Figura 3.6 Diagrama experimental para la medición de pulsos Qswitch.

Cada pulso mostrado se genero con un pulso de control de 2μs con la pendiente de subida del pulso (T) de 50ns hasta 1000ns. La fuente de bombeo se ajusto a 200mW

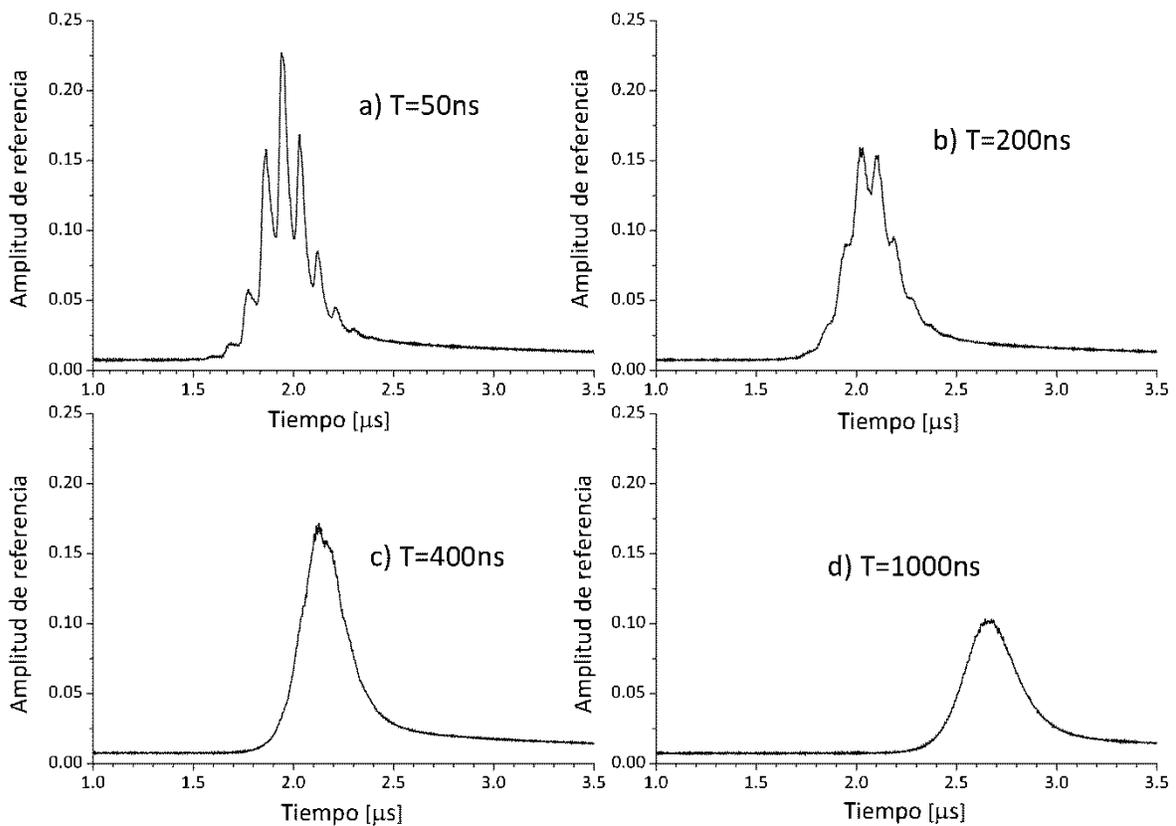


Figura 3.7 Pulsos de salida al variar la pendiente de subida del pulso de control en el AOM.

En la Figura 3.7a en el tiempo de 50ns de subida (mínimo permitido por el AOM) observamos que el pulso emitido por el laser consta de una estructura multi-pico y esta disminuye a medida que el tiempo de subida (T) aumenta hasta prácticamente desaparecer a tiempos de subida superiores a 500ns. Y aunque el perfil multi-pico desaparece el precio de esto es el decremento de la amplitud máxima hasta valores menores de la mitad del pulso generado con $T=50$ ns y un apreciable ensanchamiento del pulso generado.

La estructura multi-pico ya se ha descrito en muchos trabajos [ref], en algunos de ellos hablan de un efecto pseudo-ModeLocking y en otros explican de manera teórica y experimental las razones de este comportamiento multi-pico de los pulsos [5,17,18].

En resumen, cuando el tiempo de conmutación T del modulador acusto-óptico (AOM) es mayor que el periodo de la cavidad, el pulso no presenta esta estructura multi-pico o sub-modulación. En este arreglo el periodo de la cavidad es de 133ns (T_c), y mientras se cumpla la condición que $T_c > T$, los pulsos tendrán una estructura multi-pico, como se ha mostrado experimentalmente en la Figura 3.7

El AOM(Gooch & Housego, M111-2J-F2S) que se utilizó en su interior posee un cristal que se pone a oscilar a una frecuencia de 111MHz. Si la señal de voltaje AC se aplica al AOM, este oscila y la rejilla que sobre el cristal se forma conmuta la señal colimada del orden cero de difracción al orden 1, justo en el lugar donde tenemos el otro extremo del AOM. Así mientras exista una señal AC habrá paso de luz sobre el AOM. Este mecanismo a la señal le da un desfase de 222MHz por cada doble paso a través del AOM. La cavidad que se construyó posee una frecuencia de 7.49MHz (133ns) que difiere de 222MHz igual que los armónicos de 7.49MHz. Esta precaución se tomo para evitar que el laser generase una posible señal modelocking adicional a la salida.

De los resultados medidos obtuvimos que la transmisión máxima del AOM fue de 38%; y que con señales de control con pendiente inferior a 50ns el AOM en su cambio de pendiente ofrece una respuesta de su conmutación en 50ns. Así lo resumimos en la siguiente figura.

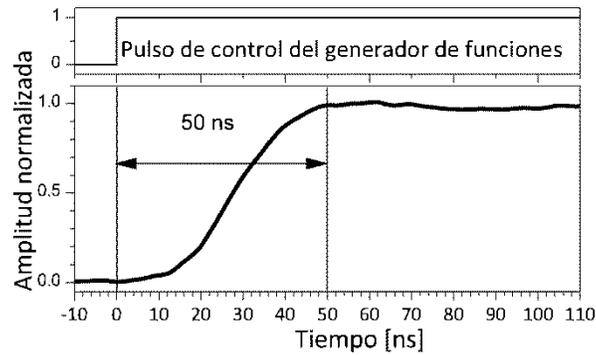


Figura 3.8 Curva de transmitancia del AOM en la conmutación de estado.

3.3 Modulación de la forma del pulso Q-switch en un laser de fibra óptica en modo Q-switch. SHAPER

Usando el arreglo laser descrito en la Figura 3.1 generamos pulsos Qswitch, justo cuando enviamos los pulsos de control al AOM. Los pulsos de control consisten en señales cuadradas con pendiente inferior a 50ns. De hacer esto, generamos pulsos Qswitch como los mostrados en la Figura 3.8.

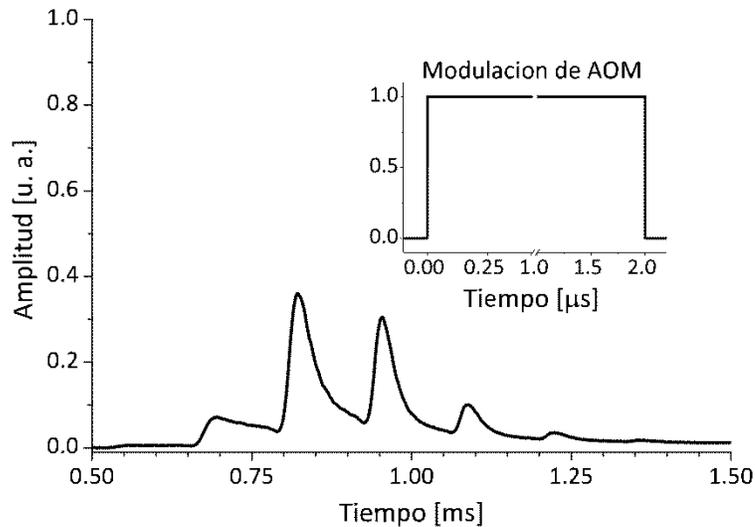


Fig 3.8. Pulso de salida generado con pulso de modulación cuadrada de ancho de $2\mu\text{s}$

Este pulso presenta una sub-modulación, la separación entre picos corresponde a 133ns, justo el tiempo de ida y vuelta de la luz dentro de la cavidad. Esto nos da información de que la energía almacenada en la fibra logra descargarse después de varios ciclos. En los primeros ciclos se emite poca energía; pero estos picos dentro de la cavidad retroalimentada van aumentando en amplitud y después cuando la energía almacenada decrece, la amplitud disminuye.

Luego añadimos una modulación en la misma señal de control; esta consistió en insertar una modulación cuadrada dentro del pulso de $2\mu\text{s}$. Así primero dejamos activado el AOM por un tiempo de 167ns y luego lo apagamos; dejamos desactivado el AOM por 97ns y volvemos activarlo hasta que termine el ciclo de $2\mu\text{s}$. Los resultados de esta modulación se aprecian en la Figura 3.9.

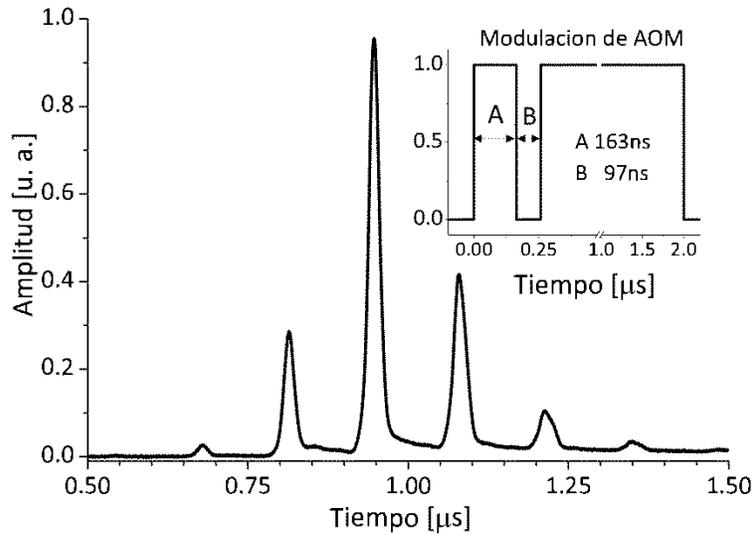


Fig 3.9. Pulso de salida con modulaci3n "SHAPER"

El pulso generado posee tambi3n una sub-modulaci3n y los picos tambi3n tienen una separaci3n entre ellos de 133 ns. La energa emitida por los pulsos tambi3n sigui3o siendo la misma, $\sim 2 \mu\text{J}$ en los dos casos. Pero la forma de los picos ha cambiado; ahora son m3s angostos y la amplitud m3xima ha aumentado. Las Figuras 3.8 y 3.9 se graficaron con la amplitud normalizada con respecto a la se1al obtenida en la Figura 3.9. As3 se puede observar que la amplitud obtenida en la se1al con esta modulaci3n adicional es de 2.5 veces mayor en comparaci3n con el de la figura 3.8.

Y sobre la forma de los picos estos ahora poseen una forma Gaussiana si los observamos con mayor detenimiento a diferencia de los picos anteriores que ten3an un decremento tipo Lorentziano. En las siguientes figuras mostramos los cambios f3sicos de los picos y un ajuste de curva para una mejor comparaci3n.

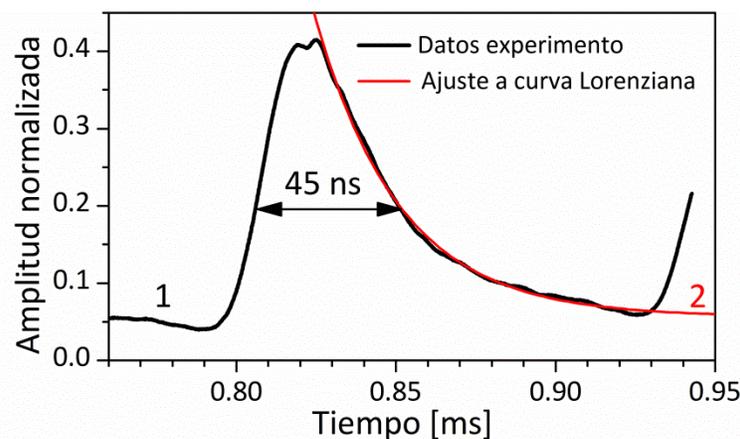


Fig 3.10. Pico de modulaci3n normal Fig 3.8 con ajuste a curva Lorentziana

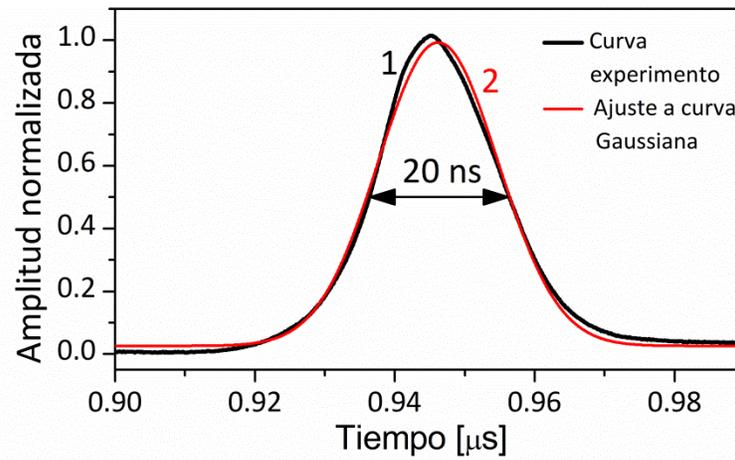


Fig 3.11. Pico de modulación “Shaper” Fig 3.9 con ajuste a curva Gaussiana

A esta modulación simple le dimos el nombre de “Shaper” porque cambia la morfología de los pulsos. También esta modulación puede generar pulsos hasta con periodo de picos de la mitad de los picos generados. Como el de la siguiente figura.

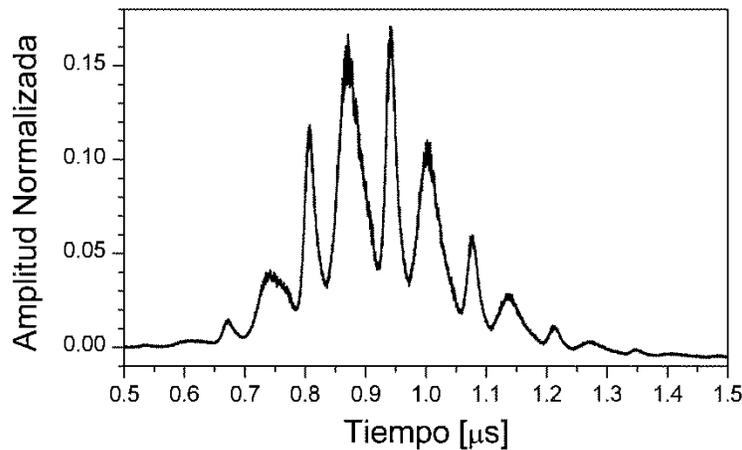


Fig 3.12. Pico de modulación “Shaper” Fig 3.9 con ajuste a curva Gaussiana

Las siguientes pulsos los generamos modificando la señal de modulación. En la Figura 3.13 alteramos la modulación alta variando de 311ns a 431ns dejando la modulación baja fija a 97ns y en la figura 3.14 modificamos ahora la parte baja variando de 97ns a 217ns dejando fija la parte alta en 311ns. En ambos casos el periodo del pulso total se mantuvo en 2 μ s.

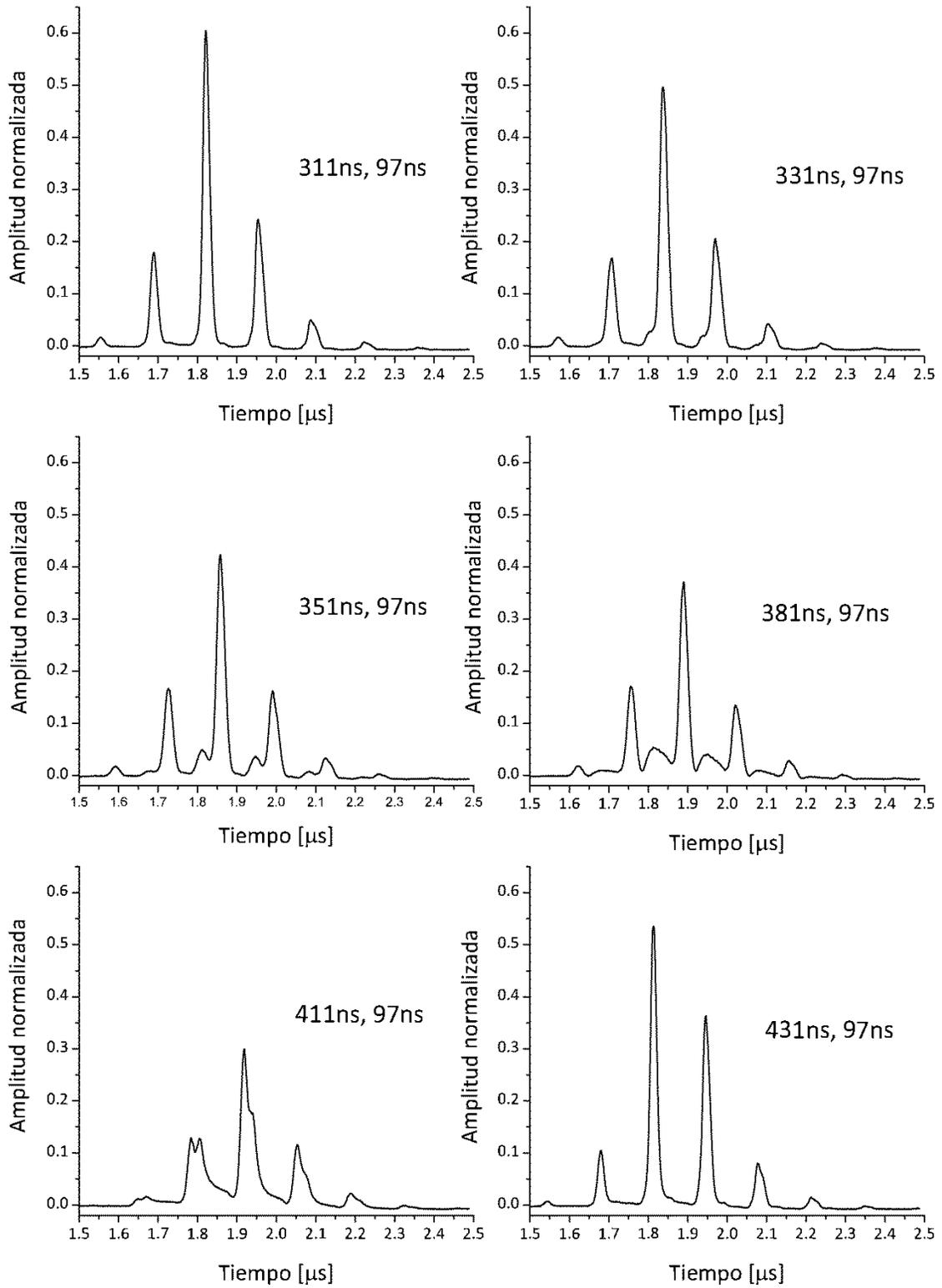


Fig 3.13. Pulsos generados, modificando la parte activa de 311ns a 431ns dejando fijo el tiempo bajo de 97ns

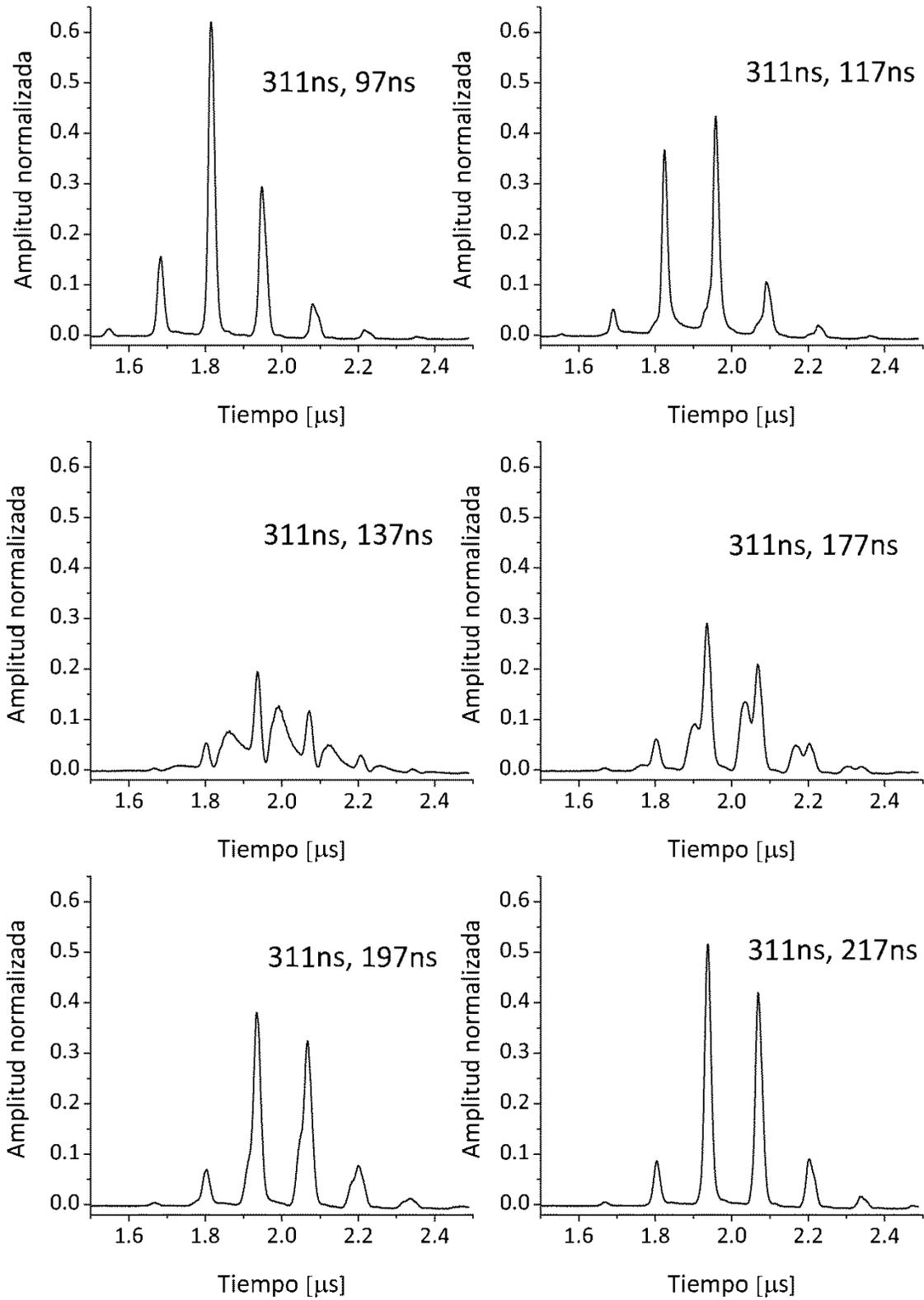


Fig 3.14. Pulsos generados, modificando la parte baja de 97ns a 217ns dejando fijo el tiempo alto de 311ns

3.4 Efectos especiales globales en el pulso. Modulación Gaussiana de pulsos gaussianos.

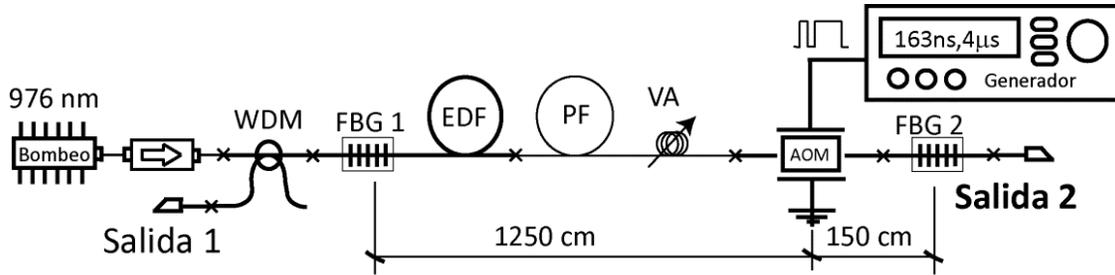


Fig 3.15 Configuración del QS-EDFL en un arreglo Fabry-Perot con un VA dentro de la cavidad.

Este arreglo experimental es exactamente el mismo que se ha estado utilizando durante los experimentos anteriores; salvo que la variante principal corresponde a un dispositivo (VA) que hemos adaptado dentro de la cavidad y utilizando la fibra pasiva ya instalada (PF) dentro del arreglo; este dispositivo es un atenuador variable (VA). Por el momento basta con mencionar que consiste básicamente en un arreglo donde enrollamos la fibra en un tubo de 2cm de diámetro, esto nos permite inducir sobre la fibra a la longitud de onda de la señal de 1551nm perdidas de ~ 1.01 dB por vuelta. En el capítulo 5 describiremos con mayor detalle la caracterización de este dispositivo.

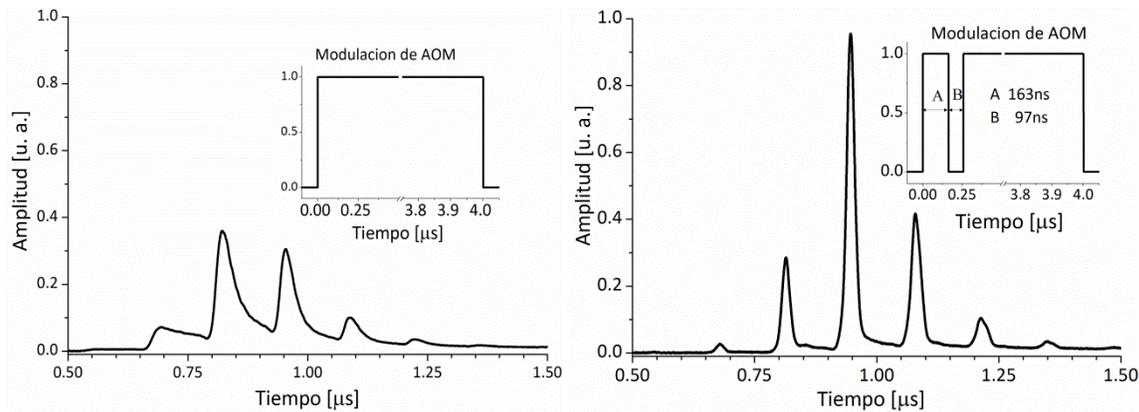


Fig 3.16a. Pulso de salida con modulación simple Fig 3.16b. Pulso de salida con modulación “SHAPER”

Ya se mostró que al utilizar una modulación tipo “Shaper” sobre el AOM los pulsos generados en el dispositivo laser tienen una morfología tipo Gaussiana. Y que esta modulación se reproduce en todos los picos que conforman el pulso. Esto se muestra en las siguientes figuras experimentales; a estas figuras se les añadió los valores de ancho de curvas tipo gauss en los que cada pico se fue ajustando. Y finalmente como ya se ha

hecho dentro de este capítulo se muestra el resultado del ajuste de una curva de tipo Gauss sobre uno de los picos obtenidos de manera experimental.

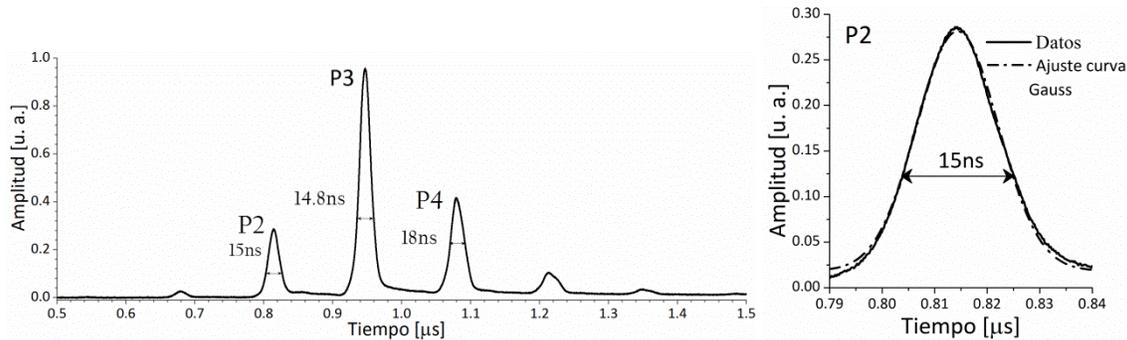


Fig 3.17 (a) Detalle de ancho de los picos P2,P3,P4 , (b) Comparación entre curva real y una de ajuste Gauss

Lo que no se ha mostrado, por que no es tan evidente es que usando los valores máximos de los picos se puede inscribir en una curva Gaussina que aparenta modular la amplitud de estos picos.

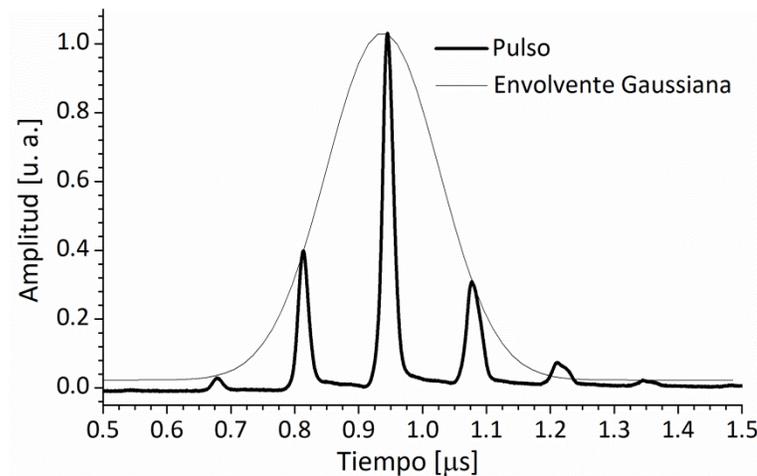


Fig 3.18 Curva Gaussiana inscrita sobre el pulso experimental y sus picos

Cuando aumentamos el valor de las pérdidas internas de la cavidad utilizando el VA, se puede observar que la amplitud de los picos disminuye y también que aumenta el número de picos; además se observa que sufren un desplazamiento en su conjunto. En el capítulo 5 explicaremos a mayor detalle las razones de este comportamiento. Por ahora obsérvese que los picos conservan su morfología gaussiana producida por la modulación tipo “Shapper” sobre el AOM; y también obsérvese que los valores máximos de estos picos quedan inscritos a un pulso Gaussiano más grande. De este pulso Gaussiano gigante se observa que se modifica su amplitud y ancho a medida que se aumenta el valor de las pérdidas internas de la cavidad.

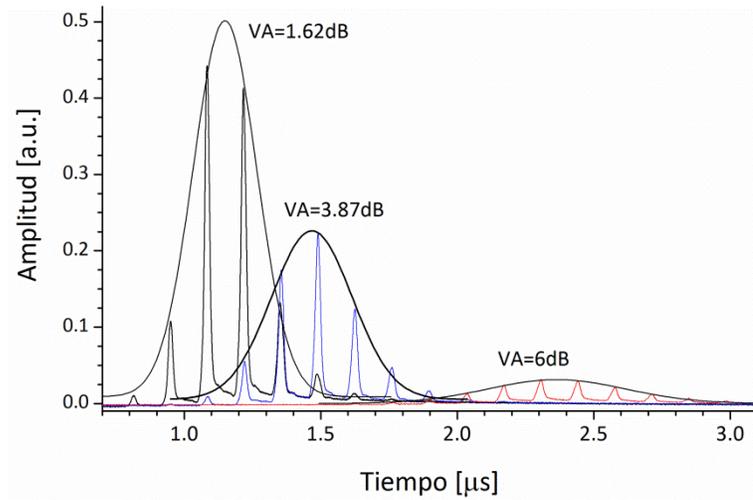


Fig 3.19 Curvas Gaussiana inscritas sobre los picos de pulsos experimentales a diferentes valores de pérdidas inducidas dentro de la cavidad.

En las siguientes gráficas se resumen los resultados de estas curvas gaussianas inscritas sobre los picos de los pulsos.

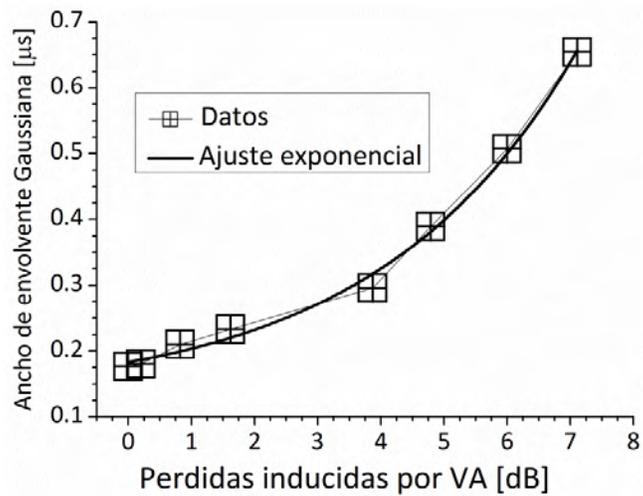


Fig 3.20 Ancho del pulso Gaussiano inscrito sobre los picos a diferentes valores de pérdidas inducidas.

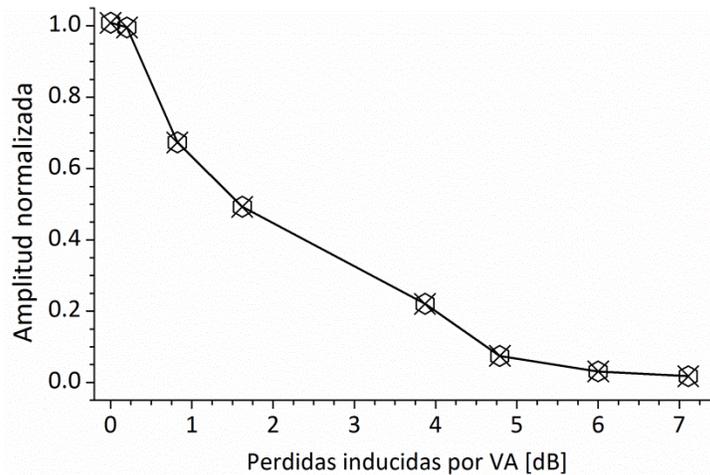


Fig 3.21 Curvas Gaussiana inscritas sobre los picos de pulsos experimentales a diferentes valores de pérdidas inducidas dentro de la cavidad.

3. c Conclusiones capítulo 3.

En este capítulo mostramos los resultados experimentales de los regímenes de operación del modulador Qswitch (AOM) y su impacto sobre la forma de los pulsos generados por el laser de fibra en modo de operación tipo Q-switch. Mostramos inicialmente que la longitud máxima de la fibra dopada con erbio no debe exceder los 4 metros para no generar señales laser residuales por el laser que cuando el AOM está apagado que afectarían el valor máximo de potencia que podemos obtener de nuestro dispositivo laser. También mostramos que cuando abrimos el AOM rápidamente en una modulación típica, los pulsos generados a su vez están conformados por subpulsos que son originados por cada ciclo completo de la cavidad, siendo el número de picos proporcional a la energía almacenada dentro de la fibra y a la capacidad del dispositivo para convertir esta energía almacenada en señal laser de 1550nm. El aumento de subpulsos dentro de los pulsos lo observamos cuando las pérdidas inducidas son mayores en los experimentos realizados utilizando nuestro atenuador (VA) variable.

En el experimento principal de este capítulo se mostró que cuando utilizamos una modulación de doble escalon, la morfología de los picos dentro del pulso cambian a una forma gaussiana, conservando la potencial total del pulso pero generando picos de mayor amplitud y de menor anchura. Si siguiésemos utilizando una modulación normal los subpulsos generados corresponderían a pulsos con un rápido crecimiento pero un decrecimiento exponencial de la parte trasera del subpulso. Como resultado de esta modulación especial generamos subpulsos de amplitud 2.5 veces más intensos que los pulsos obtenidos con la modulación clásica y con un ancho medido a 3dB del valor

máximo del pico de 20ns, ancho menor a los 45ns obtenidos de los picos en una modulación clásica.

Después se explicó que esta morfología en los pulsos se debe a la modulación del pulso semilla por el AOM justo en el espacio entre la pendiente de bajada y de subida del modulador en esta modulación especial “Shapper”. Si no hiciéremos esto de manera correcta los pulsos generados tendrían una morfología compleja. Mostramos como ejemplos otras modulaciones interesantes que generamos variando los parámetros de modulación del AOM.

Podemos concluir que el AOM influye de manera importante en la morfología de los pulsos generados, como un rol de un tipo “Shapper” como hemos nombrado a este efecto. También se mostró experimentalmente que la generación de estos subpulsos dentro del pulso principal es causada por la pendiente de encendido del AOM. Y repitiendo las conclusiones de [17], la generación de los subpulsos se debe principalmente al mecanismo de conversión de energía del laser de la potencia de bombeo a la señal laser y no al fenómeno de Self-modelocking.

Finalmente al final de este capítulo mostramos los resultados del análisis de los subpulsos obtenidos junto con la modulación “Shapper” y un dispositivo para aumentar el número de perdidas dentro de la cavidad. Estos subpulsos en su conjunto pertenecen a un pulso gigante también de tipo gaussiano. En el que al aumentar las perdidas indusidas su ancho aumenta y su amplitud disminuye. Hasta este momento no hay descrita una explicación certera de las razones de este comportamiento.

3.b Bibliografía capítulo 3.

- [1] L. Escalante-Zarate, Y. O. Barmenkov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, “Q-Switch Modulator as a Pulse Shaper in Q-Switched Fiber Laser,” *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 24, NO. 4, FEBRUARY, pp. 312-314 (2012)
- [2] Y. Okamoto, R. Kitada, Y. Uno, and H. Doi, “Cutting of solid type molded composite materials by Q-switched fiber laser with high performance nozzle,” *J. Adv. Mech. Des. Syst. Manuf.*, vol. 2, no. 4, pp. 651– 660, 2008.
- [3] J. Cascante-Vindas, A. Diez, J. L. Cruz, and M. V. Andres, “Supercontinuum Q-switched Yb fiber laser using an intracavity microstructured fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 23, pp. 3628–3630, 2009.
- [4] W. Shi, *et al.*, “High-power all-fiber-based narrow-linewidth singlemode fiber laser pulses in the C-band and frequency conversion to THz generation,” *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, no. 2, pp. 377–384, Mar./Apr. 2009.
- [5] S. Adachi and Y. Koyamada, “Analysis and design of Q-switched erbium-doped fiber lasers and their application to OTDR,” *J. Lighw. Technol.*, vol. 20, no. 8, pp. 1506–1511, Aug. 2002.

- [5] Y. Wang and C.-Q. Xu, "Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and nonlinear processes," *Progress Quantum Electron.*, vol. 31, nos. 3–5, pp. 131–216, 2007.
- [6] S. A. Kolpakov, *et al.*, "Distributed model for actively Q-switched erbium-doped fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 7, pp. 928–934, Jul. 2011.
- [7] P. Roy and D. Pagnoux, "Analysis and optimization of a Q-switched erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 235–240, 1996.
- [8] C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Doubly active Q switching and mode locking of an all-fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 18, pp. 2709–2711, Sep. 2009.
- [9] R. Xin and J. D. Zuegel, "Amplifying nanosecond optical pulses at 1053 nm with an all-fiber regenerative amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 14, pp. 2605–2607, 2011.
- [10] A. Malinowski, K. T. Vu, K. K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. J. Lin, and D. J. Richardson, "High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping," *Opt. Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20927–20937, 2009.
- [11] J. Cascante-Vindas, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Supercontinuum Q-switched Yb fiber laser using an intracavity microstructured fiber," *Opt. Lett.* **34**(23), 3628–3630 (2009).
- [12] W. Shi, M. A. Leigh, J. Zong, Z. Yao, D. T. Nguyen, A. Chavez-Pirson, and N. Peyghambarian, "High-power all-fiber-based narrow-linewidth single-mode fiber laser pulses in the C-band and frequency conversion to THz generation," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**(2), 377–384 (2009).
- [13] C. Cuadrado-Laborde, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, A. Díez, J. L. Cruz, and Y. O. Barmenkov, "Transformlimited pulses generated by an actively Q-switched distributed fiber laser," *Opt. Lett.* **33**(22), 2590–2592 (2008).
- [14] S. Adachi and Y. Koyamada, "Analysis and design of Q-switched erbium-doped fiber lasers and their application to OTDR," *J. Lightwave Technol.* **20**(8), 1506–1511 (2002).
- [15] R. J. De Young and N. P. Barnes, "Profiling atmospheric water vapor using a fiber laser lidar system," *Appl. Opt.* **49**(4), 562–567 (2010).
- [16] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(11), B63–B92 (2010).
- [17] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. D. Guzman-Chavez, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, A. Díez, and M. V. Andrés, "Distributed Model for Actively Q-Switched Erbium-Doped Fiber Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **47**(7), 928–934 (2011).
- [18] Y. Wang and C.-Q. Xu, "Switching-induced perturbation and influence on actively Q-switched fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **40**(11), 1583–1596 (2004).
- [19] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Artech House, 1999), Chap. 2.

[20] M. J. F. Digonnet, ed., *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd ed. (Marcel Dekker, 2001, p. 568). 11. V. Gapontsev, V. Fomin, A. Ount, and I. Samartsev, "100 kW ytterbium fiber laser," *Proc. SPIE* **3613**, 49–54 (1999).

[21] R. Xin and J. D. Zuegel, "Amplifying nanosecond optical pulses at 1053 nm with an all-fiber regenerative amplifier," *Opt. Lett.* **36**(14), 2605–2607 (2011).

Capítulo 4

Configuraciones laser EDF de Q-switch activo “Smart Qswitch” y “Smooth”

4.0 Descripción de capítulo

En este capítulo se mostrara el diseño y los resultados de una novedosa propuesta de arreglo laser de fibra óptica dopada de Erblio en modo Q-switch activo que llamamos “Smart Qswitch”. De este arreglo los pulsos obtenidos están libres de sub-modulación poseen un ancho temporal de 17.3ns y una amplitud máxima de 76W y su perfil es cuasi-Gaussiano. La principal idea de este arreglo es la de eliminar una de las componentes de las ondas propagantes generadas al momento de abrir el canal.

En la segunda parte de este capítulo expondremos otra configuración laser de fibra óptica de Erblio en modo Q-switch activo bajo un diseño de cavidad simétrica, llamado “Smooth”. De este novedoso arreglo obtenemos pulsos lisos con un ancho temporal de 30ns y una potencia pico de 40W.

Estos dos arreglos propuestos cumplen con las características de los láseres del tipo “Pulse ondemand”, es decir generan pulso laser cuando el usuario lo requiere.

[27][28][29]

4.1 Introducción

Una técnica para generar pulsos cortos y de gran amplitud es la de Q-switch. La implementación de arreglos que permitan obtener pulsos lisos y estables es muy deseada para una gran cantidad de aplicaciones. Por ejemplo, los dispositivos laser de fibra óptica en modalidad Q-switch activo que operan en la región del espectro segura para la vista gozan actualmente de un gran interés en varias áreas de la ciencia pura y áreas tecnológicas. Estos dispositivos ya son utilizados por ejemplo en: aplicaciones para marcado y corte, dispositivos para la generación de señales en súper-continuo, conversores no-lineales de frecuencia, sensores distribuidos basados en fibra óptica, en aplicaciones de reflectometría óptica en el dominio del tiempo como los OTDRs, sistemas de detección de luz y rastreo (LIDAR), etc.^[ref]

4.2 Smart Q-switch

4.2.1 Arreglo experimental

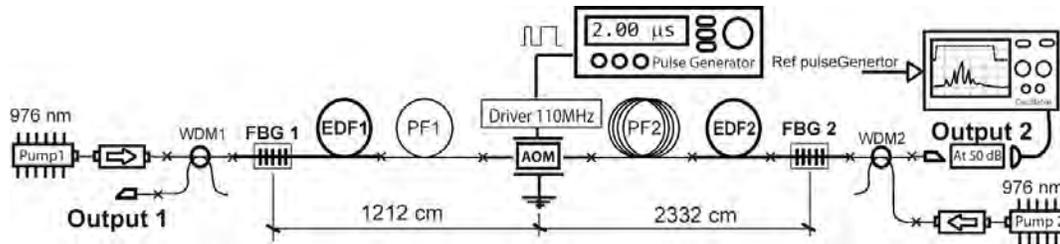


Figura 4.1 Configuración experimental del arreglo AQS-EDFL principal.

En esta configuración la cavidad la conforman 2 brazos.

Brazo 1:

- Cuatro metros de fibra óptica dopada con erbio de baja concentración de dopante. Esta fibra comercial dopada con Erblio el vendedor la identifica como Metrogain (M5-980-125)
- Siete metros de fibra óptica mono-modo (fibercore- 980HP) Se eligió esta fibra porque sus parámetros ópticos son muy similares a la fibra de erbio por lo que se logra minimizar las pérdidas entre empalmes.
- Un AOM con salidas acopladas a fibra SMF-28 (Gooch&Housego, M111-2J-F2S) con 50 cm de fibra SMF-28 en cada lado de sus extremos (fibra que ya viene insertada en el módulo desde fábrica) Internamente el AOM consta de un cristal, y el control de oscilación de este se realiza por medio de un driver, que opera a una frecuencia de 111MHz. El *driver* de este módulo es controlado por un generador de pulsos.
- FBG1 es una rejilla de baja reflectividad (98%) esta rejilla se grabo directamente en la fibra dopada de erbio después de ser sensibilizada con la técnica de hidrogenización. La principal intención de grabar esta rejilla directamente en la fibra de Erblio fue la de eliminar un empalme y así reducir las pérdidas de la cavidad.
- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Esté laser se utilizo en el sistema como fuente de bombeo de la fibra activa de erbio, junto a esta fuente de bombeo agregamos un opto-aislador colocado a la salida del laser semiconductor. El opto-aislador es vital para la seguridad de nuestra fuente de bombeo. La salida laser y la fuente de bombeo coinciden en la misma ruta de flujo de potencia de salida, considerando que la salida

laser es de algunas decenas de watts, el wdm dejará pasar algo de potencia remanente que iría directo hacia nuestro laser de bombeo, así que la función de este opto-aislador es la desviar aquellas señales que viajen en la dirección contraria a su funcionamiento.

- Un WDM 980/1550nm. Utilizado para acoplar la señal de bombeo al arreglo y sacar la señal de salida laser.

Brazo 2:

- Cuatro metros de fibra óptica dopada con erbio de baja concentración de dopante. Esta fibra comercial dopada con Erblio el vendedor la identifica como Metrogain (M5-980-125)
- Quince metros de fibra óptica mono-modo (fibercore- 980HP) Se eligió esta fibra porque sus parámetros ópticos son muy similares a la fibra de erbio por lo que se logra minimizar las pérdidas entre empalmes.
- FBG2 es una rejilla de baja reflectividad (30%) que corresponde a la salida principal del laser, esta rejilla se grabo directamente en la fibra dopada de erbio después de ser sensibilizada con la técnica de hidrogenización.
- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Esté laser se utilizo en el sistema como fuente de bombeo de la fibra activa de erbio, junto a esta fuente de bombeo agregamos un opto-aislador colocado a la salida del laser semiconductor.
- Un WDM 980/1550nm. Utilizado para acoplar la señal de bombeo al arreglo y sacar la señal de salida laser.

4.2.2 Historia del pulso generado.

En el arreglo experimental antes descrito, realizamos una serie de mediciones para observar la dinámica de la salida láser en una modulación cuadrada de ancho de $2\mu\text{s}$.

En cada medición el pulso de salida se fue grabando en memoria. Se usó un pulso de control cuadrado al que en cada medición se fue incrementando en su ancho temporal. En los primeros datos el pulso generado tiene muy poca amplitud, pero a medida que aumentamos el ancho temporal de la señal de control la amplitud crece considerablemente. Para poder medir el historial del pulso fuimos ampliando la magnitud del atenuador de entrada al foto-detector. Así logramos obtener un rango de amplitud de

hasta 70dB. La representación elegida fue en escala logarítmica para poder apreciar cada uno de los picos formados en la cavidad.

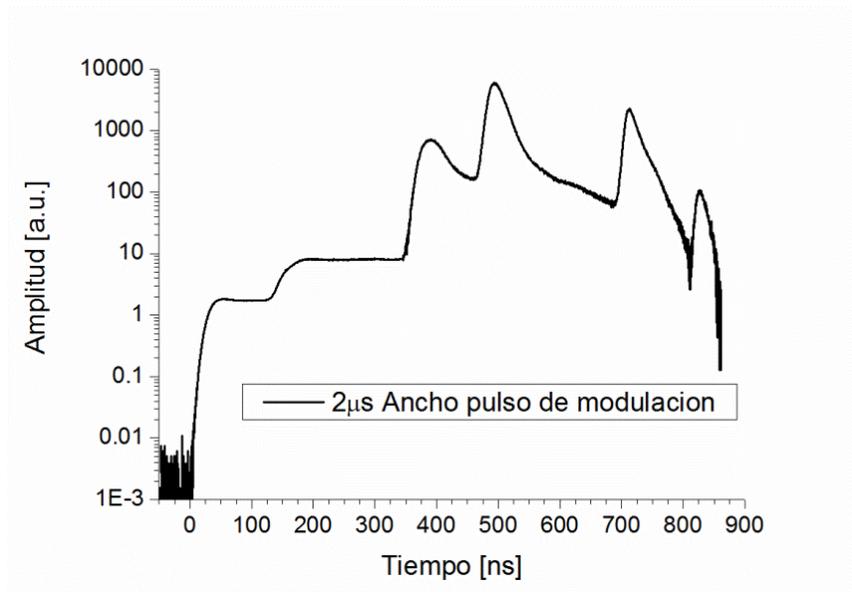


Figura 4.2 Historia del pulso generado

4.2.3 Etiquetado de picos de salida.

En el capítulo anterior mencionamos la condición principal para generar una estructura múltiplo en el pulso de salida. Así cuando el tiempo de conmutación T del modulador acusto-óptico (AOM) es menor que el periodo de la cavidad, el pulso de salida presenta una estructura multi-pico o sub-modulación.

También en el capítulo anterior explicábamos que existe un límite en la longitud máxima de la fibra activa, en los experimentos esta longitud máxima fue de 4m. En este experimento aumentamos la longitud de la fibra activa al doble respetando las condiciones experimentales anteriores, se logró dividiendo la cavidad en 2 brazos, cada uno con una fibra óptica activa no mayor de 4m; así logramos tener una cavidad de 8m.

Pero ahora por cada brazo se generará un patrón de pulsos. Optamos por desbalancear la longitud de cada brazo en un arreglo asimétrico con la intención de separar de manera temporal los pulsos. En el arreglo experimental, la salida laser será por la rejilla 2 (FBG2). Para referencias posteriores definimos a continuación la designación de los pulsos de salida. En la siguiente figura la longitudes de cada brazo se transformó su equivalente en tiempo, usando el conocimiento del valor de la velocidad de la luz en un medio con índice de refracción de 1.45.

También para clarificar la generación de los picos por cada brazo, representamos la cavidad en espejo dejando la salida laser en el centro (FBG2).

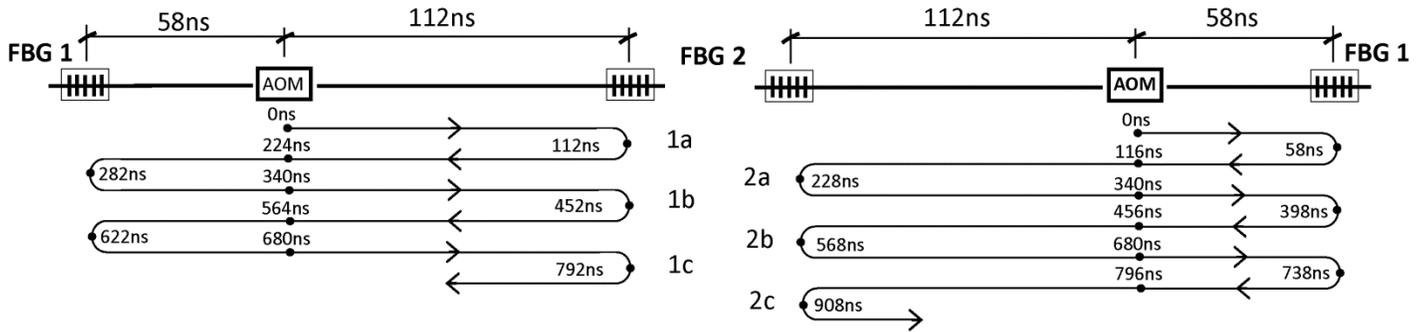


Figura 4.3 Generación de picos y su flujo temporal. Izquierda picos generados por el brazo 1, y en la derecha picos generados por el brazo 2.

El flujo luminoso en el brazo 1 al abrir el AOM en el tiempo Cero, pasa a la cavidad del brazo 2. Y después de 112ns sale este flujo por la rejilla FBG 2, que a su vez se refleja una parte de este flujo nuevamente de regreso, después de 340ns vuelve a salir por la rejilla 2 después de que el pico que anteriormente se había formado atraviesa los dos brazos de ida y vuelta. Y así este pico cada 340ns saldrá por la rejilla 2 hasta que se agote la energía almacenada en la fibras.

Por el otro brazo también al abrir el AOM también existe un flujo luminoso que penetra al brazo 1. Pero este flujo luminoso su salida por la rejilla FBG 2 ocurre en un tiempo diferente. Esta fue la principal razón por la que se armó un arreglo asimétrico.

De la figura 4.3 mostramos la asignación temporal de los picos de salida, usando el número 1 ó 2 para indicar el brazo donde se genera el flujo luminoso y las letras en orden alfabético, describen el orden de ocurrencia temporal. Estos picos y su ocurrencia a la salida de la FBG 2 se pueden apreciar en la Fig 4.2 (Por error en la escala temporal ahora reste solo 112ns a los tiempos propuestos en la figura 4.3 y verifique)

4.2.5 Pulso de salida vs modulación especial

Usando el arreglo laser descrito en la Figura 4.1 generamos pulsos Qswitch, justo cuando enviamos los pulsos de control al AOM, condición del concepto de “Pulse of Demand”. Los pulsos de control consisten en señales cuadradas con pendiente inferior a 50ns. Así los pulsos generados por el arreglo Qswitch se ven en escala lineal como los mostrados en la Figura 4.4 a o en escala logarítmica se ven como los de la figura 4.2.

En la figura 4.4a anexamos los picos inferiores que no se aprecian pues la diferencia relativa entre los primeros picos y los segundos generados es de alrededor de 3 órdenes de magnitud (1:1000).

En la figura 4.4b mostramos los picos generados, al introducir en el AOM una modulación de doble escalón. Al igual que en el caso de la configuración “Shaper” el laser se rompe en picos independientes y de un perfil Cuasi-Gaussiano. Así el pico resultante es ~2.5 veces más grande que el pico máximo obtenido cuando se usa modulación cuadrada simple. Seguido a este pico tenemos pequeños picos remanentes. Observe que aun los picos iniciales existen pero son de un valor tan pequeño que en la escala del pulso mas grande no se aprecia.

Finalmente en la figura 4.4c realizamos otra modificación a la señal de control y recortamos la señal por debajo de los $2\mu\text{s}$. También se observa que la potencia máxima pico es mayor que en la situación antes descrita. La razón de este comportamiento se debe a que los pulsos remanentes ya no se generan y la fibra activa posee mas energía que finalmente entrega al pulso mayor.

De las gráficas 4.4b y 4.4c el pulso generado por este laser, se moldea en dos momentos de la modulación especial, cuando apagamos el AOM y cuando volvemos a prenderlo. En la figura 4.5 volvemos a mostrar el perfil de la respuesta temporal del AOM, donde se aprecia que la pendiente de subida tiene una magnitud de 50ns.

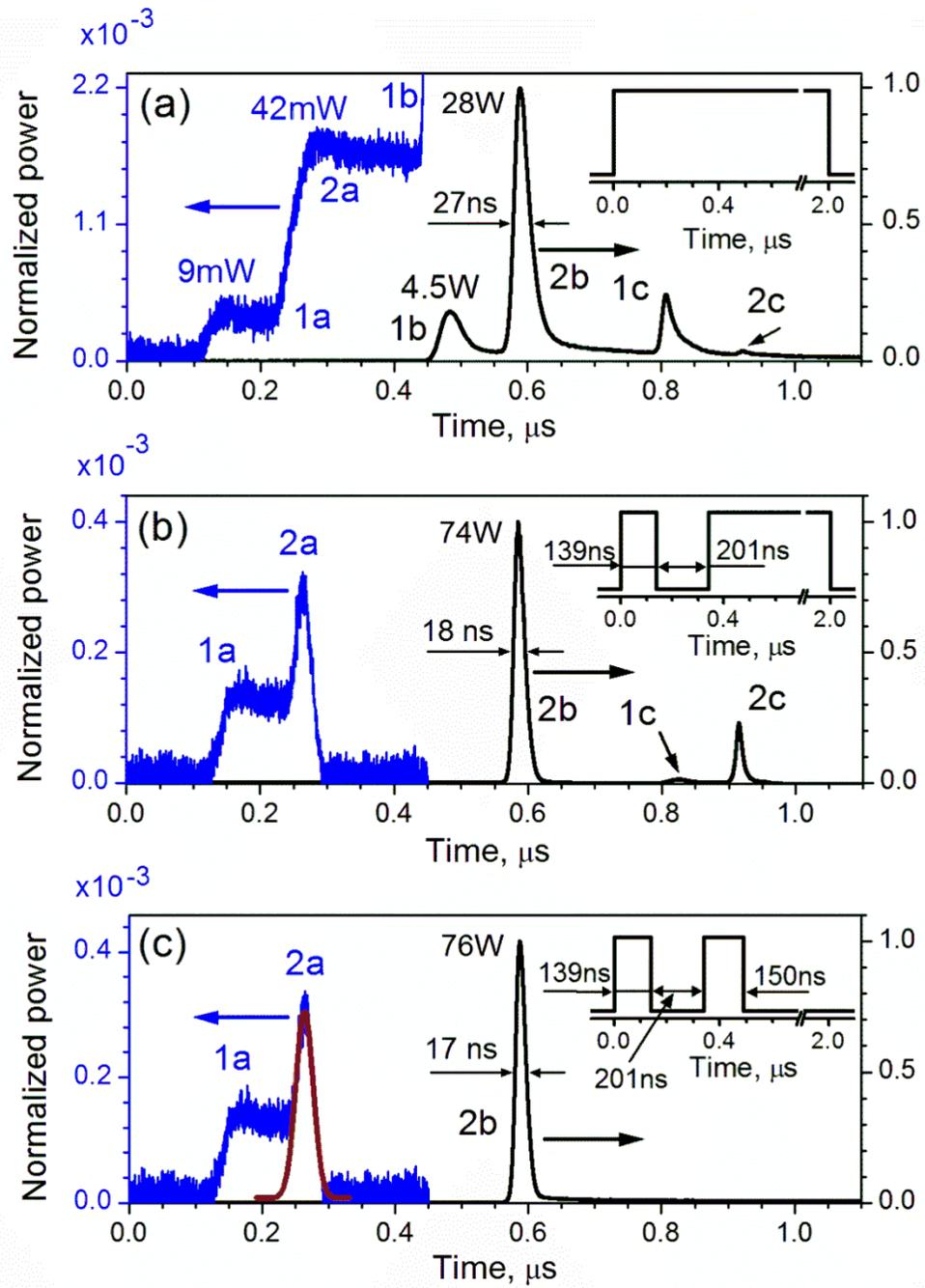


Fig 4.4 Modulación Vs Pulso de salida

La secuencia de eventos es la siguiente:

- 1) En el tiempo Cero el canal del AOM se cierra, el pico 1a se dirige hacia FBG2 y el pico 2a se dirige hacia FBG 1.
- 2) Mientras el canal del AOM se encuentra cerrado el pico 2a tiene el tiempo suficiente para llegar primero a FBG1, reflejarse y pasar apenas por el AOM. Por el otro lado el pico 1a al recorrer una mayor distancia solo le alcanza el tiempo para llegar a FBG 2 y reflejarse, pero al llegar al AOM este se encuentra abierto y el pico 1a se pierde.
- 3) El pico 2a después de haber pasado apenas por el AOM sigue su trayectoria y llega a FBG 2 y regresa convirtiéndose ahora en 2b.
- 4) Justo cuando el pico 2b vuelve a pasar por el AOM; coincide en tiempo con el cierre del canal en el AOM. En ese mismo momento también se genera otro pico del brazo 1 hacia el brazo 2 (el nuevo 1a), pero como el pico 2b ha pasado por las dos fibras activas en un ciclo completo posee una magnitud superior al otro pico formado.
- 5) Mientras el canal del AOM nuevamente se encuentra cerrado, el nuevo pico 1a vuelve a llegar a FBG 2 y regresa. El pico 2b durante este tiempo llega a FBG 1 y nuevamente se refleja y pasa por el canal cerrado del AOM.
- 6) Volvemos a abrir el canal del AOM, el nuevo pico 1a se topa con el canal abierto del AOM y se pierde, mientras que el pico 2b ya ha cruzado FBG 2 y el resto que se refleja siendo ahora el 2c se encontrará con que el canal del AOM esta abierto y se perderá este flujo luminoso.

Como resultado sobre la cavidad hemos formado un solo pulso. Aunque existen pulsos iniciales (1a y 2a) estos por su magnitud pueden despreciarse. Es interesante notar en el evento 2, en que la frase “2a apenas logra pasar” se refiere a que cuando el frente del flujo luminoso ha pasado cerramos el AOM, el efecto que observamos es similar al mostrado en la figura 4.4b. Y en el evento 4, en la frase “el 2b cruza por el AOM coincidiendo en el tiempo de apertura”, se interpreta que cortamos el perfil de frente, quedando un perfil del pulso similar al del mostrado en la figura 4.4c. Es decir moldeamos el pulso justo en la modulación interna del pulso de control.

4.2.6 Resumen de resultados Smart Qwitch.

El pulso generado por nuestro arreglo tiene una amplitud máxima de 76W y un ancho temporal de 17.5ns. Este pulso posee un perfil temporal Gaussiano, Figura 4.6

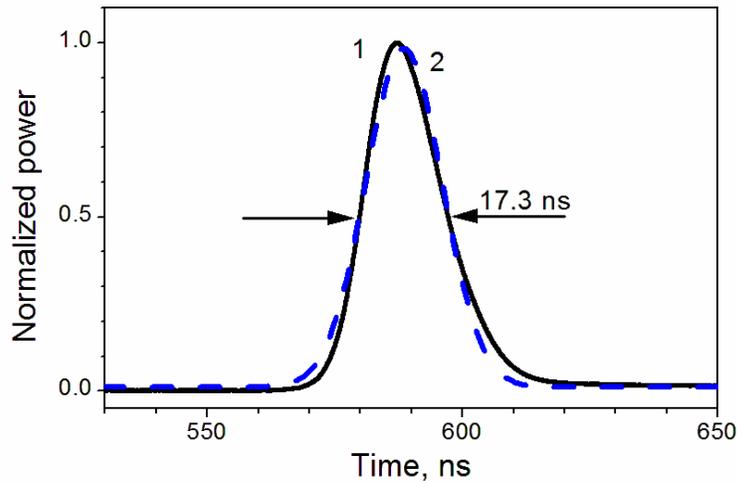


Figura 4.6 Característica del pulso generado

Al variar la frecuencia de generación de la señal de control observamos la característica de amplitud y ancho temporal como se describe en las gráficas de la figura 4.7. Aquí se observa que para frecuencias de operación inferiores a 1KHz la respuesta en amplitud y ancho temporal del pulso generado es la misma 76W y 17.5ns. Si aumentamos la frecuencia de operación por arriba de 1KHz, la amplitud disminuye y el ancho temporal aumenta.

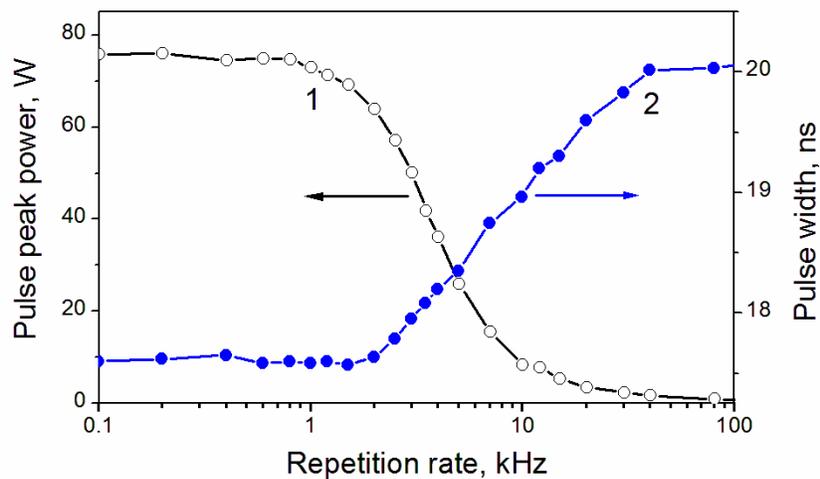


Figura 4.7 Característica del pulso generado

4.3 "SmoothQswitch"

En este apartado describiremos otra configuración en la que también generamos pulsos sin sub-pulsos. A diferencia de la configuración "SMART"; en esta la cavidad es corta y simétrica a excepción de los valores de reflectividad de las rejillas de Bragg en los extremos (espejos). Esta arreglo láser se conceptualizó primero de manera teórica, usando el modelo se predijo el resultado y después se realizó el experimento, para corroborar lo esperado. En la introducción describimos brevemente las características del modelo teórico^[5], este modelo inicio su desarrollo poco antes que este trabajo de tesis y muchos de los resultados experimentales obtenidos durante este trabajo (capítulo 3, 4 y 5) se contrastaron con los obtenidos por el modelo. Así en muchos resultados experimentales pudimos contrastarlos con resultados del modelo. Algunas gráficas de se en contrastan con los valores obtenidos por el modelo.

4.3.1 Límite de estructura liza "smooth" y estructura multipico.

Hasta este punto hemos descrito básicamente 2 configuraciones láser una asimétrica, ejemplo de esta fue el arreglo "Shaper" y una cuasi simétrica el arreglo "Smart". En un láser de fibra bajo un arreglo Fabry-Perot, se puede armar 2 familias de estructuras de pendiendo de la posición en la que coloquemos el AOM. La configuración asimétrica (A) se forma cuando el AOM lo colocamos en un extremo; y la configuración simétrica (S) cuando lo colocamos el AOM justo en medio, pueden existir variantes entre estas dos configuraciones. Ejemplo de esto son los dos diagramas de la siguiente figura.

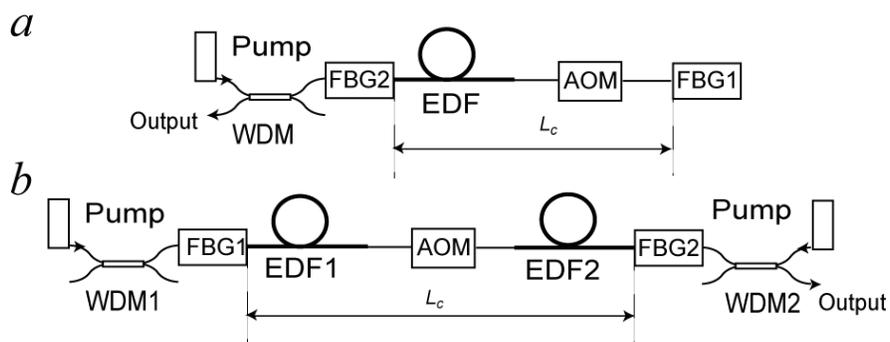


Figura 4.8 Ejemplos de láseres en configuración Fabry-Perot. (a) Asimétrica (A) y (b) Simétrica (S)

En los párrafos anteriores se menciona que una simple condición a cumplir para obtener de nuestra cavidad láser pulsos sin una estructura multipico es que: $T_c < T$ el tiempo que tarda en atravesar la luz la cavidad (T_c) sea menor que el tiempo de apertura

del modulador (T). En la realidad podemos extender este límite un poco mas suponiendo que la amplitud de los subpulsos es tan pequeña que no se distinguen o podamos despreciar este efecto. Y además en la configuración simétrica el efecto de subpulsos se presenta bajo otra condición.

Usando el modelo en la descripción de pulsos de salida para diferentes condiciones de operación entre longitud de la cavidad y el tiempo de apertura del AOM obtuvimos la gráfica mostrada en la figura 4.9. Así es posible distinguir 3 zonas. La primerazona (I) en ambas configuraciones los pulsos obtenidos tienen una estructura lisa. La zona (II) en la configuración asimétrica ya tenemos estructura multipicos mientras que en configuración simétrica aun no ocurre de manera observable este efecto. Y finalmente la zona (III) donde en ambas configuraciones presentan un perfil multipico en el pulso generado por el laser.

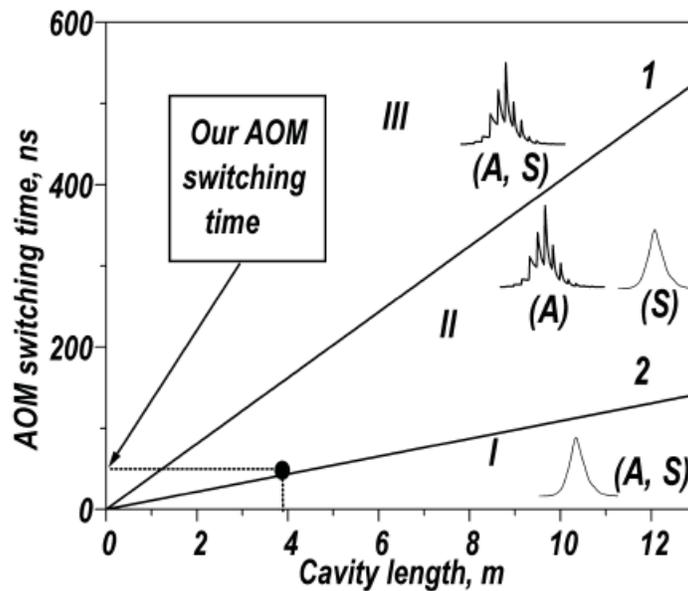


Figura 4.9 Tiempo de apertura del AOM vs Longitud de la cavidad

En el capítulo 3 tenemos un ejemplo de un laser asimétrico y el tipo de pulso generado. Usando los resultados de la grafica en la figura 4.9 podemos diseñar un laser simétrico que genere pulsos lisos.

4.3.2 Configuración experimental "SmoothQswitch"

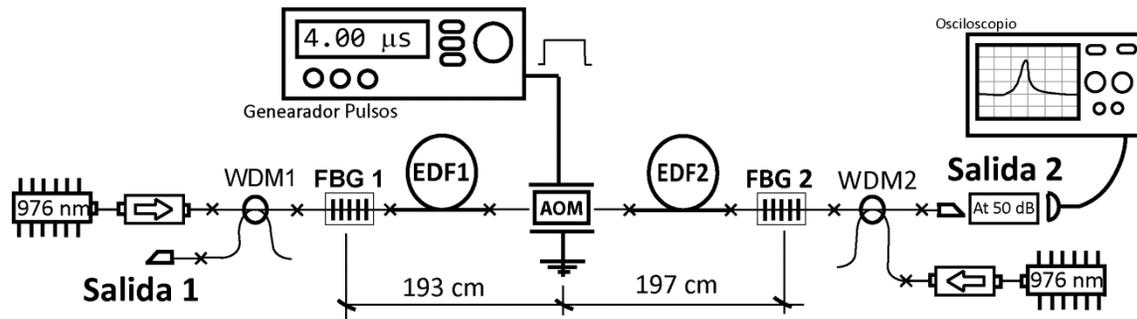


Fig 4.9. Configuración para generación de pulso smooth

Brazo 1 y 2:

- Un metro de fibra óptica dopada con erbio de media concentración de dopante. Esta fibra comercial dopada con Erblio el vendedor la identifica como Metrogain (M12-980-125)
- Un AOM con salidas acopladas a fibra SMF-28 (Gooch&Housego, M111-2J-F2S) con 50 cm de fibra SMF-28 en cada lado de sus extremos (fibra que ya viene insertada en el módulo desde fábrica) Internamente el AOM consta de un cristal, y el control de oscilación de este se realiza por medio de un driver, que opera a una frecuencia de 111MHz. El *driver* de este módulo es controlado por un generador de pulsos.
- FBG1 es una rejilla de baja reflectividad (98%) esta rejilla se grabo directamente en la fibra dopada de erbio después de ser sensibilizada con la técnica de hidrogenización. La principal intención de grabar esta rejilla directamente en la fibra de Erblio fue la de eliminar un empalme y así reducir las pérdidas de la cavidad.
- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Esté laser se utilizo en el sistema como fuente de bombeo de la fibra activa de erbio, junto a esta fuente de bombeo agregamos un opto-aislador colocado a la salida del laser semiconductor.
- Un WDM 980/1550nm. Utilizado para acoplar la señal de bombeo al arreglo y sacar la señal de salida laser.

4.3.4 Resumen de resultados

El pulso obtenido tiene 30.4ns de ancho temporal y una amplitud máxima de 40W. Este pulso propuesto es del tipo “Pulse of demand”, cumplir esta condición limita la longitud máxima de la fibra activa para evitar fugas energéticas, y esto a su vez limitaría la máxima ganancia obtenida por la fibra dopada. Además de las limitaciones experimentales inherentes en cualquier laboratorio; es decir se realizó el experimento con el equipo y recursos a nuestro alcance.

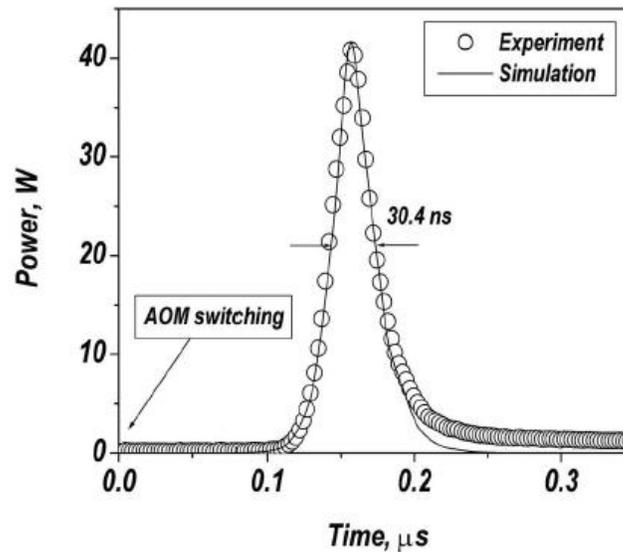


Fig 4.10 Pulso obtenido de la configuración “Smooth”

Para verificar la repetibilidad del pulso generado y observar su estabilidad via la presencia de efecto de “Jitter”; se realizó una observación en el osciloscopio (Fig 4.11). Para generar esta figura utilizamos una función especial del osciloscopio que nos permite tomar varias imágenes de pulsos sin refrescar la pantalla. El arreglo laser “Smooth Q-switch” se controló con la señal de control (pulso cuadrado de $2 \mu s$ de ancho) con una repetición de 100 señales de control por segundo. Esta misma señal de control se envió a la entrada de disparo del Osciloscopio y así de este modo sincronizamos la señal de control y la señal generada por el láser.

Se tomaron las muestras de pulsos por unos cuantos segundos en el osciloscopio y se para la captura. Dando como resultado lo observado en la figura 4.11

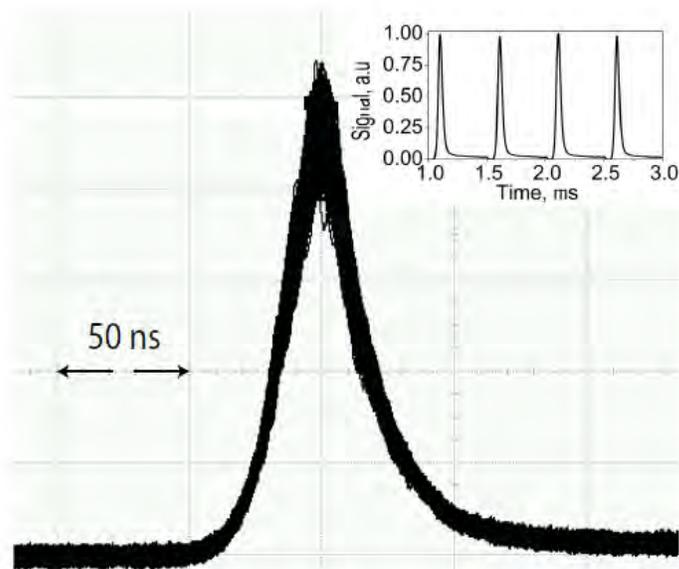


Fig 4.11 Configuración para generación de pulso smooth

De alrededor de 30000 muestras, tomadas durante 5 minutos, fue formada la figura 4.11. De estas se observa que el desplazamiento horizontal, debido a la presencia del “Jitter” prácticamente es nulo. Mención aparte es lo que ocurre en la parte vertical. Durante la operación del AOM, el cristal interno en operación sufre de calentamiento. Este calentamiento modifica el valor de la transmitancia de operación de 38% a niveles inferiores. Esto modifica la amplitud del pulso.

Dado la importancia de los efectos térmicos provocados por el AOM y viéndonos limitados por un bajo control de refrigeración para el AOM, realizamos un estudio de pérdidas en la cavidad en el comportamiento de los pulsos generados; esto fue lo que originó el trabajo que describiremos en el quinto capítulo.

4.c Conclusiones capítulo 4

En este capítulo mostramos la generación de pulsos de salida sin sub-modulación del arreglo propuesto de fibra laser de Erblio en modo Qswitch activo en un arreglo fabry-perot con cavidad de 35metros llamado "Smart Qswitch". Los pulsos obtenidos por este arreglo alcanzaron una potencia máxima de 76W y un ancho temporal de 17.3ns. Para alcanzar este resultado, fue necesario disminuir las perdidas en la cavidad, optimizar la longitud adecuada de la cavidad para poder moldear el pulso generado, inscribir las rejillas de Bragg en la fibra dopad con Erblio para eliminar perdidas por empalmes, determinar la máxima longitud de fibra dopada con Erblio que evitara que se produjeran flujo luminoso externo y escoger una fibra óptica pasiva que minimizara las perdidas entre empalmes.

También mostramos la generación de un pulso liso de potencia máxima de 40W y un ancho temporal de 30ns por medio de otro arreglo laser en configuración simétrica de un tamaño de cavidad de 4m.

Estos resultados experimentales se contrastaron con los resultados de un modelo propuesto dentro del equipo de trabajo, obteniéndose un ajuste muy bueno.

4.bBibliografía de capítulo 4

- [1] W. I. Way, Y. W. Lai, and Y. K. Chen, "The effect of transient gain compression in a saturated EDFA on optical time domain reflectometry testing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 10, pp. 1200–1202, Oct. 1994.
- [2] U. Sharma, C.-S. Kim, and J. U. Kang, "Highly stable tunable dual-wavelength Q-switched fiber laser for DIAL applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1277–1279, May 2004.
- [3] H. Lin and Y.-W. Wang, "Erbium-doped fiber-ring-laser-based supercontinuum source using nonlinear polarization-rotation and stimulated Raman scattering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 324–326, Feb. 15, 2012.
- [4] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. Koningstein, and J. R. Simpson, "High-power Q-switched erbium doped fiber laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 1, pp. 371–377, Jan. 1992.
- [5] S. A. Kolpakov, *et al.*, "Distributed model for actively Q-switched erbium-doped fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 7, pp. 928–934, Jul. 2011.
- [6] E.-L. Lim, S. Alam, and D. J. Richardson, "The multipeak phenomena and nonlinear effects in Q-switched fiber lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, no. 23, pp. 1763–1765, Dec. 1, 2012.
- [7] O. Svelto, *Principles of Lasers*. New York, USA: Plenum Press, 1982.

- [8] Y. Wang and C. Q. Xu, "Understanding multipeak phenomena in actively Q-switched fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 1060–1062, May 2004.
- [9] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, A. D. Guzmán-Chávez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Comparison of asymmetric and symmetric cavity configurations of erbium-doped fiber laser in active Q-switched regime," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 29, no. 9, pp. 2453–2461, Sep. 2012.
- [10] J. M. Saucedo-Solorio, A. N. Pisarchik, A. V. Kir'yanov, and V. Aboites, "Generalized multistability in a fiber laser with modulated losses," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 20, no. 3, pp. 490–495, 2003.
- [11] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and M. V. Andrés, "Experimental study of the nonlinear dynamics of an actively Q-switched ytterbiumdoped fiber laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 11, pp. 1484–1493, Nov. 2012.
- [12] A. N. Pisarchik, Y. O. Barmenkov, and A. V. Kir'yanov, "Experimental characterization of the bifurcation structure in an erbium-doped fiber laser with pump modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 12, pp. 1567–1571, Dec. 2003.
- [13] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: Current status and future perspectives Invited," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, Nov. 2010.
- [14] L. Escalante-Zarate, Y. O. Barmenkov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Q-switch modulator as a pulse shaper in Q-switched fiberlasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 312–314, Feb. 15, 2012.
- [15] J. Cascante-Vindas, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Supercontinuum Q-switched Yb fiber laser using anintracavitymicrostructured fiber," *Opt. Lett.* **34**(23), 3628–3630 (2009).
- [16] W. Shi, M. A. Leigh, J. Zong, Z. Yao, D. T. Nguyen, A. Chavez-Pirson, and N. Peyghambarian, "High-powerall-fiber-based narrow-linewidth single-mode fiber laser pulses in the C-band and frequency conversion to THzgeneration," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**(2), 377–384 (2009).
- [17] C. Cuadrado-Laborde, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, A. Díez, J. L. Cruz, and Y. O. Barmenkov, "Transformlimitedpulses generatedbyanactively Q-switcheddistributedfiber laser," *Opt. Lett.* **33**(22), 2590–2592 (2008).
- [18] S. Adachi and Y. Koyamada, "Analysis and design of Q-switched erbium-doped fiber lasers and their applicationto OTDR," *J. Lightwave Technol.* **20**(8), 1506–1511 (2002).
- [21] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. D. Guzman-Chavez, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, A. Díez, and M. V. Andrés, "Distributed Model for Actively Q-Switched Erbium-Doped Fiber Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **47**(7), 928–934 (2011).
- [22] Y. Wang and C.-Q.Xu, "Switching-induced perturbation and influence on actively Q-switched fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **40**(11), 1583–1596 (2004).
- [23] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications andSensing* (Artech House, 1999), Chap. 2.
- [24] M. J. F. Digonnet, ed., *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd ed. (Marcel Dekker, 2001, p. 568).

- [25] V. Gapontsev, V. Fomin, A. Ount, and I. Samartsev, "100 kW ytterbium fiber laser," *Proc. SPIE* **3613**, 49–54(1999).
- [26] R. Xin and J. D. Zuegel, "Amplifying nanosecond optical pulses at 1053 nm with an all-fiber regenerative amplifier," *Opt. Lett.* **36**(14), 2605–2607 (2011).
- [27] L. Escalante-Zarate, Y. O. Barmenkov, S. A. Kolpakov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Smart Q-switching for single-pulse generation in an erbium-doped fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 4, pp. 4397–4402, Feb. 2012.
- [28] Kolpakov, S.A.; Barmenkov, Y.O.; Kir'yanov, A. ; Escalante-Zarate, L.; Cruz, J.L. ; Andres, M.V., "Smooth Pulse Generation by a Q-Switched Erbium-Doped Fiber Laser", *Photonics Technology Letters, IEEE* Volume: 25 , Issue: 5 , pp480 – 483, 2013
- [29] Yuri O. Barmenkov, *Member, IEEE*, Alexander V. Kir'yanov, *Member, IEEE*, Jose L. Cruz, and Miguel V. Andres, Pulsed Regimes of Erbium-Doped Fiber Laser Q-Switched Using Acousto-Optical Modulator; *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 20, NO. 5, SEPTEMBER/OCTOBER 2014

Capítulo 5

Influencia de pérdidas pasivas de la cavidad en los pulsos de salida generados por un laser de fibra óptica en un arreglo Q-switch activo

5.0 Descripción del capítulo.

En este capítulo se describen los resultados sobre un experimento realizado para el estudio de la influencia de las pérdidas pasivas dentro de la cavidad laser en los pulsos de salida generados por un laser *AQS-EDFL* tipo Fabry-Pérot de cavidad larga. Los resultados experimentales se contrastan con los obtenidos por el modelo B-K de ondas contra propagantes descrito en el capítulo 1. Con los resultados obtenidos del modelo fue posible mostrar la influencia de los fenómenos de *ESA*, *ASE*, energía residual almacenada en la fibra y pérdidas pasivas en la energía de los pulsos de salida generados por el láser del arreglo experimental. En este estudio se dejó a un lado las pérdidas originadas por el fenómeno de *up-conversion* cooperativo, ya que en fibras con baja concentración de iones de Erblio como la que se usó en este experimento la influencia de este fenómeno es insignificante [1] [2]-[13]

5.1 Arreglo experimental

En la figura 5.1 se muestra la configuración experimental del arreglo AQS-EDFL usado.

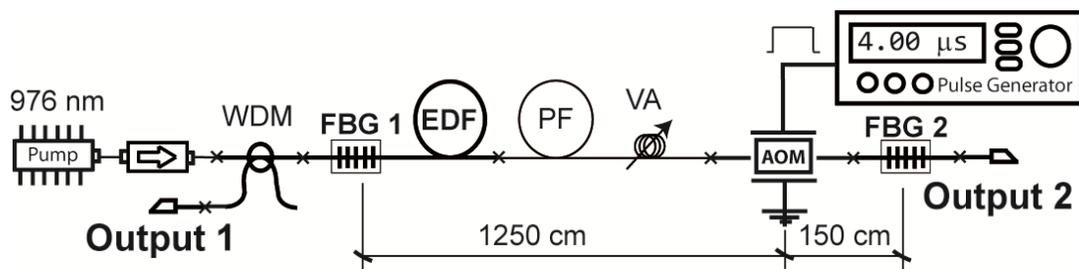


Fig 5.1 Arreglo experimental

En esta configuración la cavidad la conforman:

- 4 metros de fibra óptica dopada con erbio de baja concentración de dopante, producto común (Metrogain, M5-980-125). En el capítulo anterior se explicaron las razones de esta longitud.

- 7 metros de fibra óptica mono-modo (fibercore- 980HP) Se eligió esta fibra porque sus parámetros son muy similares a la fibra de erbio por lo que se logra minimizar las pérdidas entre empalmes.
- Un AOM con salidas acopladas a fibra SMF-28 (Gooch & Housego, M111-2J-F2S) con 50 cm de fibra SMF-28 en cada lado de sus extremos. Esta fibra ya viene insertada en el módulo desde fábrica. El *driver* de este módulo es controlado por un generador de pulsos. El control del cristal interno del AOM, se realiza por medio de un driver, que opera a una frecuencia de 111MHz.
- 2 rejillas de Bragg trabajando como espejos centrados a la longitud de onda de 1551nm. FBG1 es una rejilla de baja reflectividad (30%) que corresponde a la salida principal del laser, esta rejilla se grabo directamente en la fibra dopada de erbio después de ser sensibilizada con la técnica de hidrogenización, principalmente para quitar un empalme y así reducir las pérdidas. FBG2 por otro lado es una rejilla de alta reflectividad(98%), grabada en una fibra similar a la fibra SMF-28
- Un laser semiconductor de 976nm de longitud de onda de emisión con salida acoplada a fibra. Esta fuente laser se utilizo como fuente de bombeo de nuestra fibra activa.
- Un WDM 980/1550nm. Utilizado para acoplar la señal y de bombeo al arreglo y sacar la señal de salida laser.
- Un opto-aislador colocado a la salida de la fuente de bombeo de laser semiconductor de 976nm. La importancia de este dispositivo es vital para la seguridad de nuestra fuente de bombeo. La salida laser y la fuente de bombeo coinciden en la misma línea , considerando que la salida laser es de algunas decenas de watts, el wdm deja pasar algo de potencia remanente que iría directo hacia nuestro laser de bombeo, así que la función de este opto-aislador es la desviar aquellas señales que viajen en la dirección contraria a su funcionamiento.
- Un atenuador variable (VA). Este elemento se adapto en la fibra óptica pasiva a partir de un tubo de 2cm de diámetro al que se le fue enrollando la fibra óptica. El efecto de este enrollamiento es la generación de una atenuación fija con un alto grado de repetitividad

5.2 Implementación del atenuador variable

Ya se ha mencionado que el atenuador variable (VA) se implementó utilizando un tubo de 2cm de diámetro, al cual se le enrolló la fibra óptica pasiva (fibercore- 980HP) y por cada vuelta que se daba obteníamos un valor de perdidas estable y reproducible. Se opto por utilizar este diámetro en el tubo porque los valores de perdidas obtenidos fueron los adecuados para el experimento. Antes de utilizar este VA en el experimento principal se realizó un proceso de calibración. Para este proceso se utilizó un trozo de fibra óptica pasiva (fibercore- 980HP), un laser sintonizable ajustado a la longitud de onda de operación de nuestro laser que se colocó en un extremo de la fibra y en el otro extremo se colocó un medidor de potencia (anritsu), para así medir la potencia de salida después del VA. En todo momento se opero el VA en las mismas condiciones en las que se realizaría el experimento para garantizar que los valores de perdidas correspondieran con los medidos en la calibración. La salida del laser se fijó a 3mW y la referencia inicial se fijó en aquella condición en la que no se hubiese realizado ninguna vuelta. Se fue enrollando la fibra vuelta a vuelta y se fue midiendo la potencia residual. Se obtuvieron las razones de las medidas de potencia obtenidas por vueltas dada a la fibra entre la referencia inicial, luego se transformó a escala dB. En la figura (fig5.2) se muestra un resumen de los resultados.

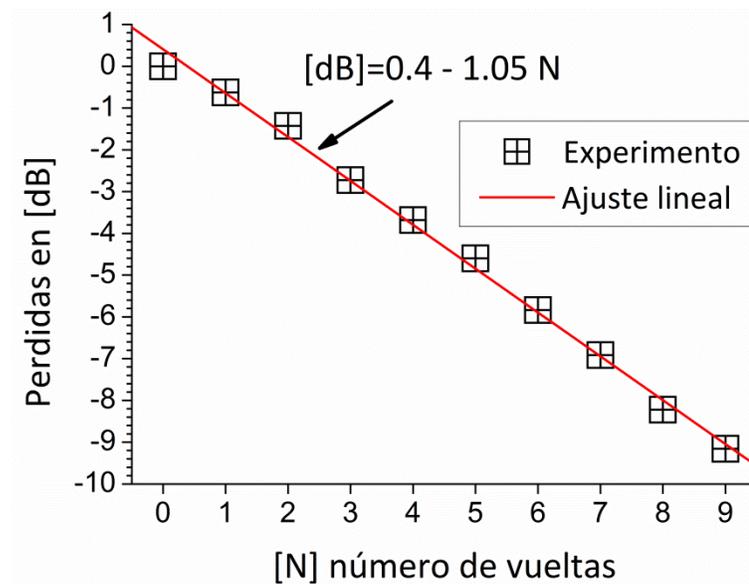


Fig5.2 Calibración del atenuador variable

5.3 Experimento principal

Se utilizó una cavidad larga ($\sim 14\text{m}$) con el principal objetivo que se permitiera resolver una estructura múltiple en los pulsos q-switch de salida. La potencia del láser semiconductor de 976nm como fuente de bombeo se fijó a 200mW . El generador de pulsos que controla la apertura del AOM en la cavidad, se configuró para que produjera una señal cuadrada de ancho de $4\mu\text{s}$ a una frecuencia de repetición de 100Hz . Los pulsos se capturaron con un fotodetector de 125MHz de ancho de banda (NewFocus) conectado a un osciloscopio de 2.5GHz (Agilent) de una capacidad de 20×10^9 muestras por segundo.

[14]- [18]

Las pérdidas iniciales de la cavidad la conforman la serie de empalmes y acoplamientos entre diferentes tipos de fibras ópticas ($\sim 3.5\text{dB}$) y las pérdidas inducidas por el acoplamiento en el AOM ($\sim 4\text{dB}$). En suma las pérdidas iniciales son de $\sim 7.4\text{dB}$ que usando además el VA en la cavidad alcanzamos pérdidas totales en la cavidad de $\sim 15\text{dB}$.

En la figura (fig5.3) mostramos algunos de los pulsos obtenidos a la salida del láser. Para realizar una cómoda comparación, normalizamos los pulsos a partir del pulso de salida a 0dB en el VA. Como se mencionó en el capítulo anterior el cero en la escala de tiempo corresponde al momento en que el AOM se abre.

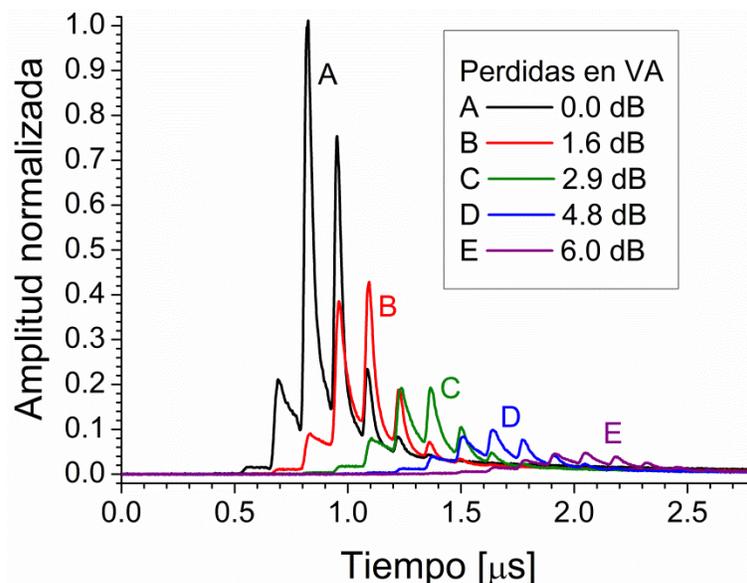


Fig5.3 Ejemplos de pulsos

A medida que se va aumentando los valores de pérdidas dentro de la cavidad se observa una disminución en la potencia máxima de salida, además se observa un desplazamiento temporal con respecto al momento en que se ha abierto el AOM. En la

figura (Fig5.4) solo se hizo un cambio de escala en la salida de los pulsos con la intención de obtener una visión más clara entre los pulsos grandes y pequeños. Lo primero que se observa es que la dinámica interna del laser no cambia, todos los picos de los pulsos coinciden unos con otros aunque estén desplazados en tiempo. La separación entre los pulsos se midió entre 135ns, que justo corresponde al al viaje del fotón de ida y vuelta dentro de la cavidad. También se observa que el número de picos se incrementa a medida que los valores de VA se van aumentando. La razón del incremento en el número de picos se explica por el número de ciclos que la señal requiere para vaciar la carga de la fibra.

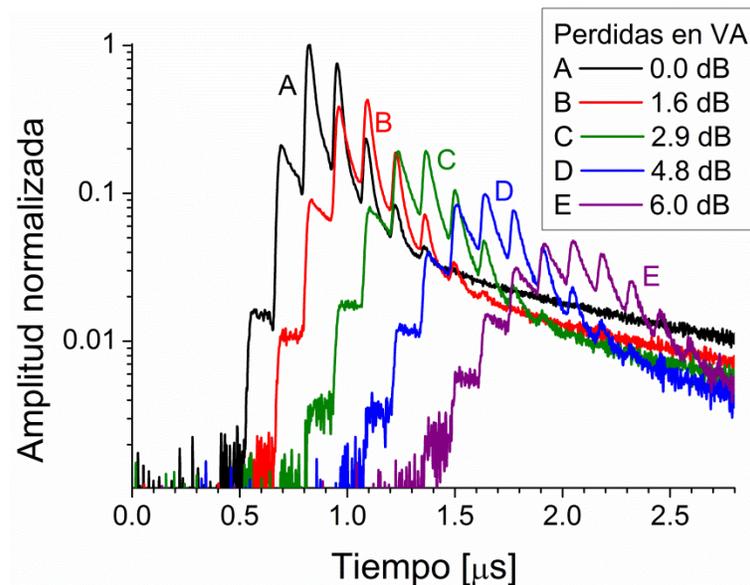


Fig5.4 Ejemplos pulsos escala logarítmica

Finalmente en la figura (Fig5.5) se muestra a mayor detalle en escala normal los pulsos más pequeños obtenidos en este experimento, en contraste con el pulso a 0dB en VA con valor máximo de pico de 1.0.

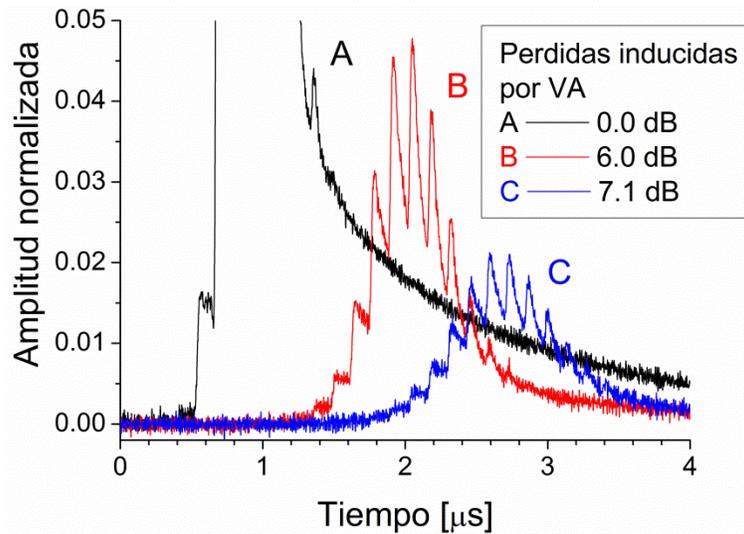


Fig5.5 Pulsos pequeños

5.4 Comparación modelo vs experimento.

En trabajos anteriores del grupo se ha desarrollado el modelo B-K de ondas contra-propagantes, el cual en experimentos anteriores ha mostrado un ajuste muy bueno entre los valores obtenidos por el modelo y los experimentos. El presente trabajo tampoco es la excepción. En la siguiente figura (Fig5.6) se muestran 2 ejemplos de los pulsos a diferentes valores de pérdidas en VA obtenidos por el modelo B-K transpuesto con los pulsos experimentales obtenidos. En la figura la línea continua corresponde a los datos experimentales y los recuadros son algunos puntos obtenidos por el modelo B-K.

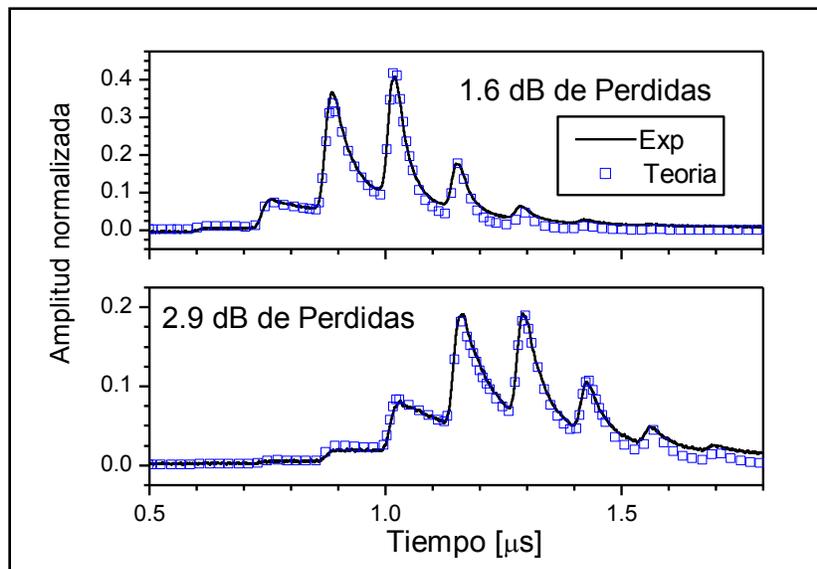


Fig5.6 Experimento vs Teoría

Se puede observar claramente que los pulsos del modelo en amplitud, forma y desplazamiento temporal ajusta de manera precisa con los datos experimentales. Esto revela la capacidad del modelo para predecir el comportamiento del AQS-EDFL dentro del rango del experimento, ajustándose muy bien a los valores de bajas pérdidas, donde también los valores de ruido son menores.

En la figura (Fig5.7) se muestra la energía del pulso de salida en función de las pérdidas pasivas dentro de la cavidad. Los valores experimentales representados por los círculos azules ajustan bastante bien con los datos teóricos dentro de todo el rango de mediciones que fue de 7.4 a 14.5 dB.

En la figura (Fig5.7) podemos observar que cuando las pérdidas son mayores a 9dB, la energía del pulso dramáticamente decrece y sigue así a medida que las pérdidas aumentan. De igual forma se observa que para valores de pérdidas entre 0 y 9dB la curva de energía de pulso de salida obedece un comportamiento exponencial, representado en la gráfica por una línea punteada.

La ecuación exponencial ajustada a la línea punteada corresponde a:

$$E_{out} = E_0 \exp\left(-\frac{Pérdidas [dB]}{3.45dB}\right)$$

Donde E_{out} es la energía del pulso de salida y E_0 (10.2 μ J) es el valor de energía a cero pérdidas. A partir de la fórmula se puede ver que si incrementamos las pérdidas por 1dB se disminuye el pulso de salida por un factor de 1.35. Observemos que cuando nos encontramos en unas pérdidas pasivas en la cavidad cercanas a 7.4dB, que corresponden a la condición experimental inicial cuando $V_A=0.0$ dB, la energía de salida E_{out} es igual a 1.2 μ J. Más aun si por hipótesis suponemos que las pérdidas por empalmes y pasivas fuesen cero, las pérdidas de la cavidad estarían limitadas por las pérdidas en el AOM cercanas a 4dB, la energía del pulso de salida se incrementaría 2.8 veces llegando a ser $E_{out}=3.3\mu$ J (10% de la energía cargada en la fibra inicialmente)

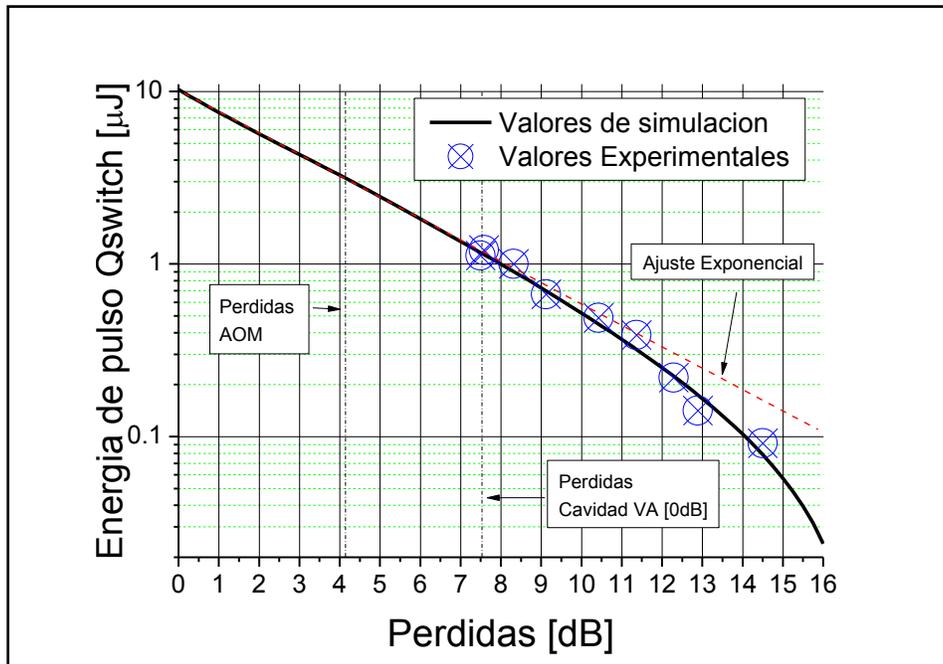


Fig5.7 Comportamiento Energía Pulso Qswitch

Para calcular la energía cargada en la fibra (suponiendo que la presencia de ASE es muy pequeño) usamos:

$$E_{EDF} = h\nu_s N_0 \pi a^2 L = 30 \mu\text{J}$$

Donde $h\nu_s$ es la energía del fotón siendo h la constante de Plank y ν_s la frecuencia óptica. El radio de la fibra de Erblio es $a=1.5\mu\text{m}$ y $L=4\text{m}$ es la longitud de la fibra de erblio utilizada en el experimento. El valor $N_0=7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ corresponde a la concentración de iones Er^{3+} dentro del núcleo de la fibra, valor que calculamos usando los valores de catalogo de la fibra de erblio comercial.

Para clarificar la física detrás de los pulsos en el láser experimental, veamos los mecanismos que limitan la eficiencia de salida. Suponiendo que la carga energética en la fibra activa es fijada por la fuente de bombeo (representa el 100%) se puede calcular la energía asignada a los pulsos qswitch de salida, la energía perdida por las pérdidas de la cavidad, la carga energética de la fibra residual y las pérdidas asociadas procesos internos de la fibra (ESA). La figura (Fig5.8) muestra un resumen de los resultados de la distribución del gasto de energía en función de las pérdidas dentro de la cavidad.

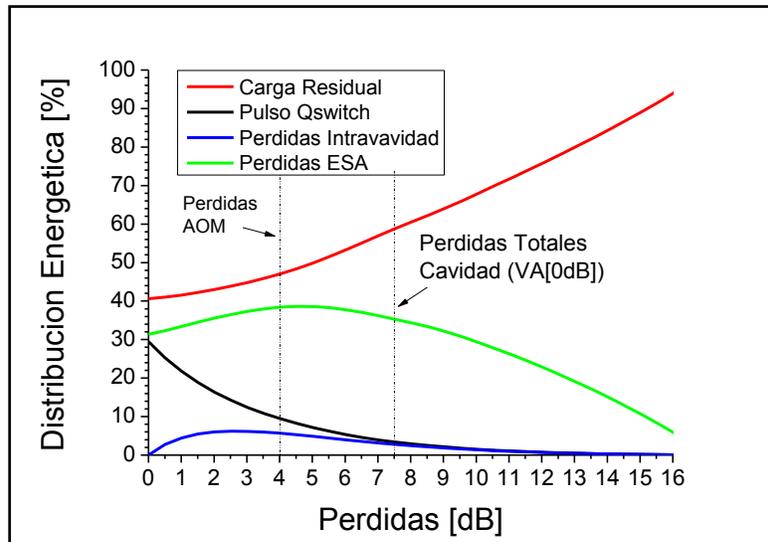


Fig5.8 Distribución energética de la fibra según fenómeno involucrado

Estos resultados fueron obtenidos usando una simulación de comportamiento de laser experimental usando el modelo B-K de ondas contra-propagantes. En la figura se observa que los consumidores más importantes de la carga energética inicial de la fibra son las pérdidas por las transiciones de ESA y todas las pérdidas pasivas de intracavidad.

[19]-[22]

Otro parámetro importante corresponde a la carga residual de la fibra que alcanza un nivel de 90% para unas pérdidas de intracavidad de 16dB, partiendo de 40% si las pérdidas intracavidad fuesen de cero. Es importante observar que las pérdidas asociadas a ESA están presentes en todo el rango del experimento desde 0 a 16 dB, teniendo un ligero incremento cuando las pérdidas son cercanas a 4dB (cuando aumenta el número de pasos del pulso dentro de la cavidad), aunque este factor de pérdidas se satura y decrece mientras que la carga residual aumenta. Aunque la contribución de las pérdidas pasivas (energía disipada por empalmes y el AOM) es pequeña resultando menores al 10%, el impacto usando como intermediario al ESA y carga residual es muy considerable.

5.c Conclusiones

En este capítulo se mostraron los resultados de un estudio tanto experimental como teórico del comportamiento de la energía de los pulsos de salida en un régimen QS en función de las pérdidas intracavidad de un láser pulsado AQS-EDFL. Usando el modelo B-K distribuido de ondas viajeras en la cavidad laser, se mostró qué valores de energía de pulso podemos obtener cuando decrementamos los valores de pérdidas intracavidad. Por ejemplo si disminuyéramos las pérdidas de la cavidad de 7.4dB (consideraciones experimentales) a 4dB (limitaciones por el AOM), la energía del pulso de salida se incrementaría 3 veces, de 1.2 a 3.3 μJ . O del 3% al 10% de la carga almacenada inicialmente en la fibra activa de erbio.

También mostramos que los factores limitantes en el comportamiento laser son la carga residual del EDF y las pérdidas por las transiciones de ESA cuando se incrementan las pérdidas pasivas. De la simulación se puede observar que las pérdidas por ESA, son un factor importante cuando el laser opera en la longitud de onda de 1550nm y bombeado por una señal de 976nm. Este factor llega a consumir el 30% de la carga inicial de la EDF aunque las pérdidas intracavidad fuesen de cero; incrementado este valor de pérdidas hasta el caso ideal cuando las pérdidas intracavidad llegan a valores de 10dB, punto cuando esta contribución comienza a disminuir. Mientras que el otro factor importante que corresponde a la carga de la fibra se incrementa de 40% hasta 65% de la carga inicial dentro del rango de pérdidas intracavidad de 0 a 10dB. Mientras que la extracción de energía por medio de los pulsos QS a valores de pérdidas mayores a 10dB son menores al 1.5% de la carga inicial.

El desarrollo aplicado a este experimento y su estudio que reveló la influencia de las pérdidas en la cavidad al comportamiento del AQS-EDFL muestra una caracterización fructífera que puede ser aplicada en otros láseres pulsados de fibra dopados con iones activos que poseen transiciones ESA importantes.

5.b Bibliografía capítulo 5

- [1] Y. O. Barmenkov, S. A. Kolpakov, A. V. Kir'yanov, L. Escalante-Zarate, J. L. Cruz, and M. V. Andres, "Influence of cavity loss upon performance of Q-Switched Erbium-Doped fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 10, pp. 977–980, 2013.
- [2] S. Adachi and Y. Koyamada, "Analysis and design of Q-switched erbium-doped fiber lasers and their application to OTDR," *J. Lightw. Technol.*, vol. 20, no. 8, pp. 1506–1511, Aug. 2002.
- [3] A. A. Fotiadi and P. Mégret, "Self-Q-switched Er-Brillouin fiber source with extra-cavity generation of a Raman supercontinuum in a dispersionshifted fiber," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 11, pp. 1621–1623, 2006.
- [4] U. Sharma, C.-S. Kim, and J. U. Kang, "Highly stable tunable dualwavelength Q-switched fiber laser for DIAL applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1277–1279, May 2004.
- [5] K. de Souza and T. P. Newson, "Signal to noise and range enhancement of a Brillouin intensity based temperature sensor," *Opt. Express*, vol. 12, no. 12, pp. 2656–2661, 2004.
- [6] C. Cuadrado-Laborde, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, A. Díez, J. L. Cruz, and Y. O. Barmenkov, "Transform-limited pulses generated by an actively Q-switched distributed fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 22, pp. 2590–2592, 2008.
- [7] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: Current status and future perspectives [Invited]," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, 2010.
- [8] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Simultaneous switching of the Q-value and operation wavelength in an erbium-doped fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 7, pp. 480–482, Apr. 1, 2007.
- [9] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. Koningstein, and J. R. Simpson, "High power Q-switched erbium doped fiber laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 1, pp. 371–377, Jan. 1992.
- [10] G. P. Lees and T. P. Newson, "Diode pumped high power simultaneously Q-switched and mode-locked erbium doped fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 4, pp. 332–333, 1996.
- [11] P. Roy and D. Pagnoux, "Analysis and optimization of a Q-switched erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 235–240, 1996.
- [12] Y. Wang and C. Q. Xu, "Switching-induced perturbation and influence on actively Q-switched fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 11, pp. 1583–1596, Nov. 2004.
- [13] Y. Wang and C. Q. Xu, "Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and nonlinear processes," *Progr. Quant. Electron.*, vol. 31, nos. 3–5, pp. 131–216, 2007.
- [14] S. A. Kolpakov, *et al.*, "Distributed model for actively Q-switched erbium-doped fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 7, pp. 928–934, Jul. 2011.

- [15] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, A. D. Guzmán-Chávez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Comparison of asymmetric and symmetric cavity configurations of erbium-doped fiber laser in active Q-switched regime," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 29, no. 9, pp. 2453–2461, 2012.
- [16] L. Escalante-Zarate, Y. O. Barmenkov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Q-switch modulator as a pulse shaper in Q-switched fiber lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 312–314, Feb. 15, 2012.
- [17] L. Escalante-Zarate, Y. O. Barmenkov, S. A. Kolpakov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Smart Q-switching for single-pulse generation in an erbium-doped fiber laser," *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, pp. 4397–4402, 2012.
- [18] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. Kir'yanov, L. Escalante-Zarate, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Smooth pulse generation by a Q-switched erbium-doped fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 5, pp. 480–483, Mar. 1, 2013.
- [19] A. D. Guzman-Chavez, Y. O. Barmenkov, and A. V. Kir'yanov, "Spectral dependence of the excited-state absorption of erbium in silica fiber within the 1.48–1.59 mm range," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 19, pp. 191111-1–191111-3, 2007.
- [20] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, A. D. Guzman-Chavez, J. L. Cruz, and M. V. Andres, "Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber with simultaneous excitation at 977 and 1531 nm," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 8, pp. 083108-1–083108-6, 2009.
- [20] F. Sanchez, P. Le Boudec, P. L. François, and G. Stephan, "Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 48, no. 3, pp. 2220–2229, 1993.
- [21] R. S. Quimby, W. J. Miniscalco, and B. Thompson, "Clustering in erbium-doped silica glass fibers analyzed using 980 nm excited-state absorption," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 8, pp. 4472–4477, 1994.
- [22] A. V. Kir'yanov and Y. O. Barmenkov, "Excited-state absorption and ion pairs as sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser," *Opt. Express*, vol. 13, no. 21, pp. 8498–8507, 2005.
- [23] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, 2nd ed. New York, NY, USA: Marcel Dekker, 2001, p. 67.

Conclusiones generales y trabajo a futuro.

Conclusiones

En este trabajo se exponen resultados experimentales novedosos de tres láseres de fibra óptica dopados con iones de Erblio³⁺ en configuración de Q-switch activo, a cada uno de ellos los bautizamos como “Shapper”, “Smart Q-switch” y “Smooth Q-switch” También exponemos dos temas aledaños a la construcción de estos dispositivos: la determinación de parámetros de características de fenómenos no-lineales en la interacción Radiación Luminosa-Iones de Erblio cuando la concentración es alta (HUC, IUC) a partir de mediciones sencillas; y un estudio sobre la consecuencias de las pérdidas dentro de la cavidad en la calidad de los pulsos obtenidos por un laser Q-switch.

En el capítulo 3 de este trabajo describimos las características de la configuración “Shapper”. De esta configuración mostramos los resultados experimentales sobre el impacto del modulador Acusto-óptico (AOM) en la forma de los pulsos de salida. Mostramos que si abrimos el AOM rápidamente del orden de 50ns en una modulación típica cuadrada, los pulsos generados por el laser están conformados por sub-pulsos, de los que concluimos que son originados por cada ciclo completo de la cavidad, siendo el número de picos proporcional a la energía almacenada dentro de la fibra y a la capacidad del dispositivo para convertir esta energía almacenada en señal laser de 1550nm. Este hecho lo comprobamos al inducir pérdidas en la cavidad por medio de un atenuador variable, haciendo que los pulsos generados disminuyeran en su amplitud pero aumentaba el número de sub-pulsos. De este experimento, también observamos que si utilizamos una modulación de doble escalón la morfología de los sub-pulsos dentro del pulso mayor cambian de una forma Lorenziana (modulando con un pulso escalón normal) a una forma gaussiana(usando una modulación de doble escalón), conservando la potencial total del pulso pero generando picos de mayor amplitud y de menor anchura. Como resultado de esta modulación especial generamos sub-pulsos de amplitud 2.5 veces más intensos que los pulsos obtenidos con la modulación clásica y con un ancho medido a 3dB del valor máximo del pico de 20ns, ancho menor a los 45ns obtenidos de los picos en una modulación clásica.

Usando el rompimiento de sub-pulsos, descrito en el capítulo 3, y el conocimiento previo sobre el flujo de energía dentro de una cavidad laser de fibra óptica, fue posible obtener pulsos laser sin sub-modulación usando una cavidad laser larga. Así obtuvimos pulsos que alcanzaron una potencia máxima de 76W y un ancho temporal de 17.3ns. Para lograr esto se armo una configuración inteligente (Smart), de la que elegíamos la máxima longitud de fibra activa, eliminando perdidas por empalmes y una elección de longitudes de cavidad asimétricas que nos permitieran separar y eliminar una de las dos ondas propagantes generadas en la cavidad. También mostramos la generación de un pulso liso de potencia máxima de 40W y un ancho temporal de 30ns por medio de otro arreglo laser en configuración simétrica de un tamaño de cavidad de 4m, al que bautizamos "Smooth Q-switch". Todos estos pulsos experimentales se contrastaron con los resultados de un modelo propuesto dentro del equipo de trabajo, obteniéndose un ajuste muy bueno.

Usando el modelo teórico mas resultados experimentales en el arreglo descrito en el capítulo 3 fue posible realizar un estudio tanto experimental como teórico del comportamiento de la energía de los pulsos de salida en un régimen Q-switch en función de las perdidas intracavidad de un láser pulsado. También mostramos que los factores limitantes en el comportamiento laser son la carga energética residual en los iones de Erblio y las perdidas por las transiciones de ESA cuando se incrementan las perdidas pasivas. El desarrollo aplicado a este experimento y su estudio que reveló la influencia de las perdidas en la cavidad al comportamiento de láser muestra una caracterización fructífera que puede ser aplicada en otros láseres pulsados de fibra dopados con iones activos que poseen transiciones ESA importantes.

Finalmente en el capítulo 2 resumimos los resultados importantes de las mediciones que realizamos a fibras ópticas comerciales dopadas con iones de Erblio Er³⁺ a diferentes concentraciones y provenientes de dos procesos de fabricación el MCVD y DVD. El objetivo principal de este estudio fue analizar experimentalmente y teóricamente los fenómenos relacionados con la concentración de iones de Erblio Er³⁺ en:

- El decaimiento de la fluorescencia en 1.53μm, de un comportamiento exponencial descendente simple por un comportamiento más complejo; causado principalmente por la desactivación por concentración de iones vía el fenómeno de up-conversión homogénea (HUC)
- Se observó que el fenómeno de absorción no-saturable (NSA) surge bajo la acción del bombeo debido a la presencia de "clusters" de iones de Erblio ³⁺ (descrito bajo el nombre de IUC)

En los resultados se observó que las influencias de HUC y IUC en los dos tipos de fibra siguen un comportamiento similar; tal vez debido a que la química de la fibra es prácticamente la misma. También de las mediciones se demostró que en los resultados existe una clara dependencia de los fenómenos de HUC y IUC, en el aumento de concentración de dopantes.

Trabajo a Futuro

Es mucho lo que se puede hacer:

- Repetir estas configuraciones a fibras ópticas dopadas con iones diferentes al Erblio como Yterbio, Bismuto, Neodimio, Holmio, entre otros.
- Encontrar mecanismos para disminuir aun más las pérdidas de la cavidad y como consecuencia generar pulsos más intensos y angostos.
- Explicar la presencia de fenómenos tipo Caos cuando aumentamos la frecuencia de repetición de nuestros láseres.
- Explorar más configuraciones láser de fibra óptica.
- Explorar la presencia de fenómenos no-lineales durante la generación de los pulsos láser. Y como disminuir estos efectos.