



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

***CARACTERIZACIÓN ESPECTROSCÓPICA A ALTAS TEMPERATURAS DE
VIDRIOS ACTIVADOS CON ERBIO - ITERBIO Y PULSOS CORTOS
AUTOGENERADOS EN FIBRAS LÁSER DE ERBIO***

TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el grado de *Doctor en Ciencias (Óptica)*

Presenta

Ing. Saúl Gerardo Cruz Vicente

Asesores: *Dra.* Ma. Alejandrina Martínez Gámez

Dr. Alexander Kir'yanov

León, Gto.

Diciembre de 2004

Agradecimientos

Al CONACYT, por la beca doctoral recibida durante el periodo de enero de 2000 hasta julio de 2004 y por el apoyo recibido para la realización de los proyectos No. 32195-E y 34626-E.

Al CONCYTEG, por la beca otorgada de agosto a diciembre de 2004 y por el apoyo recibido para la realización de los proyectos No. 0304-K117-040 y 0404-K117-011.

A mi asesor, Dra. Ma. Alejandrina Martínez Gámez, por sus enseñanzas y apoyo recibido durante mi trabajo doctoral.

Al Dr. Alexander Kir'yanov, por su valioso apoyo para la realización de los artículos publicados.

Al Dr. Alejandro Martínez, por sus comentarios en la realización de este trabajo de tesis.

Mis compañeros: Cirilo, Max, Brenda, Saúl, Víctor, Iván y Jesús.

A la Lic. Guillermina Muñiz por su gran apoyo recibido durante mi estancia en el CIO.

DEDICADO A

MIS PADRES:

*ANTONIO CRUZ CASTILLO
PETRA VICENTE CUELLAR*

MIS HERMANOS:

*JOSÉ ANTONIO
MIGUEL ANGEL
VICTOR HUGO
JOEL ENRIQUE
MARÍA MONTSERRAT
ALDO HUMBERTO*

Y MUY ESPECIALMENTE PARA ADELITA ...

Índice

Agradecimientos	i		
Dedicatorias	ii		
Índice	iii		
Lista de Figuras y Tablas	vi		
RESUMEN	x		
Capítulo 1. Introducción			
Introducción	1		
Referencias	5		
Capítulo 2. Características de los materiales láser activados con Erblio			
2.1	Introducción	9	
2.2	Materiales anfitrión	10	
	2.2.1	Características de los vidrios láser	10
2.3	Iones de tierra rara	12	
	2.3.1	Er ³⁺ como ión activo	12
	2.3.2	Niveles de energía del Er ³⁺	13
2.4	Procesos de excitación y relajación del Er ³⁺	13	
	2.4.1	Transiciones radiativas	14
	2.4.2	Transiciones no radiativas	15
2.5	Anchos de línea y mecanismos de ensanchamiento de la transición	18	
2.6	Absorción del estado excitado	21	
2.7	Sección transversal de absorción y emisión	24	
	2.7.1	Análisis de Fuchtbauer-Ladenburg	25
	2.7.2	Teoría de McCumber	25
2.8	Vidrios co-activados con tierras raras	26	

2.8.1	Yb ³⁺ como ión sensibilizador	28
2.9	Transferencia de energía	31
	Referencias	36

Capítulo 3. Experimental

3.1	Introducción	42
3.2	Experimentos	43
3.2.1	Arreglo experimental para obtener los espectros de emisión	44
3.2.2	Arreglo experimental para medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia	46
3.3	Resultados	47
3.3.1	Espectros de absorción	47
3.3.2	Fluorescencia	49
3.3.2.1	Espectros de fluorescencia de las muestras de fluorofosfato	49
3.3.2.2	Espectros de fluorescencia de las muestras de metafosfato	52
3.3.3	Tiempo de decaimiento de la fluorescencia	57
3.3.3.1	Tiempo de decaimiento de la fluorescencia de los vidrios de fluorofosfato	57
3.3.3.2	Tiempo de decaimiento de la fluorescencia de los vidrios de metafosfato	59
3.3.4	Secciones transversales de emisión	60
3.4	Discusiones	63
3.5	Conclusiones	65
	Referencias	67

Capítulo 4. Fibras láser

4.1	Introducción	71
4.2	Fibras láser	72
4.3	Láseres de tres y cuatro niveles	74
4.4	Conmutación-Q	76

4.5	Métodos de Conmutación-Q en fibras láser	79
4.6	Conmutación-Q activa	79
4.6.1	Conmutación-Q mecánica	79
4.6.2	Conmutación-Q con dispositivos electro-ópticos	80
4.6.3	Conmutación-Q con dispositivos acusto-ópticos	81
4.7	Conmutación-Q pasiva	82
4.8	Conmutación-Q con dispositivos ópticos integrados	83
	Referencias	85

Capítulo 5. Experimental

5.1	Introducción	86
5.2	Conmutación-Q en fibras láser activadas con erbio	87
5.3	Experimentos y resultados	89
5.4	Discusiones	100
5.5	Conclusiones	103
	Referencias	105
	CONCLUSIONES	107
	Trabajo a futuro	109
	APÉNDICE A: Ecuaciones de razón para un sistema láser de tres niveles con desdoblamiento Stark	110

Lista de Figuras y Tablas

Figura 2.1 Diagrama esquemático del desdoblamiento de los niveles de energía del ión Er^{3+} , debido a la interacción Coulombiana, espín-orbita y campo cristalino.

Figura 2.2 Diagrama de niveles de energía para vidrios $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ mostrando algunas transiciones de absorción y emisión.

Figura 2.3 Diagrama de niveles de energía donde se muestran transiciones radiativas (líneas llenas) y transiciones no radiativas por decaimiento multifonónico (líneas onduladas).

Figura 2.4 Ensanchamiento por división Stark: (a) efecto del desdoblamiento Stark de los niveles de energía con degeneraciones g_1 y g_2 , causadas por el campo eléctrico cristalino E , y las posibles transiciones láser; (b) efecto de ensanchamiento inhomogéneo, donde las variaciones aleatorias del campo de sitio a sitio, causan cambios en el desdoblamiento Stark y en las longitudes de onda de la transición láser.

Figura 2.5 Procesos de absorción del estado excitado (a) a la longitud de onda de bombeo; (b) a la longitud de onda de la señal de salida.

Figura 2.6 Diagrama de los niveles de energía de vidrios de SiO_2 activados con erbio, mostrando las transiciones de absorción del estado fundamental y estado excitado, así como sus correspondientes longitudes de onda.

Figura 2.7 Diagrama esquemático de niveles de energía en donde se muestra la transferencia de energía entre un ión donador y un ión aceptor (representados por las flechas punteadas), y la inversión de población producida en el subsistema aceptor.

Figura 2.8 Diagrama esquemático de niveles de energía mostrando la transferencia de energía a un ión apagador y la subsiguiente despoblación del nivel inferior de la transición láser.

Figura 2.9 Diagrama de niveles de energía para vidrios de $\text{Yb}^{3+}:\text{SiO}_2$ mostrando sus transiciones de absorción y emisión.

Figura 2.10 Diagrama de energía esquemático de $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, mostrando los multipletes involucrados en la transferencia de energía, procesos de conversión hacia arriba y emisiones principales.

Figura 2.11 Procesos básicos de transferencia de energía entre iones de tierra rara; donador (1) y aceptor (2): (a) fluorescencia sensibilizada, (b) apagado de fluorescencia, (c) relajación cruzada, (d) conversión hacia arriba de frecuencia y (e) migración de energía resonante. Las flechas sólidas indican absorción radiativa o transiciones de emisión, las flechas onduladas representan decaimientos no-radiativos y las flechas recortadas representan relajación vía transferencia de energía.

Figura 2.12 Relajación cruzada y los posibles mecanismos de auto-apagado en parejas de iones de Erblio. (1) Er-donador, (2) Er-aceptor.

Figura 3.1 Arreglo experimental para obtener los espectros de emisión de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del Er^{3+} .

Figura 3.2 Diagrama parcial de niveles de energía para un sistema típico Er-Yb. Las flechas oscuras indican las transiciones de absorción para los iones de Er^{3+} e Yb^{3+} , la flecha abierta indica la transición de emisión para el ión de Er^{3+} , la flecha ondulada representa el decaimiento no radiativo ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, y la flecha a guiones muestra el proceso de transferencia de energía de Yb^{3+} a Er^{3+} .

Figura 3.3 Arreglo experimental para medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del Er^{3+} .

Figura 3.4 Espectros de absorción a temperatura ambiente de los vidrios de fluorofosfato activados con Er-Yb.

Figura 3.5 Espectros de absorción a temperatura ambiente de los vidrios de metafosfato con 1% Er, y 1% Er-1% Yb.

Figura 3.6 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de fluorofosfato con 0.5% Er - 3% Yb.

Figura 3.7 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de fluorofosfato con 1% Er - 0.5% Yb.

Figura 3.8 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er.

Figura 3.9 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 1% Yb.

Figura 3.10 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 5% Yb.

Figura 3.11 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 10% Yb.

Figura 3.12 Curvas de decaimiento de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para las muestras de fluorofosfato a 25 y 300°C.

Figura 3.14 Dependencia a la temperatura de la sección transversal de emisión para los vidrios fluorofosfato y metafosfato.

Figura 3.15 Coeficientes de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura para las muestras de metafosfato con 1% Er y 1% Er-10% Yb.

Figura 4.1 Esquema básico de una fibra láser.

Figura 4.2 Modos axiales en un láser.

Figura 4.3 Diagrama parcial de los niveles de energía correspondiente a: (a) sistema láser de cuatro niveles y (b) sistema láser de tres niveles.

Figura 4.4 Proceso típico para generar pulsos láser con la técnica de conmutación-Q.

Figura 4.5 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q mecánica.

Figura 4.6 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q electro-óptica.

Figura 4.7 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q acusto-óptica.

Figura 4.8 Arreglo experimental de una fibra láser con absorbedor saturable.

Figura 4.9 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q por medio de dispositivos ópticos integrados.

Figura 5.1 Arreglo experimental para obtener el espectro de fluorescencia de una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$.

Figura 5.2 Diagrama parcial de niveles de energía para una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$.

Figura 5.3 Espectros de la sección transversal de absorción calculada y de emisión medida, para una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ activada con 2300 ppm, 0.27 NA y 2.7 μm de diámetro del núcleo.

Figura 5.4 Arreglo experimental de una fibra láser de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ activada con 2300 ppm, 0.27 NA y 2.7 μm de diámetro del núcleo.

Figura 5.5 Diagrama de tiempo de la intensidad de salida del láser de fibra activada con erbio con una potencia de bombeo de 15 mW. La longitud de la fibra activa es de 155 cm.

Figura 5.6 Típico tren de pulso de salida y forma del pulso, para la fibra activada con erbio de longitud de 77 cm. La potencia de bombeo fue de 160 mW.

Figura 5.7 Típico tren de pulso de salida y forma del pulso, para la fibra activada con erbio de longitud de 155 cm. La potencia de bombeo fue de 160 mW.

Figura 5.8 Espectro de la fibra láser activada con erbio a potencias de bombeo de 15 mW (régimen de onda continua con débil auto-oscilaciones) y 150 mW (régimen de auto-conmutación-Q). La longitud de la fibra activa fue 77 cm.

Figura 5.9 Dependencia de la potencia de salida contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

Figura 5.10 Dependencia de la tasa de repetición del pulso contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

Figura 5.11 Dependencia de la duración del pulso contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

Figura 5.12 Dependencia del coeficiente de transmisión de las fibras activadas con erbio con la potencia de entrada de radiación continua a: (a) 980 nm y (b) 1560 nm.

Figura A.1 Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema láser de tres niveles con desdoblamiento Stark. Los símbolos A_{NR}^{\pm} indican la tasa de acoplamiento térmico entre los subniveles Stark adyacentes.

Tabla 2.1 Parámetros fenomenológicos de la transición no radiativa para diferentes vidrios.

Tabla 3.1 Composición de los vidrios de fluorofosfato utilizados en esta tesis (% molar).

Tabla 3.2 Composición de los vidrios de metafosfato utilizados en esta tesis (% molar).

Tabla 3.3 Tiempo de vida de la emisión ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para los vidrios de fluorofosfato.

Tabla 3.4 Tiempo de vida de la emisión ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para los vidrios de metafosfato.

Resumen

Las propiedades ópticas de vidrios de fluorofosfato y metafosfato co-activados con Er^{3+} - Yb^{3+} son investigadas en el intervalo de temperatura de 25-300°C. En este trabajo de tesis se analizaron dos vidrios de fluorofosfato con diferentes concentraciones de ErF_3 - YbF_3 , y cuatro vidrios de metafosfato con una concentración fija de $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ y diferentes concentraciones de $\text{Yb}(\text{PO}_3)_3$. Para obtener luminiscencia de los vidrios co-activados con Er-Yb, se usó como fuente de bombeo un láser semiconductor emitiendo a 967 nm. Los espectros de luminiscencia a 1.53 μm dependientes de la temperatura, así como el tiempo de vida del multiplete $^4\text{I}_{13/2}$ son usados para calcular la sección transversal de emisión $\sigma_e(\lambda)$. Nuestros resultados muestran que en el rango de temperatura investigado, el efecto de apagado (*quenching effect*) debido al incremento de temperatura débilmente afecta a la sección transversal de emisión y al tiempo de decaimiento de la fluorescencia, en particular, en los vidrios con bajas concentraciones de Er-Yb.

Además, se ha demostrado experimentalmente auto-conmutación-Q en un láser de fibra activado con erbio. El láser tiene una configuración todo de fibra, conteniendo una pieza de fibra activa altamente dopada con erbio y dos rejillas de Bragg, las cuales actuaron como espejos para definir la cavidad láser. No se requirieron de elementos adicionales dentro de la cavidad para obtener pulsos cortos. El láser emitió un tren continuo de pulsos cortos del orden de sub-microsegundos (~ 750 ns), con una tasa de repetición de pulsos de 100 a 300 kHz. También se analizaron los mecanismos físicos que pueden ser responsables de la aparición de los pulsos en el láser. El análisis ha mostrado que el mecanismo más importante es la absorción del estado excitado de los iones de erbio.

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad existe un gran interés en el área de aplicaciones tecnológicas basadas en materiales activados con iones de tierras raras. Los primeros láseres y amplificadores fueron demostrados en los inicios de 1960 usando vidrios de bario activados con Nd^{3+} , el cual fue elegido por la vida larga de su nivel metaestable.^{1,2} Aproximadamente una década después, se logró un nuevo avance con el funcionamiento de una fibra láser de sílice activada con Nd^{3+} .³ Tiempo después, un mayor impulso en el área de fibras láser fue proporcionado con la publicación de los procedimientos para la activación con tierras raras en fibras de sílice de modo sencillo con bajas pérdidas y con la demostración de una fibra láser activada con Nd^{3+} .^{4,5}

Desde su primera operación en el régimen pulsado en 1965,⁶ el vidrio láser activado con erbio provocó un gran interés debido a su emisión espectral alrededor de 1.53 μm , la cual es segura para los ojos y fácil de detectar. Con la aparición del vidrio láser activado con erbio, se generó un gran interés por la elaboración de osciladores láser de onda continua basados en vidrios activados con Er^{3+} y fibras ópticas, en particular, para su uso en telecomunicaciones ópticas a 1550 nm.⁷⁻⁹ Actualmente, los materiales activados con Er^{3+} son de gran importancia debido a su uso como material amplificador ó láser en la región a 1.55 μm para aplicaciones en sistemas de telecomunicación, amplificadores de banda ancha para sistemas multiplicadores de división de longitud de onda y guías de onda.¹⁰⁻¹⁴

Sin embargo, desde que los materiales dopados con Er^{3+} actúan como un sistema de ganancia a 1.55 μm , co-activarlos con iterbio es frecuentemente usado para aumentar la absorción y la eficiencia de bombeo, debido a la superposición de la región espectral del Yb^{3+} en la transición $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$ con la transición $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ del Er^{3+} . En los últimos años, los materiales co-activados con Er-Yb han sido ampliamente estudiados sobre su uso en osciladores Q-conmutados,¹⁵ láseres de bulto de alta eficiencia,^{16,17} guías de onda

amplificadoras para óptica integrada,^{18,19} y amplificadores de fibra de alta potencia dopados con Er-Yb operando a 1.55 μm .²⁰ En muchos láseres de bulto se requieren potencias altas de bombeo, la cual es proporcionada por lámparas de descarga. Sin embargo, la energía de bombeo puede transformarse en calor y el elemento activo podría sufrir de calentamiento, provocando una variación en el espectro de emisión láser.²¹ Otro de los factores que se ve afectado con el incremento de la temperatura, es la degradación de la eficiencia cuántica del material activo láser.

La degradación de la eficiencia cuántica con la temperatura se refiere al hecho observado experimentalmente de que al aumentar la temperatura en los vidrios, disminuye el tiempo de decaimiento de la fluorescencia. El coeficiente de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura, el cual se define como la cantidad de microsegundos que disminuye el tiempo de la fluorescencia por grado centígrado, es una medida cuantitativa de la degradación de la eficiencia cuántica. Este fenómeno es particularmente importante en láseres de alta potencia, dado que las barras de láseres semiconductores alcanzan algunas decenas de watts. Al introducir tanta potencia en la cavidad del láser, ésta sufre un calentamiento.

Hoy en día las fibras láser de doble revestimiento y las fibras amplificadoras activadas con tierra rara han atraído gran atención debido a su alta eficiencia, alta fiabilidad y buena calidad del rayo, cuyas aplicaciones principales son en telecomunicaciones, industria y medicina.²²⁻²⁶ En muchas aplicaciones, las fibras amplificadoras son fuertemente bombeadas para generar altas potencias o altas energías de salida.²⁷ Sin embargo, cuando las fibras láseres y amplificadoras son fuertemente bombeadas, sufren de un calentamiento excesivo.²⁸ La dependencia de la temperatura de los amplificadores ópticos es de vital importancia en aplicaciones prácticas. Se ha demostrado que en fibras amplificadoras activadas con erbio, la ganancia incrementa sumergiendo la fibra en nitrógeno líquido.²⁹ Por otra parte, a temperaturas altas la ganancia decrece rápidamente y la sección transversal de la emisión varía.^{30,31}

Debido a que las fibras láser son dispositivos resonantes guidoras de ondas, las altas ganancias requeridas para su operación en forma pulsada pueden ser fácilmente alcanzadas con diodos láser de bombeo de baja potencia. Aquí, el medio de ganancia es usado como un dispositivo de almacenamiento de energía, ya sea para amplificar o generar pulsos cortos. La disponibilidad de diodos láser de alta potencia y la mejora en el diseño de fuentes de bombeo, ha llevado a la generación de pulsos con energía de 500 μ J en fibras láser. La conmutación-Q de una fibra láser puede ser llevada activamente a través de la acción de un modulador de pérdidas controlado eléctricamente ó pasivamente mediante la utilización de un absorbedor saturable colocado dentro de la cavidad, el cual actúa como un modulador de pérdidas. Actualmente los láseres de fibra activados con erbio Q-conmutados son ampliamente usados en sistemas de telecomunicación, medicina, sensores y reflectometría.³²

La motivación de este trabajo de tesis fue el estudio de las propiedades ópticas de vidrios de fluorofosfato y metafosfato activados con Er^{3+} - Yb^{3+} dependientes de la temperatura, así como la fabricación de una fibra láser activada con erbio auto-Q-conmutada.

La sección transversal de absorción, la sección transversal de emisión y el tiempo de vida de la fluorescencia, junto con la temperatura son factores claves que afectan la ganancia y las propiedades láser de las tierras raras en cualquier vidrio anfitrión. El objetivo trazado para este trabajo fue determinar la dependencia de la luminiscencia, el tiempo de decaimiento y la sección transversal de emisión del ion Er^{3+} con la temperatura. Las propiedades ópticas de los vidrios de fluorofosfato y metafosfato fueron analizadas en el intervalo de temperatura de 25-300°C. Los resultados obtenidos muestran cómo la luminiscencia, el tiempo de decaimiento y la sección transversal de emisión dependen de la temperatura.

Por otra parte, La conmutación-Q es la técnica más conocida y empleada en la modulación de las pérdidas en una cavidad láser, para la generación de pulsos láser de gran potencia y altamente energéticos. Sin embargo, los métodos actualmente empleados contienen elementos de bulto, lo cual hace su diseño bastante complicado. El objetivo trazado para esta parte del trabajo fue demostrar experimentalmente auto-conmutación-Q estable en una fibra láser activada con erbio. El láser tiene una configuración todo de fibra, conteniendo una pieza de fibra altamente dopada con erbio y dos rejillas de Bragg en fibra, las cuales actuaron como espejos para definir la cavidad láser. No se requirieron de elementos adicionales dentro de la cavidad para obtener pulsos cortos. Los resultados obtenidos muestran una baja eficiencia de conversión de energía láser, sin embargo, la simplicidad de su diseño y su alta estabilidad en los pulsos de salida, da paso a que éste pueda ser usado como un oscilador master para un sin número de aplicaciones prácticas.

La tesis se presenta bajo el siguiente esquema: En el capítulo 2 se describen las características de los materiales láser activado con erbio, tales como niveles de energía, procesos de excitación y relajación del Er^{3+} , etc. El trabajo experimental y resultados de la dependencia a la temperatura de las propiedades ópticas de los vidrios activados con Er-Yb son presentado en el capítulo 3; mientras que en el capítulo 4 se hace una revisión de las fibras láser y los métodos principales para generar conmutación-Q. Finalmente, en el capítulo 5 se reporta la demostración de la conmutación-Q de una fibra láser de erbio.

Referencias

- [1] E. Snitzer, "Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, pp. 444-446, 1961.
- [2] C.J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Appl. Opt.*, vol. 3, pp. 1182-1186, 1964.
- [3] J. Stone and C.A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 388-389, 1973.
- [4] S.B. Poole, D.N. Payne, and M.E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 737-738, 1985.
- [5] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 739-740, 1985.
- [6] E. Snitzer and R. Woodcock, " Yb^{3+} - Er^{3+} Glass Laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, pp. 45, 1965.
- [7] D.W. Anthon and T.J. Pier, "Diode-Pumped Erbium Glass Lasers," *SPIE* **1627**, 1992, pp. 8-12.
- [8] Y. Kimura and M. Nakazawa, "Lasing characteristics of Er^{3+} -doped silica fibers from 1553 up to 1603 nm," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp. 516-520, 1988.
- [9] W.L. Barnes, P.R. Morkel, L. Reekie, and D.N. Payne, "High-quantum-efficiency Er^{3+} fiber lasers pumped at 980 nm," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1002-1004, 1989.
- [10] W.J. Miniscalco, "Erbium-Doped Glasses for Fiber Amplifiers at 1500 nm," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 234-250, 1991.

- [11] Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono, Y. Nishida, and K. Oikawa, "Gain characteristics of tellurite-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 μ m broadband amplification," *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 274-276, 1998.
- [12] S. Jiang, T. Luo, B.C. Hwang, G. Nunzi-Conti, M. Myers, D. Rhonehouse, S. Honkanen, and N. Peyghambarian, "New Er^{3+} -doped phosphate glass for ion-exchanged waveguide amplifiers," *Opt. Eng.*, vol. 37, pp. 3282-3286, 1998.
- [13] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamura, "Efficient Optical Amplifier Using a Low-Concentration Erbium-Doped Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 559-561, 1990.
- [14] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, J. Philipps, T. Töpfer, A. Speghini, M. Bettinelli, and R.W.S. Fat, "Properties of Er^{3+} Doped Glasses for Waveguide and Fiber Lasers," *Proc. SPIE* 3942, pp. 29-39, 2000.
- [15] S.J. Hamlin, J.D. Myers, and M.J. Myers, "High repetition rate Q-switched Erbium glass lasers," *Proc. SPIE* 1419, pp. 100-106, 1991.
- [16] P. Laporta, S. Longhi, G. Sorbello, S. Taccheo, and C. Svelto, "Erbium-ytterbium miniaturized laser devices for optical communications," *SPIE* **3622**, 1999, pp. 82-91.
- [17] S. Taccheo, P. Laporta, S. Longhi, O. Svelto, and C. Svelto, "Diode-pumped bulk erbium-ytterbium lasers," *Appl. Phys. B*, vol. 63, pp. 425-436, 1996.
- [18] G.C. Righini, M. Bettinelli, M. Brenci, C. Duverger, M. Ferrari, M. Fossi, M. Montagna, S. Pelli, and A. Speghini, " Er^{3+} and $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped silicate glass waveguides," *SPIE* **3749**, 1999, pp. 755-756.
- [19] D. Barbier, M. Rattay, F. S. André, G. Clauss, M. Trouillon, A. Kevorkian, J.M. Delavaux, and E. Murphy, "Amplifying Four-Wavelength Combiner, Based on

Erbium/Ytterbium-Doped Waveguide Amplifiers and Integrated Splitters,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 315-317, 1997.

[20] M. Karásek, “Optimum Design of Er^{3+} - Yb^{3+} Codoped Fibers for Large-Signal High-Pump-Power Applications,” *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 33, pp. 1699-1705, 1997.

[21] N.V. Nikonorov, A.K. Przhevuskii, and S.G. Lunter, “Effect of heating on spectral characteristics of Er-doped laser glasses,” *SPIE* **3622**, 1999, pp. 144-151.

[22] L. Zenteno, “High-power double-clad fiber lasers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1435-1446, 1993.

[23] A. Martínez-Ríos, A.N. Starodumov, H. Po, X. Li, Y. Wang, A.A. Demidov, “Efficient operation Double-Clad Fiber Lasers with a novel circular cladding geometry,” *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 1642-1644, 2003.

[24] A. Martínez-Ríos, R. Selvas-Aguilar, I. Torres-Gómez, F. Mendoza-Santoyo, H. Po, A.N. Starodumov, and Y. Wang, “Double-clad Yb^{3+} -doped fiber lasers with virtually non-circular cladding geometry,” *Opt. Commun.*, 2004.

[25] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, and D.C. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1049-1056, 1997.

[26] J. Nilsson, R. Paschotta, J.E. Caplen, and D.C. Hanna, “ Yb^{3+} -ring doped fiber for high-energy pulse amplification,” *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1092-1094, 1997.

[27] L. Goldberg and J.P. Koplow, “Highly efficient 4-W Yb -doped fiber amplifier pumped by abroad-stripe laser diode,” *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 673-675, 1999.

- [28] D.C.Brown and H.J.Hoffman, "Thermal, stress, and Thermo-Optic Effects in High Average Power Double-Clad Silica Fiber Lasers," *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 37, pp. 207-217, 2001.
- [29] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, and E. Sugita, "Gain characteristics of erbium-doped single-mode fiber amplifiers operated at liquid-nitrogen temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 2273-2275, 1990.
- [30] J. Kemtchou, M. Duhamel, and P. Lecoy, "Gain Temperature Dependence of Erbium-Doped Silica and Fluoride Fiber Amplifiers in Multichannel Wavelength-Multiplexed Transmission Systems," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 2083-2090, 1997.
- [31] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamura, "Temperature Dependence of the Gain in Erbium-Doped Fibers," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 261-265, 1991.
- [32] P.R. Morkel, in *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M.J.F. Digonnet, Ed. (Dekker, New York, 1993), Cap. 7.

Capítulo 2

Características de los materiales láser activados con Erbio

2.1 Introducción

Los materiales para operación láser deben poseer líneas fluorescentes perceptibles, fuertes bandas de absorción y una alta eficiencia cuántica para la transición fluorescente de interés. Estas características generalmente son mostradas por los materiales sólidos (vidrios) que incorporan elementos en pequeñas cantidades. La elección del material anfitrión es un factor muy importante cuando se desarrolla un dispositivo en particular, ya que éste determina las propiedades espectroscópicas de los iones activos, así como el desempeño del dispositivo en general. Dependiendo de la aplicación, las demandas en los materiales anfitrión son diferentes.

En las últimas décadas se ha generado un gran interés en el estudio de las propiedades de los iones lantánidos trivalentes del grupo de las tierras raras cuando se encuentran incorporados en sólidos aislantes y semiconductores. Las características espectroscópicas producidas por las transiciones radiativas dentro de la capa $4f$ de estos iones, tales como: su larga vida media, bandas estrechas de emisión o absorción y la alta densidad de bandas en el intervalo óptico que presentan, han permitido su aplicación en la fabricación de dispositivos de estado sólido tales como: detectores de radiación, láseres, materiales optoelectrónicos, fósforos químicos y convertidores ópticos de luz, como en el caso de la conversión de luz infrarroja a visible. Aún resulta más importante las posibles aplicaciones futuras de estos iones como impurezas. Estas aplicaciones requieren procesos cada vez más eficientes para su realización. Para lograr esto, es indispensable conocer con la mejor exactitud posible los mecanismos que intervienen en el nivel atómico cuando el ión lantánido interactúa con los iones que lo rodean. Los espectros de los iones lantánidos

trivalentes dependen fuertemente de las propiedades químicas de la red en la que se encuentran inmersos. La estructura cristalina que los rodea, las electronegatividades de los iones, sus energías de ionización, las valencias y sus radios iónicos son determinantes en las intensidades de las bandas de absorción y de emisión.

2.2 Materiales anfitrión

Los materiales anfitrión de estado sólido pueden agruparse ampliamente en sólidos cristalinos y vidrios. El material anfitrión debe tener excelentes propiedades ópticas, mecánicas y térmicas para resistir las condiciones severas de operación de los láseres prácticos. Entre las propiedades deseadas se incluyen dureza, insensibilidad química, inexistencia de deformación interna y variaciones del índice de refracción, resistencia a centros de color inducidos por radiación y facilidad en la fabricación.¹

2.2.1 Características de los vidrios láser

Los vidrios forman una clase importante de materiales anfitrión para algunas de las tierras raras. A partir del descubrimiento en 1961 de la acción láser del neodimio en vidrio,² se han obtenido rápidos e importantes avances en el campo de la fabricación de materiales anfitrión. Este rápido crecimiento fue motivado principalmente por la investigación de anfitriones apropiados para aplicaciones en láseres de alta energía y alta potencia. Las ventajas del vidrio como un anfitrión láser comparado a otros materiales de estado sólido (cristalino, policristalino o cerámica) incluyen: calidad óptica, transparencia, birrefringencia baja, umbral de daño óptico alto, resistencia a choque térmico, alta capacidad en el almacenamiento de energía y extracción de potencia, variedad de posibles composiciones, tamaño y forma, y bajo costo de los materiales en crudo.³

Un vidrio es un material inorgánico amorfo que ha sido formado de materiales enfriados rápidamente de la fase líquida, donde la cristalización ha sido prevenida.⁴ La organización estructural de un vidrio esta bien definida a escala de pocos átomos, pero es completamente aleatoria, asimétrica y aperiódica a gran escala. El enrejado del vidrio se construye de unidades estructurales básicas hechas de átomos formadores de red. Entre los formadores de vidrio se encuentran el GeO_2 , P_2O_5 , B_2O_3 y el más común, el tetraedro de sílice $(\text{SiO}_4)^{2-}$. Otros compuestos tales como álcali o tierras alcalinas, pueden ser añadidas al vidrio como modificadores de red. Los modificadores de red tales como Na^+ y Al^{3+} son usados para facilitar la incorporación de los iones trivalentes de tierra rara en el vidrio, debido a que su tamaño (~ 1 angstrom) es substancialmente mayor que al de los formadores básicos de red. Los diferentes tipos de vidrios láser pueden ser agrupados dentro de cuatro categorías principales: óxidos, haluros (halogenuros), oxihaluros y calcogenuros (vidrios basados en compuestos de azufre).⁵

En la categoría de los vidrios basados en óxidos (silicatos, germanatos, teluritos, fosfatos, boratos), los vidrios fosfatos activados con neodimio o erbio han recibido especial atención debido a sus propiedades favorables de estabilidad térmica y resistencia química en aplicaciones de alta potencia.⁶ Otros óxidos tales como teluritos, germanosilicatos y aluminosilicatos son generalmente usados en la fabricación de fibras dopadas con erbio.⁷⁻⁹

En la clase de los haluros, los vidrios de fluoruro de metal pesados (HMF) basados en fluoruro de circonio o fluoruro de hafnio como formadores de red, son ampliamente usados debido a que presenta un número mayor de transiciones láser para cualquier tierra rara en comparación a los vidrios óxidos.⁵ Entre los vidrios basados en haluros se encuentran los cloruros, fluoroberiliatos, fluorocirconatos, fluoroaluminatos, etc., entre todos ellos, los vidrios fluorocirconatos dopados con Nd^{3+} o Pr^{3+} son ampliamente usados en aplicaciones de amplificadores de fibra debido a su emisión a $1.3 \mu\text{m}$, la cual corresponde a la segunda ventana de telecomunicaciones.^{10,11} Generalmente estos vidrios son llamados por las siglas ZB, ZBL, ZBA, ZBAN, ZBLA, ZBLAL y ZBLAN.

2.3 Iones de tierra rara

Los iones de tierra rara son candidatos naturales para servir como iones activos de los materiales láser de estado sólido, debido a que exhiben una gran cantidad de transiciones fluorescentes que abarcan casi toda la región del visible y parte del infrarrojo cercano del espectro electromagnético. Las tierras raras (o serie de los lantánidos) son constantemente usadas como contaminante en anfitriones de estado sólido en su forma trivalente, aunque muchos sistemas divalentes también han sido demostrados.¹² La forma más común de los elementos de tierras raras es la forma iónica, en particular, en el estado trivalente. Los elementos lantánidos neutros tienen la forma atómica $(Xe)4f^N 6s^2$ o $(Xe)4f^{N-1} 5d6s^2$, donde (Xe) representa un átomo neutro de xenón. Durante la ionización de las tierras raras se produce la remoción de dos electrones débilmente enlazados del nivel $6s$ y uno más del nivel $4f$ o del $5d$. Así, la configuración electrónica de los iones trivalentes de tierras raras es $(Xe)4f^N$ con $N = 0$ para el lantano y $N = 14$ para el lutecio. Los electrones internos N de la capa $4f$ son protegidos de los campos externos por las capas exteriores $5s^2 5p^6$, causando las transiciones láser $4f \rightarrow 4f$ en los materiales láser de estado sólido. Otra consecuencia de este efecto, es que las características espectroscópicas de las transiciones $4f \rightarrow 4f$ son débilmente susceptibles al tipo de anfitrión.¹³

2.3.1 Er^{3+} como ión activo

Las propiedades espectroscópicas de los iones de erbio en diferentes anfitriones son similares, pero no idénticas. La transición fluorescente en la región de $1.55 \mu m$ está determinada principalmente por la estructura electrónica de ión y no por el material anfitrión. El erbio es notable entre las tierras raras debido a que sus líneas de absorción y emisión son estrechas. Incluso, en los vidrios donde los campos eléctricos locales causan variaciones sitio a sitio en los niveles electrónicos (efecto Stark), las transiciones en los iones de erbio son generalmente más intensas que en cualquier otro ión de tierra rara.

Aunque esto es ventajoso para lograr eficientes amplificadores de ganancia alta, también limita el rango de longitudes de onda en las que pueden ser amplificadas.¹⁴

2.3.2 Niveles de energía del Er³⁺

La configuración electrónica de un átomo neutro de erbio es [Xe] 4f¹²6s², donde [Xe] representa un átomo de xenón. Pero como se enuncio anteriormente, la forma más común de un ión de tierra rara en un material sólido es la forma iónica, en particular, el estado trivalente. La ionización del ión erbio involucra la remoción de dos electrones débilmente enlazados del nivel 6s y uno más del nivel 4f. Por lo que la configuración electrónica del erbio en su forma trivalente será [Xe] 4f¹¹.⁴

Los átomos, al absorber o emitir radiación electromagnética realizan transiciones entre los niveles de energía que le son permitidos. Cuánticamente, sólo ciertos valores son permitidos. Los niveles de energía de las tierras raras son principalmente asociados con la configuración electrónica 4f^N del ión. El desdoblamiento de los niveles de energía del erbio es determinado por tres efectos principales: la interacción Coulombiana, el acoplamiento espín-órbita y la interacción ión-red. Los niveles de energía correspondiente a cada posible estado atómico ^{2S+1}L_J para el vidrio activado con erbio son mostrados en la Figura 2.1.¹⁵

2.4 Procesos de excitación y relajación del Er³⁺

La excitación de los iones activos generalmente se obtiene a través de la absorción de fotones generados por fuentes de luz coherentes (láseres) o incoherentes (lámparas de xenón, flash, etc.). Los procesos de relajación pueden ser radiativos con la emisión de fotones, o no radiativos a través de la generación de fonones del material anfitrión e interacción entre iones a través de procesos de transferencia de energía.

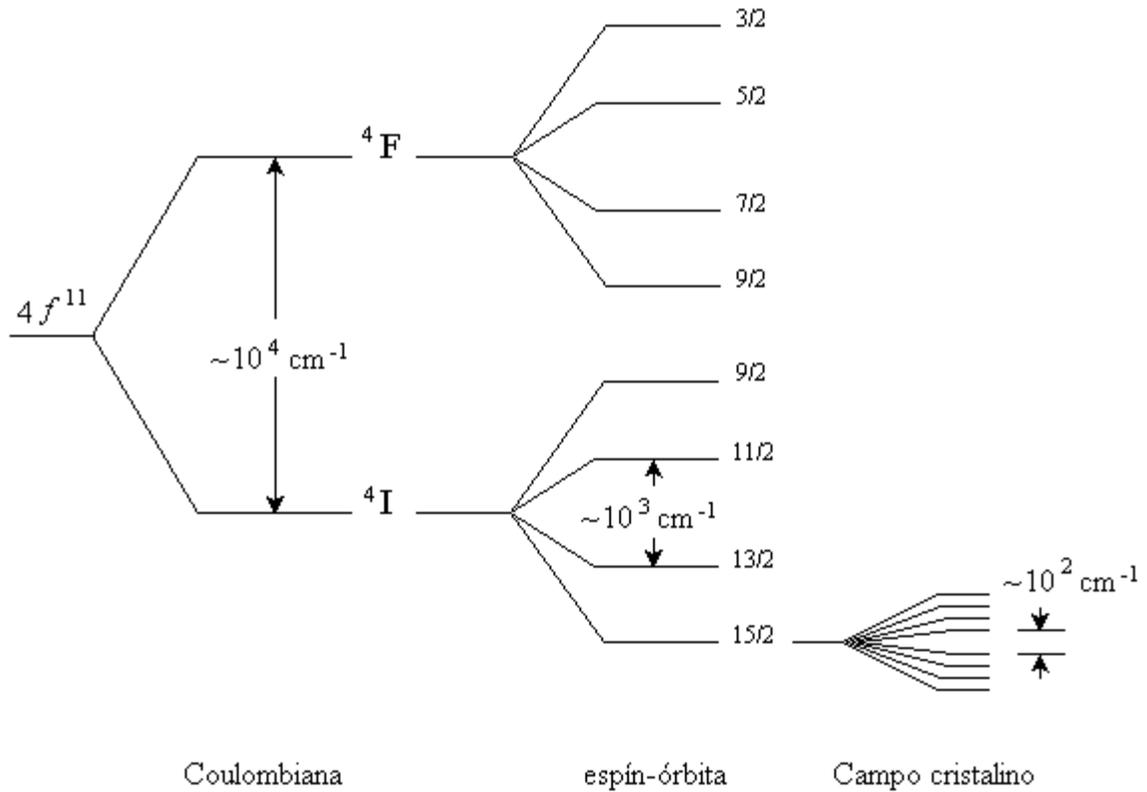


Figura 2.1 Diagrama esquemático del desdoblamiento de los niveles de energía del ión Er^{3+} , debido a la interacción Coulombiana, espín-órbita y campo cristalino.

2.4.1 Transiciones radiativas

Las transiciones radiativas se llevan a cabo en la capa parcialmente llena $4f$ y son predominantemente de origen dipolar eléctrico. Aunque también son permitidas las transiciones tipo magnético y cuadrupolar eléctrico, sus contribuciones al decaimiento radiativo son mínimas.¹⁵ La relajación o decaimiento de un nivel excitado cuando no se consideran interacciones con otros iones, puede ocurrir por transiciones radiativas, en las cuales, el estado excitado pierde el exceso de energía emitiendo un fotón de energía $h\nu$ (fluorescencia), decayendo al estado base o a un estado intermedio.

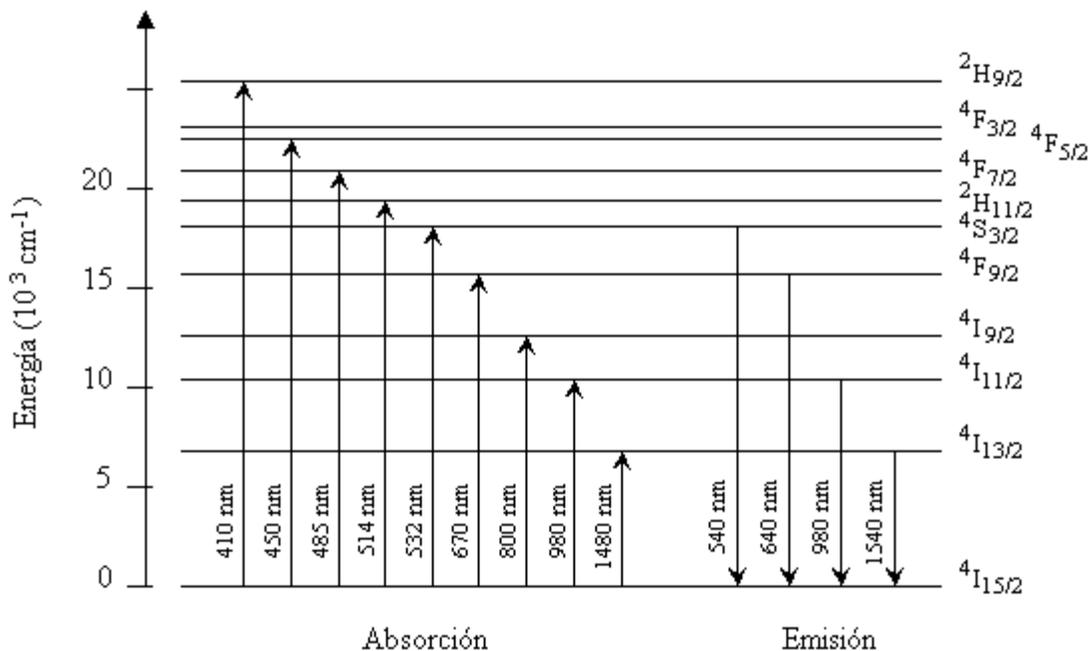


Figura 2.2 Diagrama de niveles de energía para vidrios $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ mostrando algunas transiciones de absorción y emisión.

Las probabilidades de emisión radiativa correspondientes a cualquier tipo de transición pueden ser calculadas a través del elemento de matriz del operador Hamiltoniano de interacción, tomado entre el estado atómico inicial y el estado atómico final.¹⁶ En el caso de las transiciones dipolar eléctrica, el esquema teórico que permite estudiarlas es la teoría de Judd-Ofelt.^{17,18} En la Figura 2.2 se muestran esquemáticamente algunas transiciones de absorción y radiativas entre los niveles de energía del $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$.¹⁹

2.4.2 Transiciones no radiativas

En los procesos no radiativos, el proceso de desactivación del nivel excitado del ión de tierra rara es acompañado por la emisión de uno o varios fonones. Considerando que la tasa de decaimiento multifonónico entre los niveles de energía i y j es A_{ij}^{NR} , y la tasa de

decaimiento radiativa del nivel i es A_{ij}^R , por lo tanto, el tiempo de vida τ_i^{obs} de la transición observada experimentalmente es:¹⁹

$$\frac{1}{\tau_i^{obs}} = \sum_j (A_{ij}^R + A_{ij}^{NR}) \quad (2.1)$$

El tiempo de vida no radiativo depende principalmente de la naturaleza del vidrio anfitrión y del acoplamiento entre las vibraciones del enrejado del ión. Por consiguiente, la eficiencia cuántica radiativa η_{ij} de la transición (ij) estará definida como:

$$\eta_{ij} = \frac{A_{ij}^R}{\sum_j (A_{ij}^R + A_{ij}^{NR})} \quad (2.2)$$

Si la tasa de decaimiento no radiativa total es mayor a la tasa de decaimiento radiativa, es decir, $\sum A_{ij}^{NR} \gg \sum A_{ij}^R$, no se observará fluorescencia. En el proceso de relajación, la probabilidad de una transición no radiativa disminuye exponencialmente con el número de fonones requeridos para traspasar la energía entre los niveles. Dado que la tasa no radiativa aumenta con la temperatura, ya que la población de fonones se incrementa con la temperatura de acuerdo a la estadística de Bose, la tasa de transición no radiativa a temperatura T será dada por:¹³

$$A_{ij}^{NR}(T) = A_{ij}^{NR}(0) [1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)]^{-p} \quad (2.3)$$

En la ecuación anterior $\hbar\omega$ es la energía del fonón, $p \equiv \Delta E/\hbar\omega$ es el número de fonones requeridos para traspasar la energía entre los niveles (ΔE es la diferencia de energía entre los niveles) y $A_{ij}^{NR}(0)$ es la tasa de transición a $T = 0$. La tasa de transición no radiativa en $T = 0$ es también exponencialmente dependiente del número de fonones requeridos para atravesar la energía entre los niveles. Por lo tanto, la Ecuación (2.3) puede ser re-escrita como:

$$A_{ij}^{NR}(T, p) = B \exp(-\alpha \Delta E) [1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)]^{-p} \quad (2.4)$$

donde α y B son parámetros empíricos que dependen del material anfitrión y de la intensidad del acoplamiento electrón-fonón. La Tabla 2.1 nos muestra algunos de los valores tabulados para los parámetros fenomenológicos α y B , junto con la energía del fonón dominante involucrado en los procesos no radiativos.¹³

Anfitrión	B (s ⁻¹)	α (cm)	$\hbar\omega$ (cm ⁻¹)
Telurito	6.3×10^{10}	4.7×10^{-3}	700
Fosfato	5.4×10^{12}	4.7×10^{-3}	1200
Borato	2.9×10^{12}	3.8×10^{-3}	1400
Silicato	1.4×10^{12}	4.7×10^{-3}	1100
Germanato	3.4×10^{10}	4.9×10^{-3}	900
ZBLA	1.59×10^{10}	5.19×10^{-3}	500
ZBLA	1.88×10^{10}	5.77×10^{-3}	460-500
Fluoroberilato	9×10^{11}	6.3×10^{-3}	500

Tabla 2.1 Parámetros fenomenológicos de la transición no radiativa para diferentes vidrios.

Nota: $1 \text{ cm}^{-1} = 1.989 \times 10^{-23} \text{ J} = 1.24 \times 10^{-4} \text{ eV}$.

En la Ecuación (2.4) se puede ver que la probabilidad de que ocurra una transición fonónica decrece cuando se incrementa la separación entre los niveles de energía ΔE , la razón física es que se requiere un número mayor de fonones para sobrepasar la separación entre los niveles involucrados, el mismo efecto ocurre cuando el material tiene fonones de poca energía. De acuerdo con esto último, el vidrio ZBLA es el que presenta una menor tasa de transición no-radiativa. Por otra parte, solamente serán significativas las relajaciones multifonónicas de un estado excitado hasta el nivel inmediato de menor energía, debido a que las transiciones a niveles más alejados serán de orden mayor y por lo tanto menos probables, tal y como se muestra en la Figura 2.3.

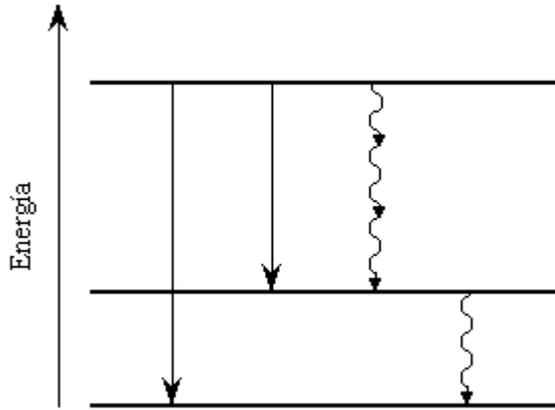


Figura 2.3 Diagrama de niveles de energía donde se muestran transiciones radiativas (líneas llenas) y transiciones no radiativas por decaimiento multifonónico (líneas onduladas).

2.5 Anchos de línea y mecanismos de ensanchamiento de la transición

El ancho de línea espectral $\Delta\omega_{ij}$ de una transición óptica contiene contribuciones de varios efectos. Para una transición entre dos multipletes de un ión de tierra rara, el ancho de línea está relacionado a las tasas de decaimiento totales $A_k = A_k^R + A_k^{NR}$ ($k = i, j$) a través de:¹⁹

$$\Delta\omega_{ij} = A_i + A_j \quad (2.5)$$

El ancho de línea definido por la Ecuación (2.5), corresponde al efecto de ensanchamiento natural o ensanchamiento radiativo. En una transición entre dos multipletes, el ancho de línea de una transición contiene contribuciones homogéneas e inhomogéneas. Los efectos que causan el ensanchamiento de línea de una transición, pueden ser agrupados dentro de tres categorías: ensanchamiento por desfaseamiento, ensanchamiento por desdoblamiento Stark y ensanchamiento inhomogéneo.

En un gas, el ensanchamiento por desfaseamiento es causado por la colisión entre diferentes tipos de átomos en una mezcla de gases (por ejemplo He-Ne), o entre los átomos y las paredes del tubo. El ensanchamiento por desfaseamiento incrementa linealmente con la presión total del gas. En una fase sólida, el desfaseamiento es causado por las vibraciones del enrejado a frecuencias altas. El efecto sobre el ancho de línea de la transición es dependiente de la temperatura y es llamado ensanchamiento fonónico. El ensanchamiento natural o el ensanchamiento fonónico de la línea es homogéneo, cuando todos los átomos en el medio anfitrión experimentan los mismos efectos de ensanchamiento. El ensanchamiento inhomogéneo se origina a causa de la existencia de múltiples sitios atómicos, en los cuales un conjunto de iones puede ser colocados. Una línea inhomogénea es por lo tanto, una superposición de un conjunto de líneas homogéneas. En un anfitrión cristalino, las diferencias en sitios son el resultado de microdefectos en la matriz.¹⁹

El ensanchamiento Stark de la línea es inducido por el efecto Stark, el cual es provocado por el campo eléctrico cristalino que rodea al ión de tierra rara, causando la degeneración de los niveles SLJ , tal y como se muestra en la Figura 2.4a. Si los niveles de energía inferior y superior son divididos en multipletes de subniveles no degenerados g_1 y g_2 , respectivamente, la línea de la transición correspondiente a los dos niveles principales será ensanchada debido a la superposición de las $g_1 \times g_2$ posibles transiciones. Debido a que en un anfitrión de vidrio se tiene una variación aleatoria de sitio a sitio del campo cristalino, el desdoblamiento Stark entre los niveles de energía, también será aleatorio. Esto producirá variaciones sitio a sitio en las longitudes de onda de la transición y originará un ensanchamiento de línea inhomogéneo, Figura 2.4b. Sin embargo, los subniveles Stark tienen bajas energías de hueco y por lo tanto, son fuertemente acoplados térmicamente. Este acoplamiento, provoca que la línea láser exhiba características de saturación homogéneas y, por consiguiente, el desdoblamiento Stark puede ser visto indirectamente como una causa de ensanchamiento homogéneo. La degeneración total de un estado atómico $^{2S+1}L_J$ es $g = 2J + 1$. Pero para una perturbación puramente eléctrica, el número máximo de niveles de energía, o niveles Stark, es $g = J + 1/2$. En la presencia de un campo magnético, cada uno de los niveles $J + 1/2$ es dividido en dos subniveles.

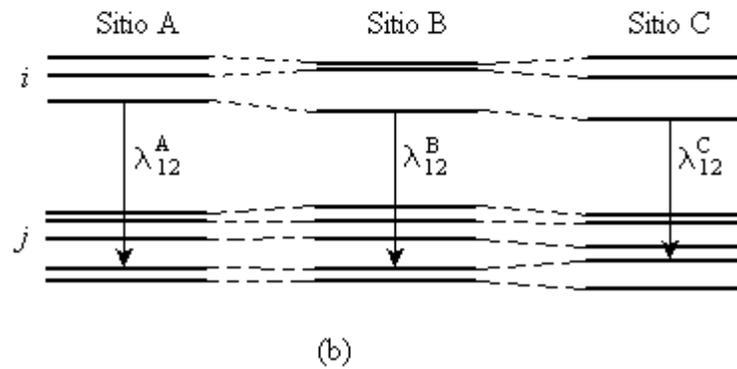
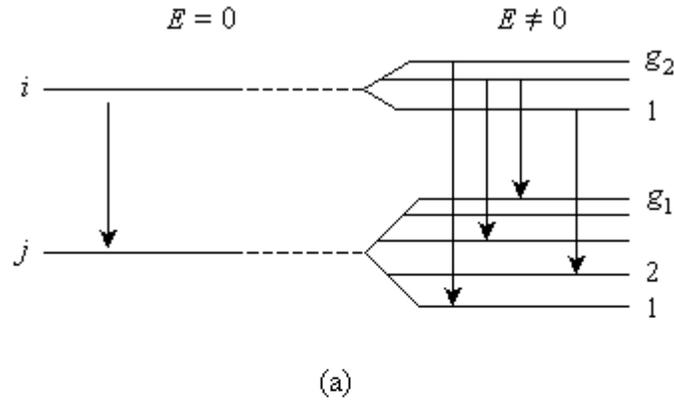


Figura 2.4 Ensanchamiento por división Stark: (a) efecto del desdoblamiento Stark de los niveles de energía con degeneraciones g_1 y g_2 , causadas por el campo eléctrico cristalino E , y las posibles transiciones láser; (b) efecto de ensanchamiento inhomogéneo, donde las variaciones aleatorias del campo de sitio a sitio, causan cambios en el desdoblamiento Stark y en las longitudes de onda de la transición láser.

Las ecuaciones de balance para un sistema que presenta desdoblamiento Stark son idénticas al de un sistema láser básico de tres niveles.¹⁹ Esto debido a la suposición de las distribuciones de equilibrio térmico de las poblaciones dentro de cada multiplete Stark. Por lo tanto, el sistema láser con desdoblamiento Stark es equivalente a un sistema láser típico de tres niveles, pero con las tasas de bombeo, emisión estimulada y emisión espontánea definidas en el Apéndice A.

Las posiciones de los niveles Stark de los multipletes $^4I_{15/2}$ y $^4I_{13/2}$ pueden ser determinadas a través de un análisis de los espectros de absorción y emisión dependientes de la temperatura.²⁰ El estrechamiento ó ensanchamiento espectral de la fluorescencia dependiente de la temperatura estará determinado por la distribución de la población en los multipletes Stark. Por ejemplo, en un esquema de bombeo de tres niveles, el estrechamiento espectral cuando se disminuye la temperatura es debido al efecto de estrechamiento del ancho de línea homogéneo y a la disminución de la población en los multipletes Stark. A temperaturas bajas, solamente los niveles de energía inferiores de cada multiplete son poblados, por lo que se reduce el número de las transiciones observadas.

2.6 Absorción del estado excitado

La absorción del estado excitado (ESA por sus siglas en Inglés) es un proceso de absorción el cual no se origina en el estado fundamental del ión láser, sino en un estado excitado superior, normalmente en el nivel láser superior del ión de interés. La absorción del estado excitado afecta a los osciladores y amplificadores de dos maneras distintas: a través de la absorción a la longitud de onda de bombeo o de la señal de salida láser, resultando en un exceso de pérdida para el bombeo o la señal, reduciendo la ganancia en las fibras. Estos dos procesos son mostrados en la Figura 2.5.

La absorción de estado excitado de los iones de tierras raras en general y del ión de erbio en particular, representa un papel crítico para las fibras ópticas amplificadoras y fibras láser en la determinación de la longitud de onda óptima de bombeo.²¹ Estas absorciones son observadas a ocurrir en fibras contaminadas con erbio en diversas bandas de longitud de onda, generalmente entre 450 nm y 1050 nm.^{22,23}

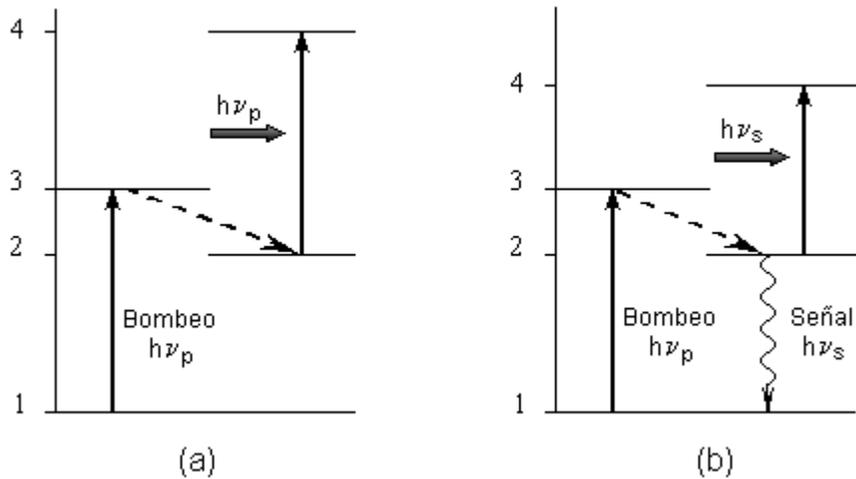


Figura 2.5 Procesos de absorción del estado excitado (a) a la longitud de onda de bombeo; (b) a la longitud de onda de la señal de salida.

En el proceso de absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo, la luz de bombeo a frecuencia ν_p no es absorbida por el nivel fundamental (1) del ión de tierra rara, sino por un nivel excitado (2), debido a la existencia de un tercer nivel (3) cuya diferencia de energía $\Delta E = E_3 - E_2$ que hay con el nivel 2 se acopla justamente con la energía $h\nu_p$ del fotón de bombeo. Este proceso ocurre si la sección transversal ESA se traslapa con la absorción del estado fundamental (GSA) o con la sección transversal de bombeo. Hay ocasiones en que la absorción del estado excitado de la luz de bombeo en una fibra láser o amplificadora es requerida, por ejemplo, para despoblar el nivel láser inferior o para convertir radiación de bombeo en el infrarrojo a luz láser en el visible.^{24,25} Sin embargo, la absorción de la radiación de bombeo por el nivel láser superior es indeseable, ya que disminuye la eficiencia con la cual la luz de bombeo es convertida en energía de la señal e incrementa el calentamiento en el medio de ganancia. En la Figura 2.6 se muestra un diagrama de niveles de energía en vidrios de SiO_2 activados con erbio, así como las posibles transiciones del estado fundamental y del estado excitado, y sus longitudes de onda asociadas.

Se ha demostrado experimentalmente que no existe absorción del estado excitado del bombeo en el nivel metaestable $^4I_{13/2}$ a la longitud de onda de 980 nm. Sin embargo, aunque el ión de erbio en el nivel metaestable no absorbe fotones a 980 nm, el ión en el próximo nivel más alto ($^4I_{11/2}$) podría ser capaz de absorber fotones a 980 nm, generando la transición $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ como se muestra en la Figura 2.6.²¹ Una muestra de este proceso, es la luminiscencia de conversión hacia arriba ($\lambda = 525 - 550 \text{ nm}$) que se observa a altas potencias de bombeo a 980 nm.^{26,27}

En el efecto de absorción de estado excitado a la longitud de onda de la señal, la luz de la señal con energía $h\nu_s$ es absorbida del nivel metaestable 2 al nivel 3, debido a la misma relación de acople de diferencia de energía, es decir, $\Delta E = E_3 - E_2 \approx h\nu_s$. Se ha demostrado que a bajos valores de absorción de la señal de salida, la ganancia en un amplificador se reduce ligeramente. Sin embargo, a valores altos de absorción, la ganancia disminuye considerablemente. Mediciones realizadas en fibras de sílice contaminadas con neodimio han confirmado que la absorción de estado excitado a la longitud de onda de la señal es responsable de la ausencia de láseres de fibra operando a $1.3 \mu\text{m}$.²⁹

Para que ocurra absorción del estado excitado a una longitud de onda dada, las secciones transversales de absorción (σ_{ESA}) deben ser superiores a las secciones transversales de absorción del estado fundamental (σ_{GSA}). Debido al proceso de absorción del estado excitado, la transmisión de una fibra activada con erbio dependerá de la longitud de onda de bombeo λ_p y de la relación $\delta = \sigma_{ESA} / \sigma_{GSA}$. La razón δ puede ser determinada experimentalmente, esto es, midiendo la diferencia de los coeficientes de absorción del estado excitado y estado fundamental:

$$x = \alpha_{ESA}(\lambda_p) - \alpha_{GSA}(\lambda_p) \quad (2.6)$$

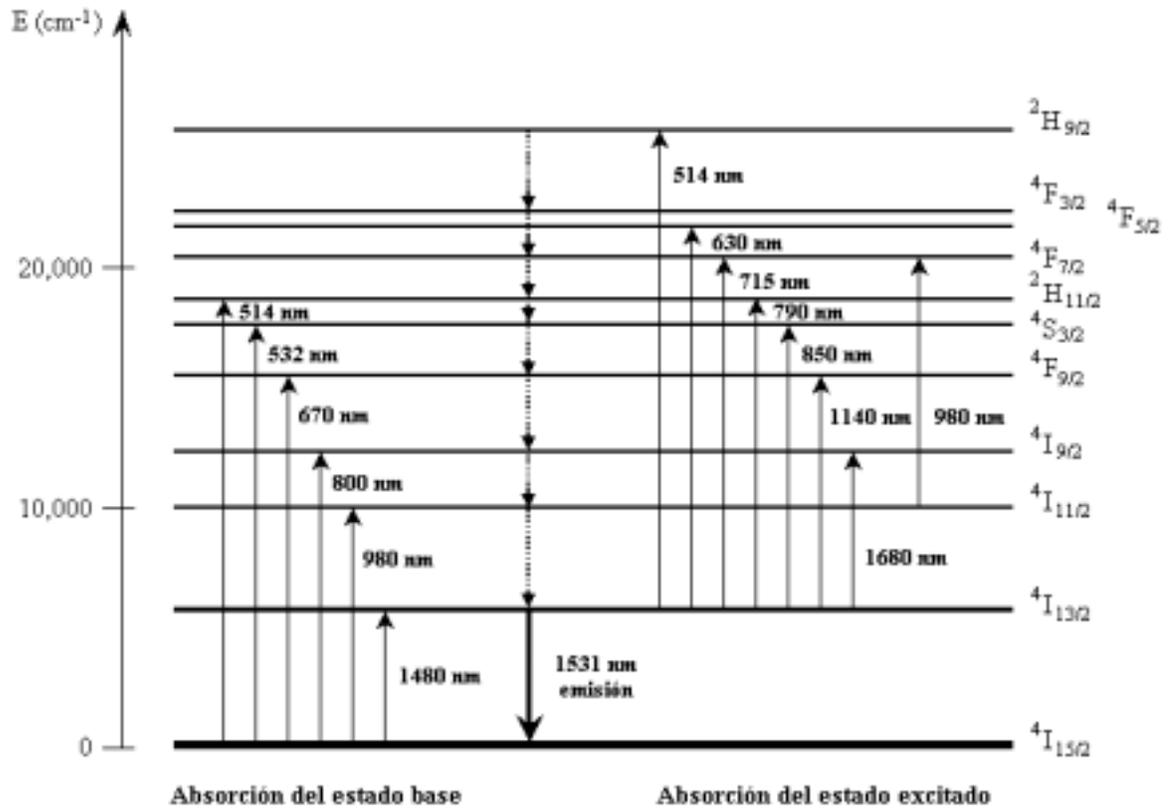


Figura 2.6 Diagrama de los niveles de energía de vidrios de SiO₂ activados con erbio, mostrando las transiciones de absorción del estado fundamental y estado excitado, así como sus correspondientes longitudes de onda.²⁸

2.7 Sección transversal de absorción y emisión

Las secciones transversales de absorción y emisión cuantifican la habilidad de un ión para absorber ó emitir luz y, están relacionadas a los coeficientes A y B de Einstein. La sección transversal de una transición entre dos estados de un ión, representa la probabilidad para que ocurra una transición con la simultánea emisión o absorción de luz.¹³ Si se consideran dos estados 1 y 2, con energías E_1 y E_2 ($E_1 < E_2$), la probabilidad de la transición para absorber un fotón de energía $(E_2 - E_1)$ es proporcional a la sección transversal σ_a y la probabilidad para la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal de emisión σ_e . La sección transversal de absorción puede considerarse como un

área que puede interceptar un flujo de luz, la cual atrapa a los fotones que fluyen a través de ésta. La probabilidad de emisión tiene una interpretación similar. La dimensión de la sección transversal es la de un área.

2.7.1 Análisis de Fuchtbauer-Ladenburg

Las secciones transversales de emisión y absorción se relacionan a los anchos de banda de la fluorescencia y de absorción, asumiendo que el tiempo de vida espontáneo y la degeneración de los niveles también son conocidos. Las ecuaciones de Fuchtbauer-Ladenburg son derivadas de la relación de los coeficientes A y B de Einstein en un sistema de dos niveles. Las secciones transversales de emisión (σ_e) y de absorción (σ_a) están dadas por:³⁰

$$\sigma_e = \frac{\lambda^4}{8\pi n^2 c \tau \Delta\lambda_E} \frac{1}{g_1} \quad (2.7)$$

$$\sigma_a = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^4}{8\pi n^2 c \tau \Delta\lambda_A} \frac{1}{g_1} \quad (2.8)$$

2.7.2 Teoría de McCumber

Una relación de reciprocidad entre las secciones transversales de absorción y emisión usa la teoría general de McCumber,³¹ la cual fue originalmente desarrollada para transiciones de iones metálicos y actualmente es aplicada a vidrios dopados con tierras raras. La única suposición requerida para la teoría de McCumber, es que el tiempo requerido para establecer una distribución térmica dentro de cada multiplete sea corto en comparación al tiempo de vida de ese multiplete. Esta relación de reciprocidad, es dependiente de la temperatura y es expresada como:³²

$$\sigma_a(\nu) = \sigma_e(\nu) \exp\left\{\frac{h(\nu - \varepsilon)}{k_B T}\right\} \quad (2.9)$$

donde $h = 6.624 \times 10^{-34}$ J-s es la constante de Planck, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K, ν es la frecuencia óptica y $h\varepsilon$ es la energía de excitación dependiente de la temperatura, la cual ajusta los espectros de sección transversal uno con respecto al otro. La interpretación física de $h\varepsilon$ es como la energía termodinámica libre requerida para mover un ión de tierra rara del estado basal a un estado excitado, mientras que se mantiene constante la temperatura T del enrejado. Para escalar el espectro de absorción y de emisión es necesario conocer el valor de $h\varepsilon$, el cual puede ser calculado si las posiciones de todos los niveles Stark para los dos multipletes son conocidas o usando una técnica de aproximación. La energía $h\varepsilon$ está dada por:¹⁹

$$h\varepsilon = -k_B T \ln \left[\frac{\exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{k_B T}\right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{\delta E_1}{k_B T}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\delta E_2}{k_B T}\right)} \frac{1 - \exp\left(-g_2 \frac{\delta E_2}{k_B T}\right)}{1 - \exp\left(-g_1 \frac{\delta E_1}{k_B T}\right)} \right] \quad (2.10)$$

La separación de energía ΔE_{21} es dada por $\Delta E_{21} = hc/\lambda_{pico}$ y los factores de degeneración para el caso de vidrios dopados con erbio son $g_1 = 8$ ($^4I_{15/2}$) y $g_2 = 7$ ($^4I_{13/2}$). En vidrios activados con erbio, las longitudes de onda pico para la absorción y emisión difieren por casi 1 nm a temperatura ambiente, así que puede usarse un valor promedio para λ_{pico} .³²

2.8 Vidrios co-activados con tierras raras

La práctica de incorporar deliberadamente dos o más tipos de iones de tierra rara simultáneamente dentro de un medio láser de estado sólido se ha empleado durante mucho tiempo.³³ La Figura 2.7 nos muestra el proceso de transferencia de energía más simple y común que se presenta en un sistema láser co-activado. La transición láser de interés toma

lugar entre dos niveles del llamado ión aceptor. Los otros iones de tierra rara presentes, conocidos como iones donadores están ahí para absorber la radiación de bombeo. Después de haber absorbido un fotón de bombeo, el ión donador se relaja del nivel bombeado al nivel metaestable. Si la fluorescencia de este nivel metaestable se traslapa con el espectro de absorción del ión aceptor y si la densidad de iones aceptores es lo suficientemente alta, entonces habrá una probabilidad de que una pareja donador-aceptor sufra una transición, provocando que el ión donador decaiga al estado fundamental y el ión aceptor sea bombeado a un nivel excitado.

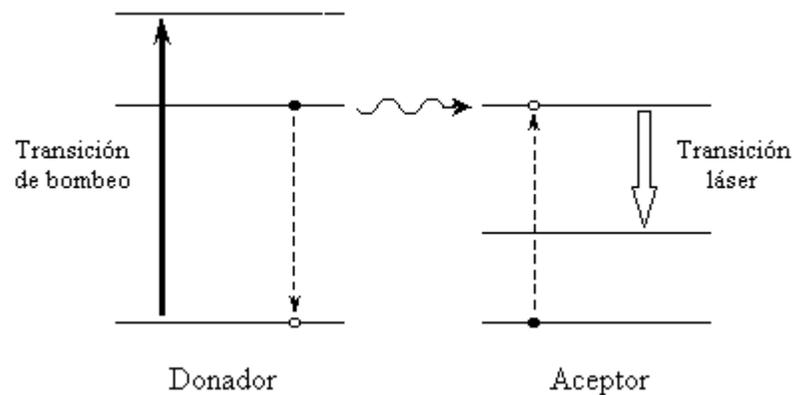


Figura 2.7 Diagrama esquemático de niveles de energía en donde se muestra la transferencia de energía entre un ión donador y un ión aceptor (representados por las flechas punteadas), y la inversión de población producida en el subsistema aceptor.

Uno de los motivos de introducir los iones donadores dentro del medio de ganancia es para incrementar la absorción del medio activo en las regiones espectrales donde no absorbe el ión aceptor. Otra situación donde el co-activar los materiales láser puede ser benéfico es cuando uno de los niveles metaestable del ión de emisión láser requiere ser despojado, con la finalidad de crear una transferencia ión-ión para despojar el nivel inferior de la transición láser, y así convertir una transición de auto-apagado en una transición de onda continua.³⁴ La Figura 2.8 nos muestra el proceso de transferencia de energía, en el cual está incorporado un ión apagador.

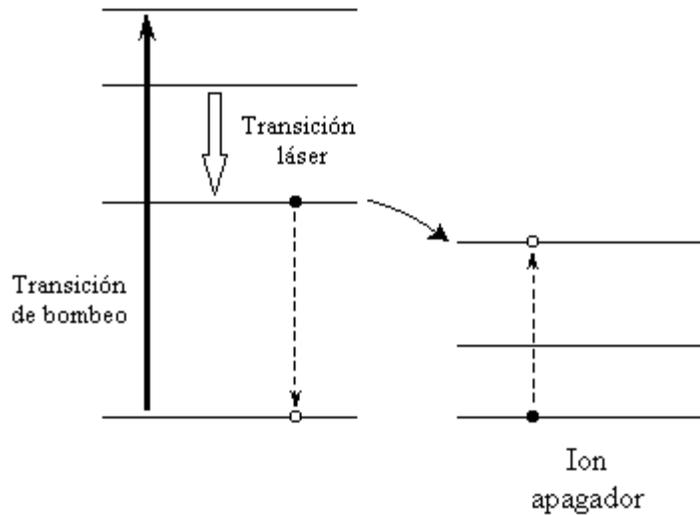


Figura 2.8 Diagrama esquemático de niveles de energía mostrando la transferencia de energía a un ión apagador y la subsiguiente despoblación del nivel inferior de la transición láser.

2.8.1 Yb^{3+} como ión sensibilizador

En las últimas décadas el ión Yb^{3+} ha atraído gran atención como dopante en materiales láser, sus propiedades ópticas han sido estudiadas en una gran variedad de sistemas, obteniéndose acción láser en diferentes anfitriones. Debido a su amplio rango de bombeo, el cual se extiende desde 800 nm a 1050 nm, el ión de Yb^{3+} ha sido usado como un sensibilizador para otros iones de tierras raras para incrementar su eficiencia de bombeo.^{35,36} La configuración electrónica del ión iterbio en su forma trivalente es $(\text{Xe})4f^{13}$ y de esta manera, tiene solamente dos estados multipletes: El estado basal $^2F_{7/2}$ y el estado excitado $^2F_{5/2}$, separados por una energía de alrededor de $10 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$.³⁷ En la Figura 2.9 se muestra un esquema parcial de los niveles de energía principales, así como las transiciones de bombeo y fluorescencia para el $\text{Yb}^{3+}:\text{SiO}_2$. Un aspecto favorable de los materiales activados con iones de Yb^{3+} es la nula tasa de relajación no-radiativa y el hecho de que no hay mecanismos que compitan con la transición láser, tales como los procesos de absorción del estado excitado y conversión hacia arriba.³⁶

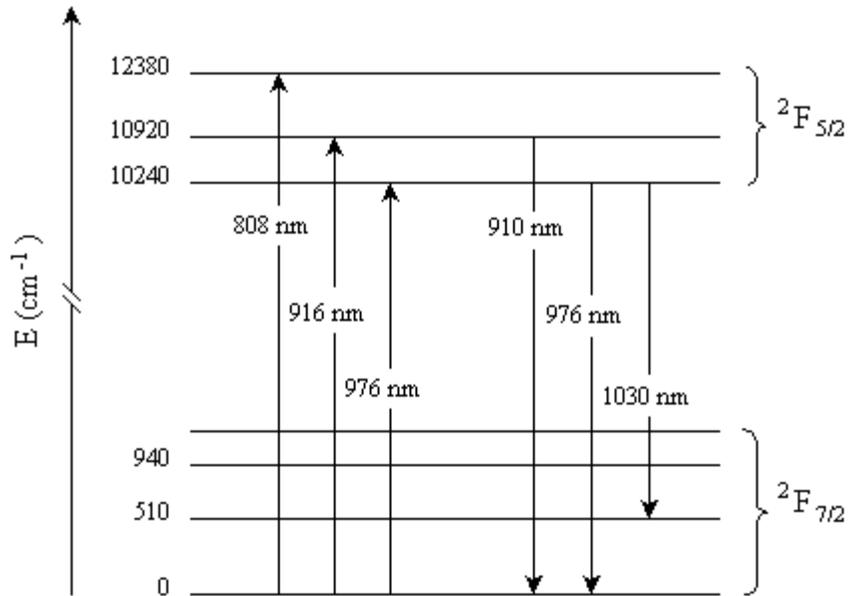


Figura 2.9 Diagrama de niveles de energía para vidrios de Yb³⁺: SiO₂ mostrando sus transiciones de absorción y emisión.

Debido a que los vidrios activados con erbio presentan una baja sección transversal de absorción en el rango de emisión de los diodos láser (0.8–1.5 μm) cuando actúan como un sistema de ganancia de tres niveles a 1.55 μm, co-activarlos con iterbio es frecuentemente usado para aumentar la absorción y la eficiencia de bombeo en los materiales activos empleados en dispositivos láser y amplificadores ópticos de alta potencia. Esto debido a la superposición que hay entre la transición ²F_{7/2} → ²F_{5/2} del iterbio y la transición ⁴I_{15/2} → ⁴I_{11/2} del erbio, la cual permite una transferencia de energía resonante de los iones de iterbio a los iones de erbio. La Figura 2.10 nos muestra un diagrama de energía de un sistema de SiO₂: Er³⁺/Yb³⁺, donde se muestran los principales procesos radiativo y no radiativos involucrados en el sistema. De acuerdo con este modelo, la dinámica de transferencia del Yb³⁺/Er³⁺ es descrita, en general, por las siguientes ecuaciones de razón:^{4,38}

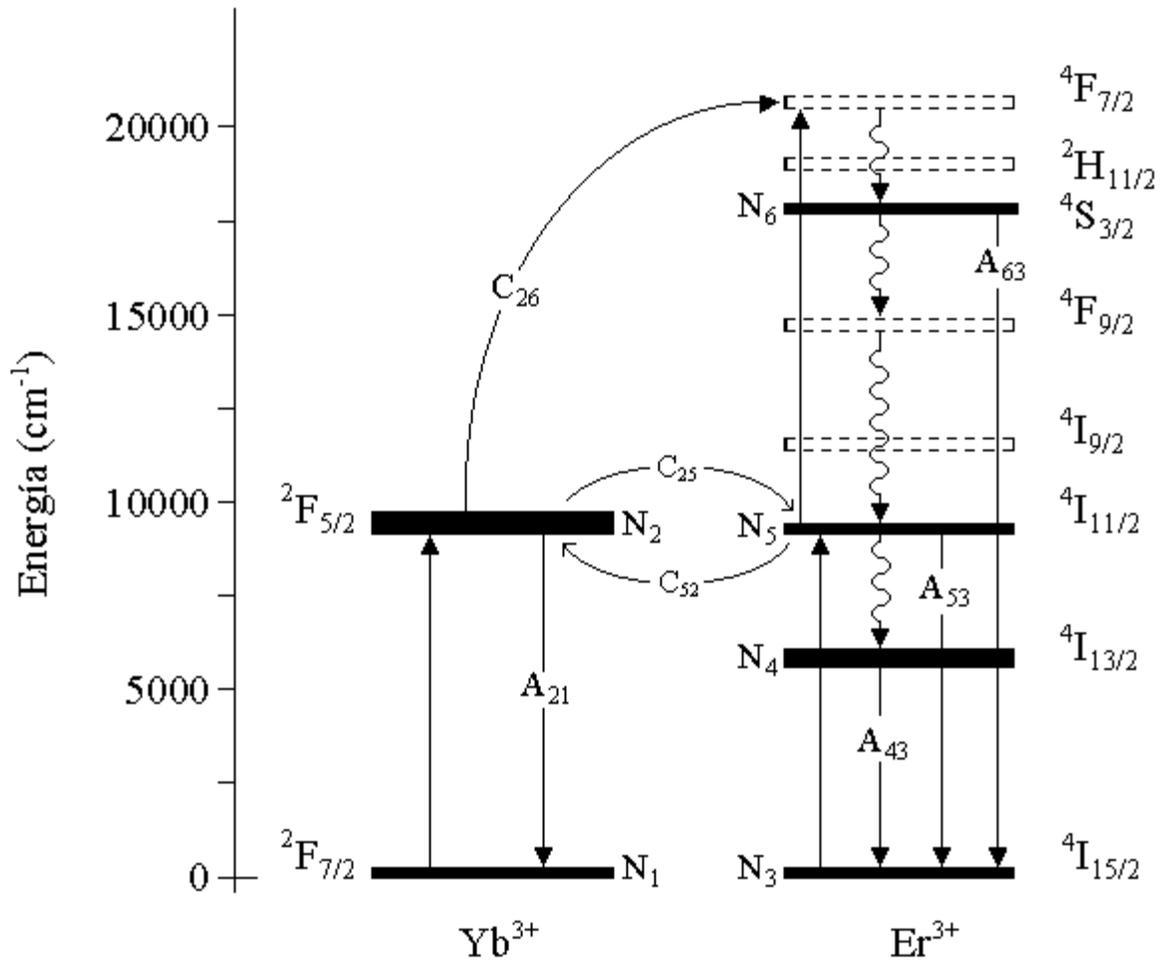


Figura 2.10 Diagrama de energía esquemático de SiO₂: Er³⁺/Yb³⁺, mostrando los multipletes involucrados en la transferencia de energía, procesos de conversión hacia arriba y emisiones principales.

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{Yb} \phi N_1 - (A_{21} + W_{21}^{NR}) N_2 - C_{25} N_2 N_3 + C_{52} N_5 N_1 - C_{26} N_2 N_5 \quad (2.11)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = (A_{54} + W_{54}^{NR}) N_5 + A_{64} N_6 - (A_{43} + W_{43}^{NR}) N_4 \quad (2.12)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = (A_{65} + W_{65}^{NR}) N_6 + C_{25} N_2 N_3 - C_{52} N_5 N_1 - C_{26} N_2 N_5 - (A_{54} + A_{53} + W_{54}^{NR}) N_5 \quad (2.13)$$

$$\frac{dN_6}{dt} = C_{26}N_2N_5 - (A_{65} + A_{64} + A_{63} + W_{65}^{NR})N_6 \quad (2.14)$$

$$N_3 + N_4 + N_5 + N_6 = N_{Er} \quad (2.15)$$

$$N_1 + N_2 = N_{Yb} \quad (2.16)$$

donde N_i es la población del i -nivel (en unidades de cm^{-3}), A_{ij} y W_{ij}^{NR} son las probabilidades de transición radiativa y no radiativa entre los estados i y j (s^{-1}), σ_{Yb} es la sección transversal del ión Yb^{3+} a la longitud de onda de bombeo, ϕ es el flujo de bombeo en unidades de $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ y, finalmente C_{25} , C_{52} y C_{26} son los coeficientes que cuantifican la transferencia de energía, transferencia hacia atrás y el proceso de conversión hacia arriba, respectivamente. El término $C_{25}N_2N_3$, el cual cuantifica la tasa de transferencia ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) describe un proceso de relajación cruzada entre los dos iones (Yb^{3+} y Er^{3+}); el primer ión (Yb^{3+}) en el estado excitado $^2\text{F}_{5/2}$ con población N_2 y el segundo (Er^{3+}) en el estado base $^4\text{I}_{15/2}$ con población N_3 , el cual finaliza con el ión de Yb^{3+} en el estado base $^2\text{F}_{7/2}$ y el ión de Er^{3+} en el estado excitado $^4\text{I}_{11/2}$. El proceso opuesto ocurre en la transferencia hacia atrás. Finalmente, el término $C_{26}N_2N_5$ cuantifica el proceso de conversión hacia arriba de relajación cruzada, el cual conduce a la excitación del nivel $^4\text{F}_{7/2}$ del erbio, de acuerdo al mecanismo ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$ (Yb^{3+}): $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}$ (Er^{3+})).

2.9 Transferencia de energía

Hoy día se ha generado un gran interés sobre la interacción iónica en fibras activadas con iones de tierras raras, esto debido a que la eficiencia en una fibra láser o en una fibra amplificadora depende fuertemente sobre la concentración de tierra rara.³⁹ Cuando la concentración de iones es lo suficientemente baja, los iones son uniformemente distribuidos en la matriz del vidrio y la distancia entre iones es larga, previniendo cualquier interacción iónica. Sin embargo, a concentraciones bajas de iones, el estado base puede vaciarse en

circunstancias donde el número total de iones disponibles es menor que el número de fotones incidentes.

Cuando la concentración es incrementada por arriba de un cierto nivel, la distribución llega a ser irregular y la distancia promedio entre iones es reducida, lo cual hace posibles diferentes efectos de interacción ión-ión, resultando en un proceso cooperativo de transferencia de energía. Tal interacción puede ocurrir entre todos los iones de una fibra o solamente dentro de una cierta clase de iones. Además, dos o más iones pueden interactuar conduciendo a varios procesos de relajación cruzada. Por ejemplo, la transferencia de energía entre dos iones adyacentes (pareja de iones), ha sido empleada para obtener luminiscencia verde en fibras de sílice activadas con iterbio por medio del proceso de conversión hacia arriba.⁴⁰ Aunque el previo ejemplo muestra que la pareja de iones en ocasiones es requerida, hay casos en donde su presencia degrada la operación de un dispositivo. En la Figura 2.11 se muestran los procesos básicos de transferencia de energía, los cuales son llamados luminiscencia sensibilizada, apagado de fluorescencia y relajación cruzada.

En la luminiscencia sensibilizada (Fig. 2.11a), un ión donador del Tipo 1 (también llamado sensibilizador) transfiere su energía a un ión aceptor del Tipo 2 (activador), el cual emite fluorescencia. Luminiscencia sensibilizada con Er^{3+} como el ión aceptor ha sido demostrada con parejas de tierra rara Yb-Er.^{41,42}

En el proceso de apagado de fluorescencia (Fig. 2.11b), la energía es transferida del ión donador al ión aceptor, pero éste no emite fluorescencia y se relaja no-radiativamente. En este proceso, el ión aceptor actúa como un anulador de energía. Debido a que la fluorescencia del ión donador es parcial o completamente suprimida, el efecto es llamado apagado de fluorescencia (fluorescence quenching).⁴³

En el proceso de relajación cruzada (Fig. 2.11c), la energía es transferida de un donador excitado a un ión aceptor y, por consiguiente, promueve al ión aceptor a un estado de mayor energía. El ión aceptor inicialmente puede estar ya sea en un estado excitado o en

el estado base. Este proceso sólo requiere que los iones donadores y aceptores tengan dos niveles de energía de aproximadamente el mismo valor de hueco de energía. La transferencia es dicha a ser resonante si los huecos de energía son iguales y es fonon asistido si la desigualdad entre los huecos de energía es compensada por la adición de uno o dos fonones en el proceso.³³ La relajación cruzada por transferencia de energía resonante puede involucrar un solo tipo de ión de tierra rara, el cual actúa como donador y aceptor. Para que este efecto ocurra, se requiere que el ión tenga dos parejas de niveles de energía igualmente espaciados. En este caso de relajación cruzada que involucra un solo tipo de ión, la fluorescencia de los iones es parcial o completamente suprimida, por lo que a este proceso se le llama proceso de auto-apagado. Algunas transiciones de auto-apagado entre iones de Er^{3+} son mostradas en la Figura 2.12.

La Figura 2.11d muestra el proceso de conversión hacia arriba de frecuencia, un caso especial del proceso de relajación cruzada. Inicialmente en un estado excitado, el ión aceptor es promovido a un estado de mayor energía por medio del proceso de transferencia de energía. El ión aceptor puede decaer no-radiativamente a un nivel inferior y luego relajarse radiativamente al nivel base con la emisión de un fotón. Por consiguiente, el medio láser es observado a emitir fluorescencia a una energía mayor que la luz incidente, de aquí el nombre de conversión hacia arriba de frecuencia.³⁹

La conversión hacia arriba de frecuencia también puede ocurrir con ESA de bombeo, sin embargo, hay dos diferencias principales entre luminiscencia de conversión hacia arriba de frecuencia y luminiscencia de conversión hacia arriba por ESA inducido. ESA involucra un ión sencillo y la absorción de fotones del ión en el estado excitado, mientras que la conversión hacia arriba de frecuencia involucra una pareja de iones y una transferencia no-radiativa de energía entre iones a través de relajación cruzada.

Un efecto particular de la transferencia de energía es la migración de energía resonante. Aquí, la relajación de un ión donador al nivel base promueve a un ión aceptor vecino al nivel excitado como se muestra en la Figura 2.11e. A su vez, el ión aceptor se vuelve un donador con respecto a otro ión vecino.

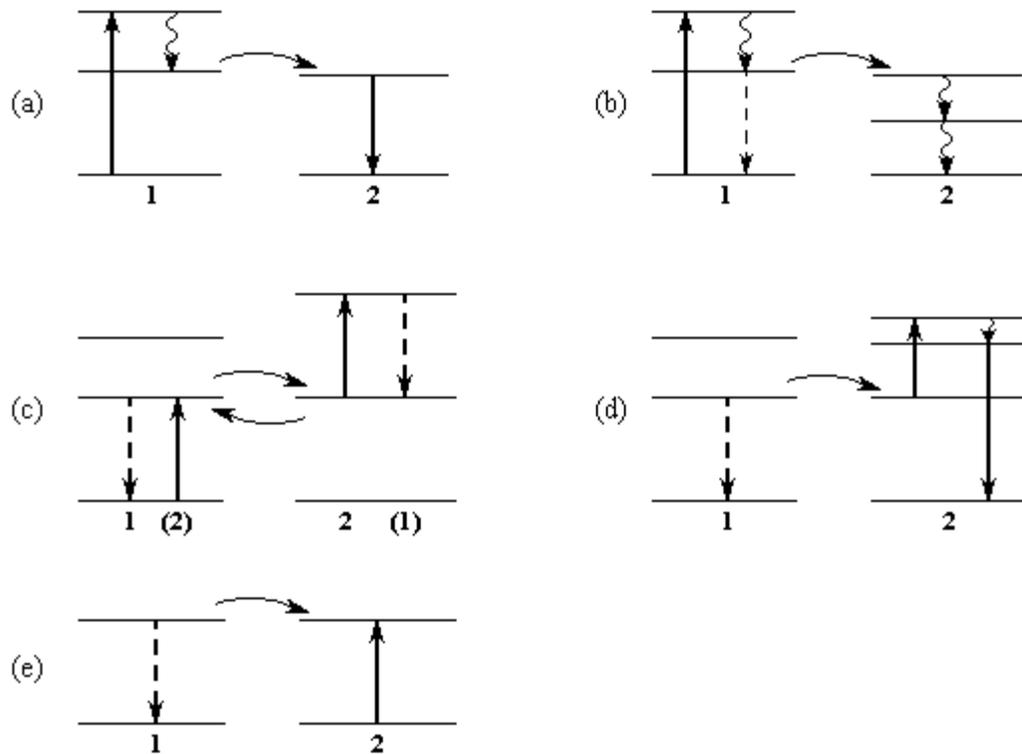


Figura 2.11 Procesos básicos de transferencia de energía entre iones de tierra rara; donador (1) y aceptor (2): (a) fluorescencia sensibilizada, (b) apagado de fluorescencia, (c) relajación cruzada, (d) conversión hacia arriba de frecuencia y (e) migración de energía resonante. Las flechas sólidas indican absorción radiativa o transiciones de emisión, las flechas onduladas representan decaimientos no-radiativos y las flechas recortadas representan relajación vía transferencia de energía.

La inmensa mayoría de los amplificadores de fibra activados con erbio usan longitudes de fibra que van desde 1-100 m, sin embargo, se ha encontrado que a longitudes cortas de fibra, donde la concentración de erbio es alta, ocurren efectos no deseados que reducen el desempeño del amplificador.⁴⁴ Estos efectos han sido ligados a efectos de interacción ión-ión Er-Er. Tales efectos pueden ocurrir también a longitudes más largas de fibra donde los iones de erbio son confinados al centro de la región del núcleo.

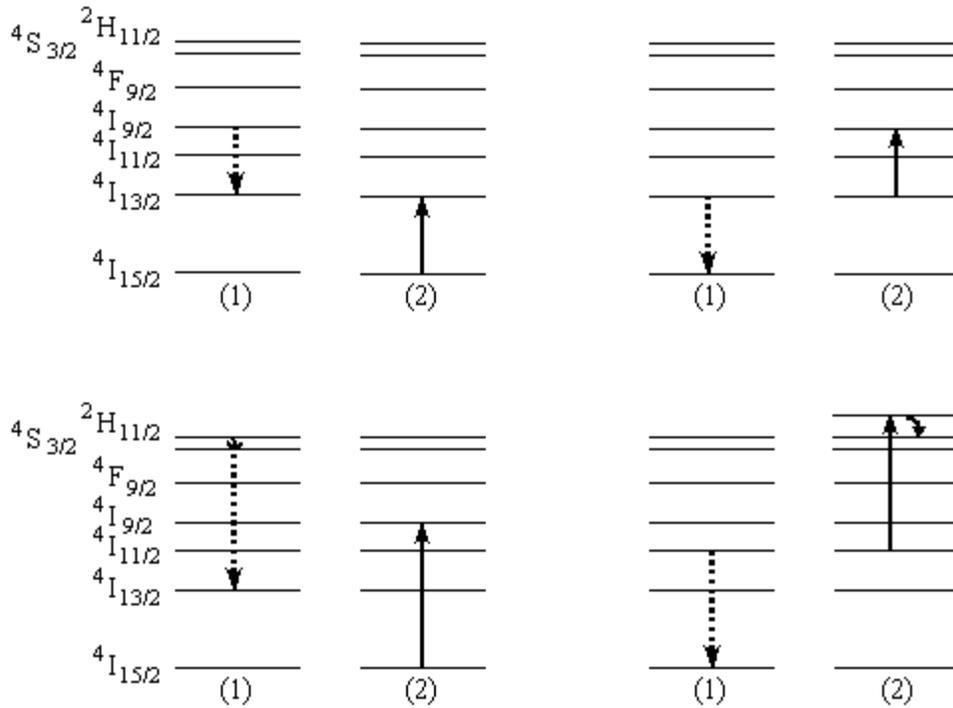


Figura 2.12 Relajación cruzada y los posibles mecanismos de auto-apagado en parejas de iones de Erblio. (1) Er-donador, (2) Er-aceptor.

Resultados experimentalmente han demostrado la presencia de parejas de iones en fibras activadas con erbio, incluso cuando se incorporan modificadores de red tales como germanio y aluminio en el núcleo de la fibra. La presencia de las parejas ha sido identificada como un importante proceso físico el cual limita la ganancia a $1.55 \mu\text{m}$ en fibras amplificadoras activadas con erbio.⁴⁵⁻⁴⁷ Por otra parte, en fibras láser activadas con erbio, este fenómeno conduce a una reducción de la eficiencia de conversión y a un incremento en el umbral del láser.⁴⁸

Referencias

- [1] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Vol. 1 Springer series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Germany (1988), Second Edition.
- [2] E. Snitzer, "Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, pp. 444-446, 1961.
- [3] I. Fanderlik, *Optical Properties of Glass*, Vol. 5 Elsevier series in Glass Science and Technology, Elsevier, Czechoslovakia (1983).
- [4] P.W. France, *Optical Fibre Lasers and Amplifiers*, Blackie and Son Ltd, London (1991), First Edition.
- [5] F. Gan, *LASER MATERIALS*, World Scientific Publishing, Singapore (1995).
- [6] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, M. Bettinelli, and A. Speghini, "Spectroscopic properties of rare earth ions in heavy metal oxide and phosphate containing glasses," *SPIE* **3622**, 1999, pp. 19-30.
- [7] L.L. Neindre, T. Luo, B. Hwang, J. Watson, S. Jiang, and N. Peyghambarian, "Erbium-doped tellurite glasses for 1.5 μm broadband amplification," *SPIE* **3622**, 1999, pp. 58-65.
- [8] J. Simpson, "Fabrication of Rare-Earth Doped Glass Fibers," *SPIE* **1171**, 1989, pp. 2-7.
- [9] R.I. Laming, W.L. Barnes, L. Reekie, P.R. Morkel, D.N. Payne, and R.S. Vodhanel, "Erbium doped fibre lasers and amplifiers," *SPIE* **1171**, 1989, pp. 82-92.

- [10] W.J. Miniscalco, L.J. Andrews, B.A. Thompson, R.S. Quimby, L.J.B. Vacha, and M.G. Drexhage, "1.3 μm fluoride fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 28-29, 1988.
- [11] Y. Ohishi, T. Kanamori, T. Nishi, S. Takahashi, and E. Snitzer, "Gain characteristics of Pr^{3+} - Yb^{3+} codoped fluoride fiber for 1.3 μm amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 990-992, 1991.
- [12] M. Nogami, K. Hirao, and Y. Abe, " Sm^{2+} -doped alumino-silicate glasses derived from sol-gel method," *SPIE* **2288**, 1994, pp. 476-483.
- [13] P.C. Becker, N.A. Olsson, and J.R. Simpson, *ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS: Fundamentals and Technology*, Academic Press, San Diego (1999).
- [14] R.J. Meras and S.R. Baker, "Erbium fibre amplifiers and lasers," *Optical and Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 517-538, 1992.
- [15] D.C. Brown, *High-Peak-Power Nd:Glass Laser Systems*, Vol. 25 Springer series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Germany (1981).
- [16] C. Laso, *Fundamentos atómicos de espectroscopia*, Universidad Veracruzana, México (1996), Primera edición.
- [17] B.R. Judd, "Optical absorption intensities of rare-earth ions," *Phys. Rev.*, vol. 127, pp. 750-767, 1962.
- [18] G.S. Ofelt, "Intensity of crystal spectra of rare-earth ions," *J. Chem. Phys.*, vol. 37, pp. 511-520, 1962.
- [19] E. Desurvire, *ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS: Principles and Applications*, JOHN WILEY & SONS, New York (1994), First edition.

[20] E. Desurvire and J.R. Simpson, "Evaluation of $^4I_{15/2}$ and $^4I_{13/2}$ Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 547-549, 1990.

[21] R.I. Laming, S.B. Poole, and E.J. Tarbox, "Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers," *Opt. Lett.*, Vol. 13, pp. 1084-1086, 1988.

[22] C.G. Atkins, J.R. Armitage, R. Wyatt, B.J. Ainslie, and S.P. Craig-Ryan, "Pump excited-state absorption in Er^{3+} -doped optical fibers," *Opt. Comm.*, Vol. 73, pp. 217-222, 1989.

[23] S. Zemon, G. Lambert, W.J. Miniscalco, R.W. Davies, B.T. Hall, R.C. Folweiler, T. Wei, L.J. Andrews, and M.P. Singh, "Excited state cross sections for Er-doped glasses," *Proc. SPIE*, Vol. 1373, pp. 21-32, 1990.

[24] M.C. Brierley and P.W. France, "Continuous wave lasing at 2.7 μm in an erbium-doped fluorozirconate fibre," *Electron. Lett.*, Vol. 24, pp. 935-937, 1988.

[25] C.A. Millar, M.C. Brierley, M.H. Hunt, and S.F. Carter, "Efficient upconversion pumping at 800 nm of an erbium-doped fluoride fibre laser operating at 850 nm," *Electron. Lett.*, Vol. 26, pp. 1871-1873, 1990.

[26] R.S. Quimby, W.J. Miniscalco, and B. Thompson, "Excited state absorption at 980 nm in erbium doped glass," *SPIE* **1581**, 1991, pp. 72-79.

[27] P.A. Krug, M.G. Sceats, G.R. Atkins, S.C. Guy, and S.B. Poole, "Intermediate excited-state absorption in erbium-doped fiber strongly pumped at 980 nm," *Opt. Lett.*, Vol. 16, pp. 1976-1978, 1991.

- [28] W.J. Miniscalco, "Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm," *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 234-250, 1991; W.J. Miniscalco, "Optical and electronic properties of rare earth ions in glasses," en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M.J.F. Digonnet, M. Dekker, New York, 1993.
- [29] P.R. Morkel, M.C. Farries, and S.B. Poole, "Spectral variation of excited state absorption in neodymium doped fibre lasers," *Opt. Commun.*, Vol. 67, pp. 349-352, 1988.
- [30] W.L. Barnes, R.I. Laming, E.J. Tarbox, and P.R. Morkel, "Absorption and Emission Cross Section of Er^{3+} Doped Silica Fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1004-1010, 1991.
- [31] D.E. McCumber, "Theory of phonon-terminated optical masers," *Phys. Rev.*, vol. 134, pp. A299-A306, 1964.
- [32] W.J. Miniscalco and R.S. Quimby, "General procedure for the analysis of Er^{3+} cross sections," *Optics Lett.*, vol. 16, pp. 258-260, 1991.
- [33] L.F. Johnson, H.J. Guggenheim, T.C. Rich, and F.W. Ostermayer, "Infrared-to-Visible Conversion by Rare-Earth Ions in Crystals," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 1125-1137, 1972.
- [34] R.S. Quimby and W.J. Miniscalco, "Continuous-wave lasing on a self-terminating transition," *Appl. Opt.*, vol. 28, pp. 14-16, 1989.
- [35] Y. Ohishi, T. Kanamori, T. Nishi, S. Takahashi, and E. Snitzer, "Gain characteristics of Pr^{3+} - Yb^{3+} codoped fluoride fiber for 1.3 μm amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 990-992, 1991.

- [36] A.V. Kir'yanov, V. Aboites, A.M. Belovolov, M.I. Timoshechkin, M.I. Belovolov, M.J. Damzen, and A. Minassian, "Powerful visible (530-770 nm) luminescence in Yb,Ho:GGG with IR diode pumping," *Optics Express*, vol. 10, pp. 60-67, 2002.
- [37] E. Maurice, S.A. Wade, S.F. Collins, G. Monnom, and G.W. Baxter, "Self-referenced point temperature sensor based on a fluorescence intensity ratio in Yb³⁺-doped silica fiber," *Appl. Opt.*, vol. 36, pp. 8264-8268, 1997.
- [38] E. Cantelar, J.A. Muñoz, J.A. Sanz-García, and F. Cusso, "Yb³⁺ to Er³⁺ energy transfer in LiNbO₃," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 10, pp. 8893-8903, 1998.
- [39] J.L. Wagener, P.F. Wysocki, M.J. Dignonnet, and H.J. Shaw, "Modeling of ion pairs in erbium-doped fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, Vol. 19, pp. 347-349, 1994.
- [40] S. Magne, Y. Ouerdane, M. Druetta, J.P. Goure, P. Ferdinand, and G. Monnom, "Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre," *Opt. Commun.*, vol. 111, pp. 310-316, 1994.
- [41] E. Maurice, G. Monnom, B. Dussardier, and D.B. Ostrowsky, "Clustering effects on double energy transfer in heavily ytterbium-erbium-codoped silica fibers," *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 13, pp. 693-701, 1996.
- [42] E. Cantelar, J.A. Muñoz, J.A. Sanz-García, and F. Cusso, "Yb³⁺ to Er³⁺ energy transfer in LiNbO₃," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 10, pp. 8893-8903, 1998.
- [43] B. Moine, A. Brenier, and C. Pedrini, "Fluorescence dynamics of Er³⁺ and Ho³⁺ ions and energy transfer in some fluoride glasses," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 88-96, 1989.

- [44] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, and E. Sugita, "Concentration effect on optical amplification characteristics of Er-doped silica single-mode fibers," *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 2, pp. 43-45, 1990.
- [45] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamurai, "Efficient optical amplifier using low-concentration erbium-doped fiber," *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 2, pp. 559-561, 1990.
- [46] B.J. Ainslie, "A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 220-227, 1991.
- [47] P.M. Blixt, J. Nilsson, T. Carlnäs, and B. Jaskorzynska, "Concentration dependent upconversion in Er-doped fiber amplifiers: Experiments and modeling," *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 3, pp. 996-998, 1991.
- [48] J.L. Wagener, P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, H.J. Shaw, and D.J. DiGiovanni, "Effect of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 2014-216, 1993.

Capítulo 3

Experimental

3.1 Introducción

Actualmente, los materiales activados con tierras raras son de interés práctico para su uso en un amplio rango de aplicaciones, tales como sensores de fibra óptica, láseres de estado sólido, amplificadores, etc.¹⁻⁵ Los materiales activados con Er^{3+} son de particular importancia debido a su constante uso como material amplificador o material láser en la región a $1.55 \mu\text{m}$ para aplicaciones en sistemas de telecomunicación, amplificadores de banda ancha para sistemas multiplexores de división de longitud de onda y en guías de onda.⁶⁻¹⁰

Sin embargo, desde que los materiales activados con Er^{3+} actúan como un sistema de ganancia a $1.55 \mu\text{m}$, co-activarlos con iterbio es preferentemente usado para engrandecer la absorción y la eficiencia de bombeo, debido al traslape de la región espectral del Yb^{3+} en la transición ${}^2\text{F}_{7/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{5/2}$ con la transición ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ del Er^{3+} . Esto produce un mecanismo de transferencia efectivo del iterbio al erbio de la energía de excitación. Este mecanismo de transferencia de energía es fuertemente dependiente de la composición del vidrio y de la concentración de Yb^{3+} - Er^{3+} . Para obtener una transferencia de energía efectiva, el efecto del proceso de transferencia de energía hacia atrás del erbio al iterbio, necesita ser minimizado por un rápido decaimiento multifonónico no radiativo de los iones de Er^{3+} del nivel de bombeo ${}^4\text{I}_{11/2}$ al nivel ${}^4\text{I}_{13/2}$. Los vidrios con alta energía fonónica aumentan la probabilidad de un decaimiento multifonónico y, por consiguiente, son excelentes candidatos para materiales anfitrión. Los vidrios fosfatos son excelentes materiales para osciladores y amplificadores, debido a que combinan atractivas propiedades tales como estabilidad química, alta ganancia, baja concentración de apagado y bajas pérdidas por

conversión hacia arriba. Los vidrios fosfatos también exhiben una alta solubilidad para los iones de tierras raras. Este aspecto permite introducir una alta concentración de iones activos dentro de pequeños volúmenes para ser empleados en materiales activos tales como dispositivos láser compactos y amplificadores ópticos de alta potencia.^{11,12} Los materiales co-activados con Er-Yb han sido estudiados ampliamente en años recientes sobre su uso en osciladores Q-conmutados,¹³⁻¹⁵ láseres de bulto de alta eficiencia,^{16,17} guías de onda amplificadoras para óptica integrada,^{18,19} y amplificadores de fibra de alta potencia activados con Er-Yb operando a 1.55 μm .²⁰

Como es sabido, la temperatura es un factor importante que afecta la ganancia y propiedades láser de los materiales activados con tierras raras, no obstante, hasta ahora solamente se ha investigado las propiedades de emisión de vidrios fosfato co-activados con $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ a bajas temperaturas y a temperatura ambiente,^{21,22} y, sin embargo, no hay datos sobre la dependencia a altas temperaturas de la luminiscencia a 1.55 μm y su tiempo de decaimiento. El conocimiento de las propiedades ópticas de los materiales co-activados con Er-Yb a temperaturas altas es muy importante, ya que cuando se usan fibras dopadas con erbio como amplificadores o láseres de alta potencia, experimenta un calentamiento significativo, lo que ocasiona una disminución de las secciones transversales de emisión y absorción, así como en la eficiencia cuántica del material activo láser.²³⁻²⁶

3.2 Experimentos

Los experimentos fueron realizados utilizando dos muestras de vidrio de fluorofosfato (FF) y cuatro muestras de vidrio de metafosfato (MF) activados con diferentes concentraciones de $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. La composición base del vidrio de fluorofosfato incluyó P_2O_5 , BaF_2 , ErF_3 y YbF_3 . Mientras que los vidrios de metafosfato incluyeron $\text{Ba}(\text{PO}_3)_2$, $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ y $\text{Yb}(\text{PO}_3)_3$. Las muestras fueron pulidas a espesores de entre 3 y 5 mm para las mediciones ópticas. Las Tablas 3.1 y 3.2 nos muestran la concentración de las composiciones de los vidrios de fluorofosfato y metafosfato.

Muestra	P ₂ O ₅	BaF ₂	ErF ₃	YbF ₃
FF1	66.5	30	0.5	3
FF2	68.5	30	1	0.5

Tabla 3.1 Composición de los vidrios de fluorofosfato utilizados en esta tesis (% molar).

Muestra	Ba(PO ₃) ₂	Er(PO ₃) ₃	Yb(PO ₃) ₃
MF1	99	1	
MF2	98	1	1
MF3	94	1	5
MF4	89	1	10

Tabla 3.2 Composición de los vidrios de metafosfato utilizados en esta tesis (% molar).

3.2.1 Arreglo experimental para obtener los espectros de emisión

Para obtener los espectros de emisión a temperatura ambiente y a altas temperaturas, se utilizó el arreglo experimental mostrado en la Figura 3.1. Los espectros de emisión cercanos a $\lambda = 1535$ nm para cada una de las muestras, fueron medidos a un ángulo de 90° con respecto a la dirección de excitación para evitar los efectos de reabsorción. Se utilizó como fuente de excitación un láser semiconductor emitiendo a $\lambda = 967$ nm (ATC-C3000-500-AMF-970-3), con una potencia máxima de salida de 3 W. La Figura 3.2 nos muestra un diagrama de los niveles de energía del sistema Er³⁺/Yb³⁺ y los procesos de interés cuando se bombea a $\lambda = 967$ nm. La radiación de bombeo fue enfocada en las muestras de vidrio usando una lente. La señal de luminiscencia de las muestras fue colectada por una pareja de lentes bi-convexas de distancia focal de 13 cm y registrada por un analizador de

espectro óptico (ANDO AQ-6312B). La máxima resolución del analizador de espectro óptico es de 0.1 nm y la región de trabajo es 400 -1750 nm. Las muestras fueron colocadas en un horno, el cual permitió variar la temperatura en el intervalo de 25-300°C. El horno cuenta con dos ventanas en sus extremos y otras dos en sus costados, para la entrada del haz de bombeo y salida de la fluorescencia, así como un controlador de temperatura.

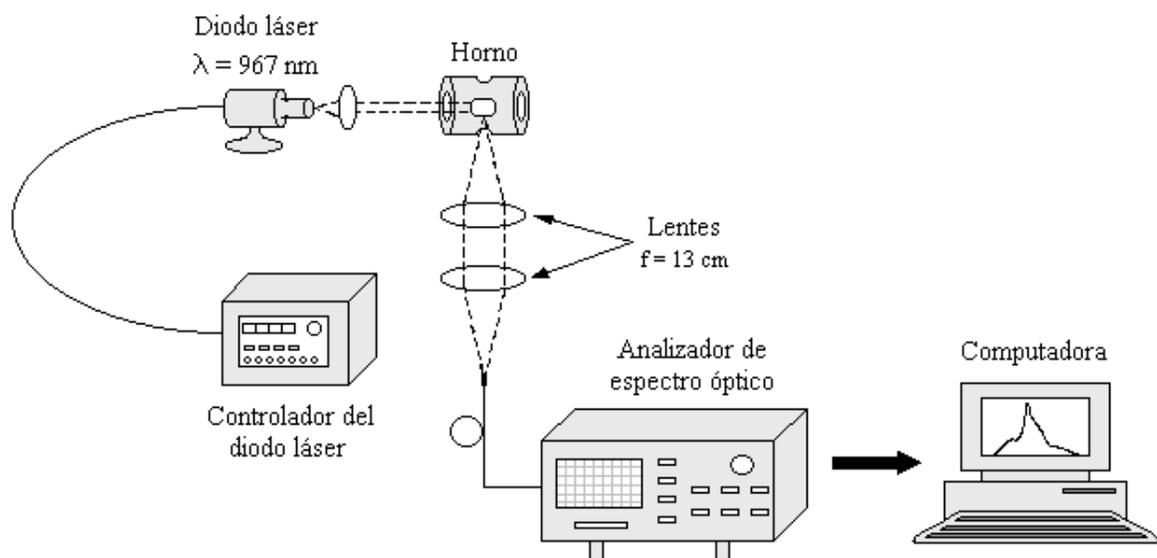


Figura 3.1 Arreglo experimental para obtener los espectros de emisión de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del Er^{3+} .

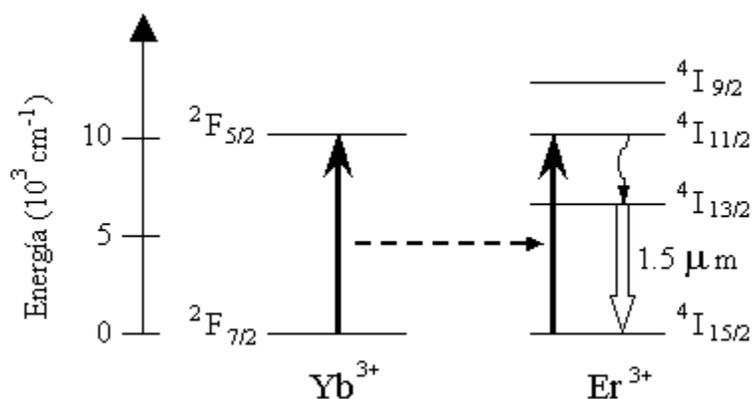


Figura 3.2 Diagrama parcial de niveles de energía para un sistema típico Er-Yb. Las flechas oscuras indican las transiciones de absorción para los iones de Er^{3+} e Yb^{3+} , la flecha abierta indica la transición de emisión para el ión de Er^{3+} , la flecha ondulada representa el decaimiento no radiativo ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, y la flecha a guiones muestra el proceso de transferencia de energía de Yb^{3+} a Er^{3+} .

3.2.2 Arreglo experimental para medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia

El tiempo de decaimiento de la fluorescencia a temperatura ambiente y a altas temperaturas en el intervalo de 25-300°C, fue medido utilizando el arreglo experimental mostrado en la Figura 3.3. Para determinar el tiempo de decaimiento del estado ${}^4I_{13/2}$, la fluorescencia es detectada y analizada en un osciloscopio digital, observando como decae la intensidad como función del tiempo.

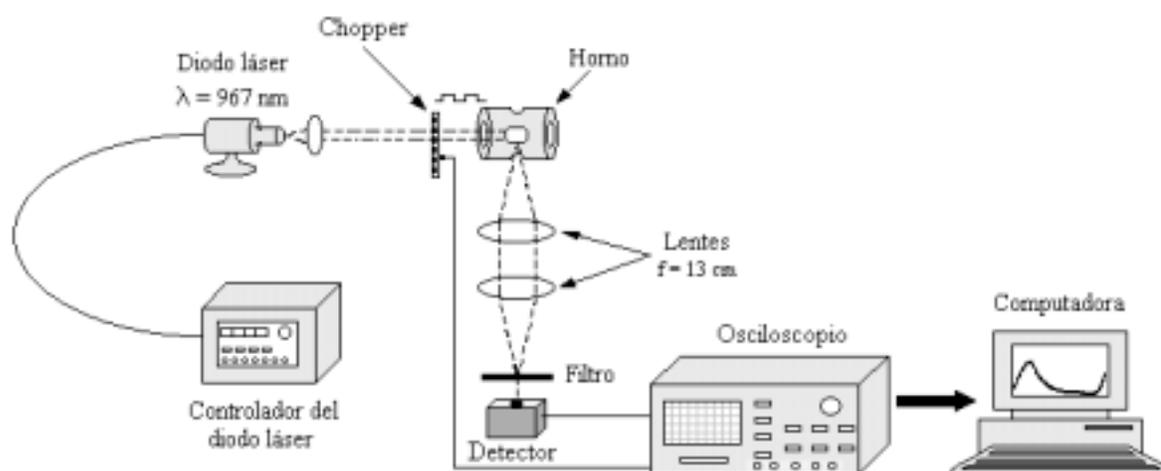


Figura 3.3 Arreglo experimental para medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del Er^{3+} .

Para poder medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia, es necesario modular la luz de bombeo. El papel de la modulación es hacer que el sistema este un tiempo suficientemente largo sin iluminar, con tal que se pueda detectar el decaimiento de la intensidad de la luz. Por lo tanto, si el tiempo de vida medio a medir es τ , requerimos modular a frecuencias menores que $\nu = 1/\tau$. Existen varios métodos para realizar la modulación, entre los que se encuentra la mecánica, la utilización de un modulador acusto-óptico, o mediante la modulación de la corriente que alimenta al láser.

Una vez que la señal de fluorescencia es producida, es necesario que ésta llegue a un detector adecuado. Los puntos a considerar en la elección del detector son: alta respuesta en el rango de longitud de onda de la fluorescencia de interés, alta sensibilidad debido a la baja señal que se tiene y rapidez de detección. Para este trabajo de tesis se usó un detector de la compañía New Focus, con región de trabajo de 800 -1800 nm y con un tiempo de subida (respuesta) de 3 ns.

En el trabajo realizado en esta tesis, la luz de bombeo del láser semiconductor fue modulada a una onda cuadrada mediante la modulación mecánica, es decir, con el uso un Chopper. Se sabe que el tiempo de decaimiento de la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ del Er^{3+} tiene una duración de entre 5 y 15 ms, por lo que una frecuencia de 20 Hz (1 / 50 ms) nos asegura que se cubre todo el rango de tiempo del decaimiento de la fluorescencia. Después de que la luz modulada del bombeo fue enfocada sobre la muestra colocada en el horno, la señal de luminiscencia de la muestra bombeada fue filtrada, esto con la finalidad de bloquear la luminiscencia generada por la transición $^4F_{5/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ del ión Yb^{3+} . Para lograr este objetivo, se usó un filtro con transmitancia a partir de 1200 nm. La señal filtrada fue registrada por un osciloscopio digital (Tektronix-TDS3032) vía un detector (New Focus 1811).

3.3 Resultados

3.3.1 Espectros de absorción

Los espectros de absorción no solamente son útiles para determinar las longitudes de onda de bombeo, sino que nos también nos proporcionan información para entender la interacción de un material con la luz. Los espectros de absorción para cada una de las muestras fueron obtenidos con un espectrofotómetro *LAMBDA 900* de *Perkin-Elmer* (resolución de 1 nm). Las Figuras 3.4 y 3.5 muestran los espectros de absorción a

temperatura ambiente para los vidrios de fluorofosfato y de metafosfato, en el rango de 800–1600 nm.

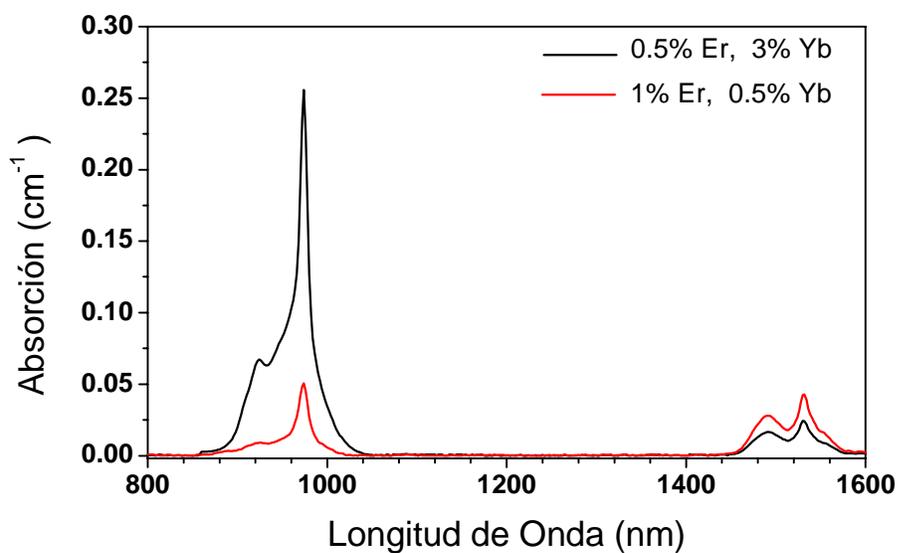


Figura 3.4 Espectros de absorción a temperatura ambiente de los vidrios de fluorofosfato activados con Er-Yb.

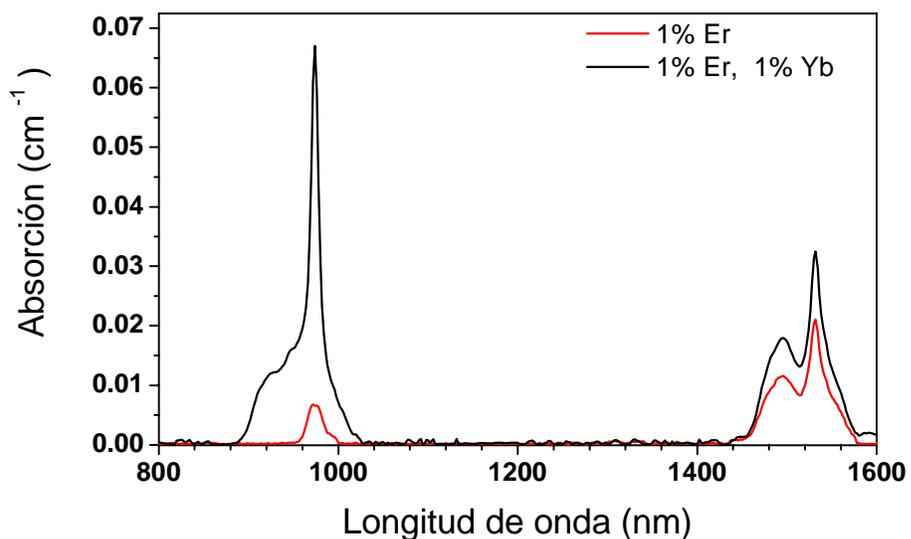


Figura 3.5 Espectros de absorción a temperatura ambiente de los vidrios de metafosfato con 1% Er, y 1% Er-1% Yb.

De las Figuras 3.4 y 3.5 se puede ver que la banda principal de absorción en los vidrios de fluorofosfato y metafosfato co-activados con Er –Yb se encuentra situada entre el rango de longitudes de onda de 900 y 1000 nm, que corresponde a la superposición de las transiciones ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ (Yb^{3+}) + ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (Er^{3+}), como se indica en el diagrama de niveles de energía mostrado en la Figura 3.2. Mientras que en el vidrio de metafosfato activado únicamente con Er, la banda de absorción situada entre 900 y 1000 nm corresponde a la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ de los iones de Er^{3+} . Comparando los espectros obtenidos de las muestras co-activadas con Er-Yb con la muestra activada únicamente con Er, se puede observar claramente que las muestras co-activadas presentan una banda de absorción más ancha e intensa, lo cual es importante para la excitación con el diodo láser a $\lambda = 967$ nm. Aunque se obtuvieron los espectros de absorción para todos los vidrios de metafosfato co-activados con Er-Yb, solo se reporta el espectro de la muestra de vidrio con 1% Er-1% Yb, debido a la similitud de los espectros de las tres muestras co-activadas con Er-Yb.

3.3.2 Fluorescencia

La emisión de fluorescencia se obtiene como resultado de la relajación tanto radiativa (fotones) como no radiativa (fonones, intercambio de energía entre iones) del estado excitado, el cual es poblado por absorción del estado base ó excitación directa. En este trabajo de tesis se analizó la dependencia a la temperatura de la forma de línea a 1.53 μm , correspondiente a la luminiscencia de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} , Figura 3.2.

3.3.2.1 Espectros de fluorescencia de las muestras de fluorofosfato

Empleando el arreglo experimental mostrado en la Figura 3.1 e irradiando las muestras de fluorofosfato con el diodo láser emitiendo a 967 nm, se obtuvo emisión a 1534 nm. Como se enuncio anteriormente, las muestras fueron colocadas en un horno para analizar la luminiscencia del ión Er^{3+} como función de la temperatura en el rango de 25-300°C.

Las Figuras 3.6 y 3.7, muestran los espectros de emisión dependientes de la temperatura de los vidrios FF1 y FF2, respectivamente.

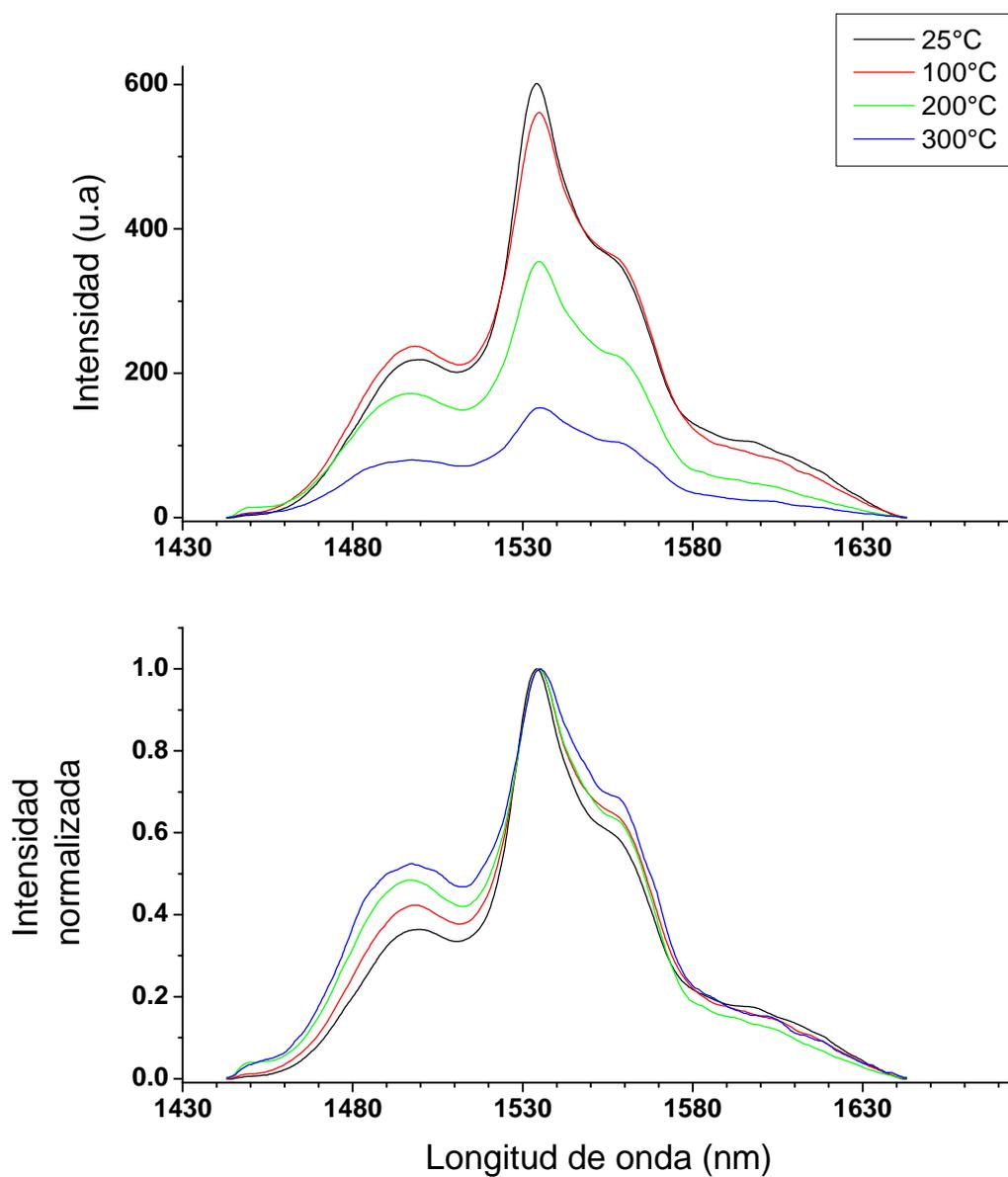


Figura 3.6 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de fluorofosfato con 0.5% Er - 3% Yb.

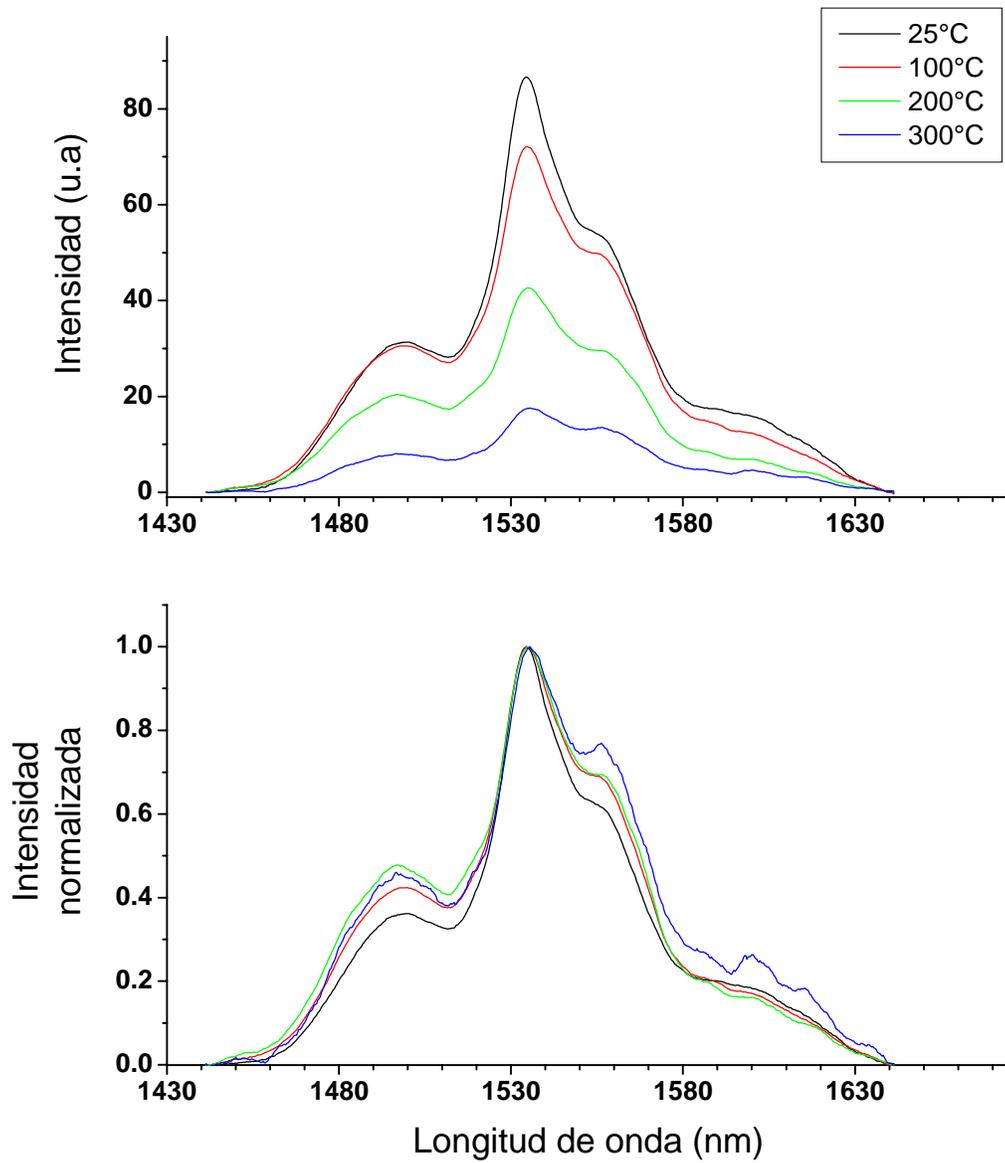


Figura 3.7 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de fluorofosfato con 1% Er - 0.5% Yb.

3.3.2.2 Espectros de fluorescencia de las muestras de metafosfato

De forma similar que los vidrios de fluorofosfato, en los vidrios de metafosfato se obtuvieron los espectros de emisión dependientes de la temperatura del ión Er^{3+} en el rango de 25-300°C. En las Figuras 3.8-3.11 se muestran los espectros de emisión dependientes de la temperatura para los vidrios de metafosfato.

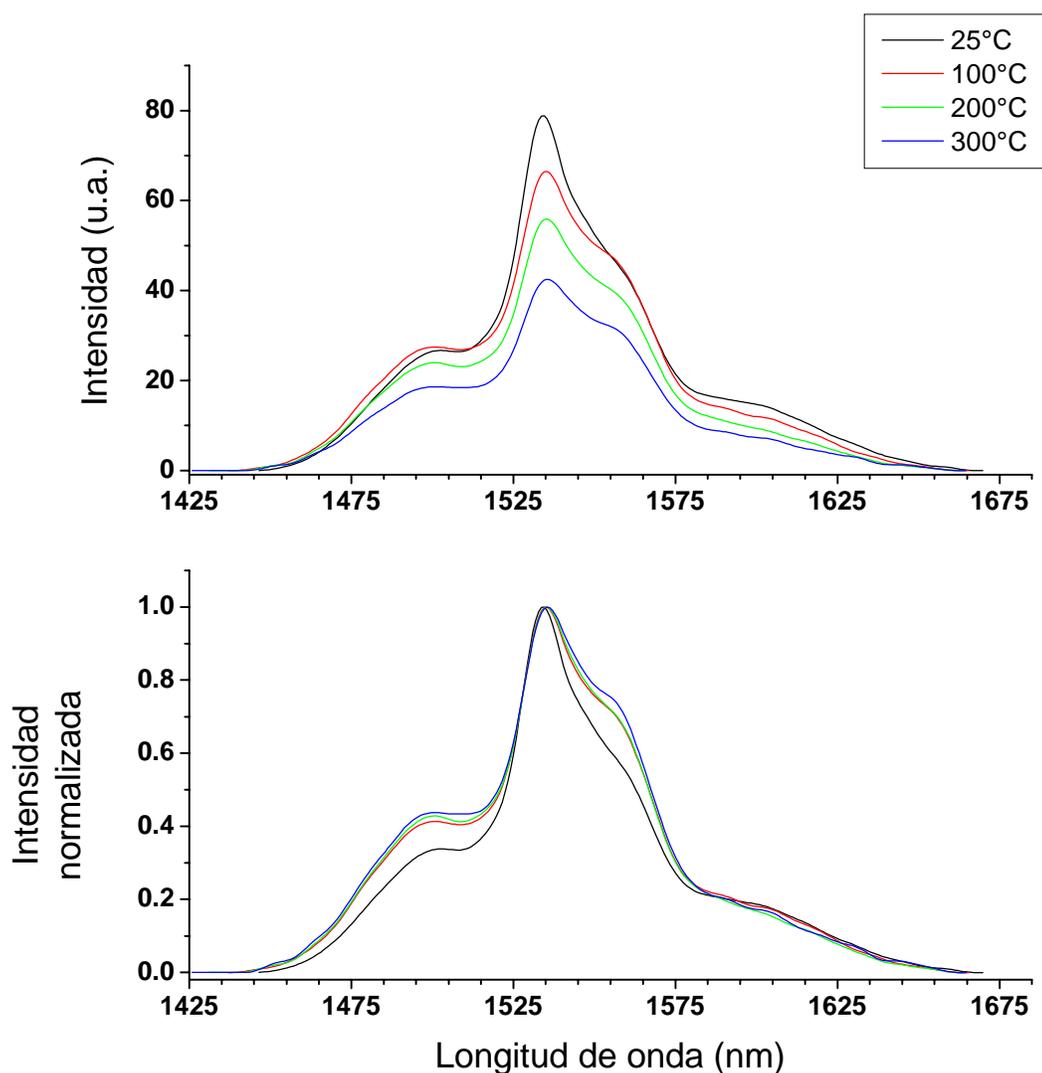


Figura 3.8 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er.

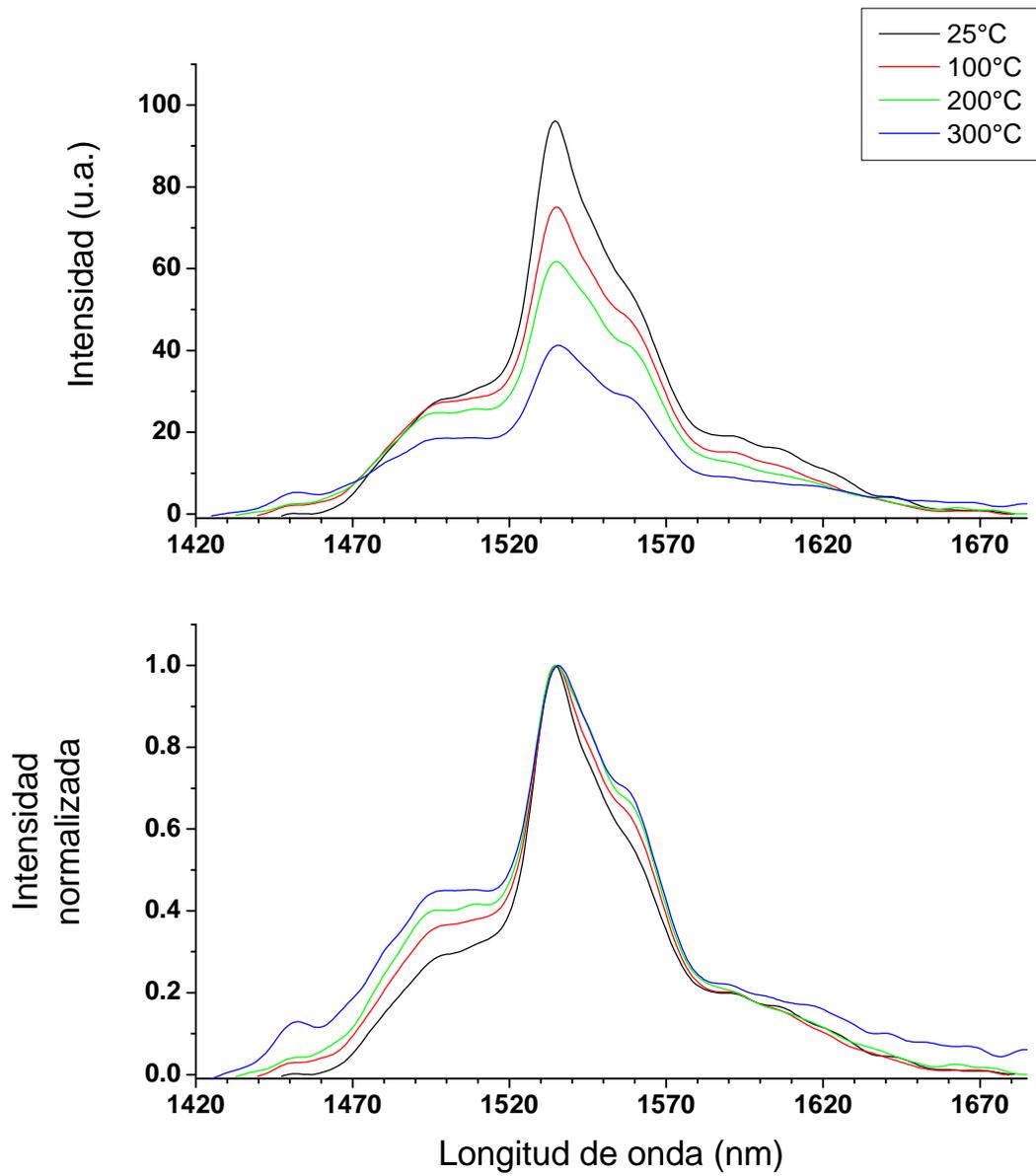


Figura 3.9 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 1% Yb.

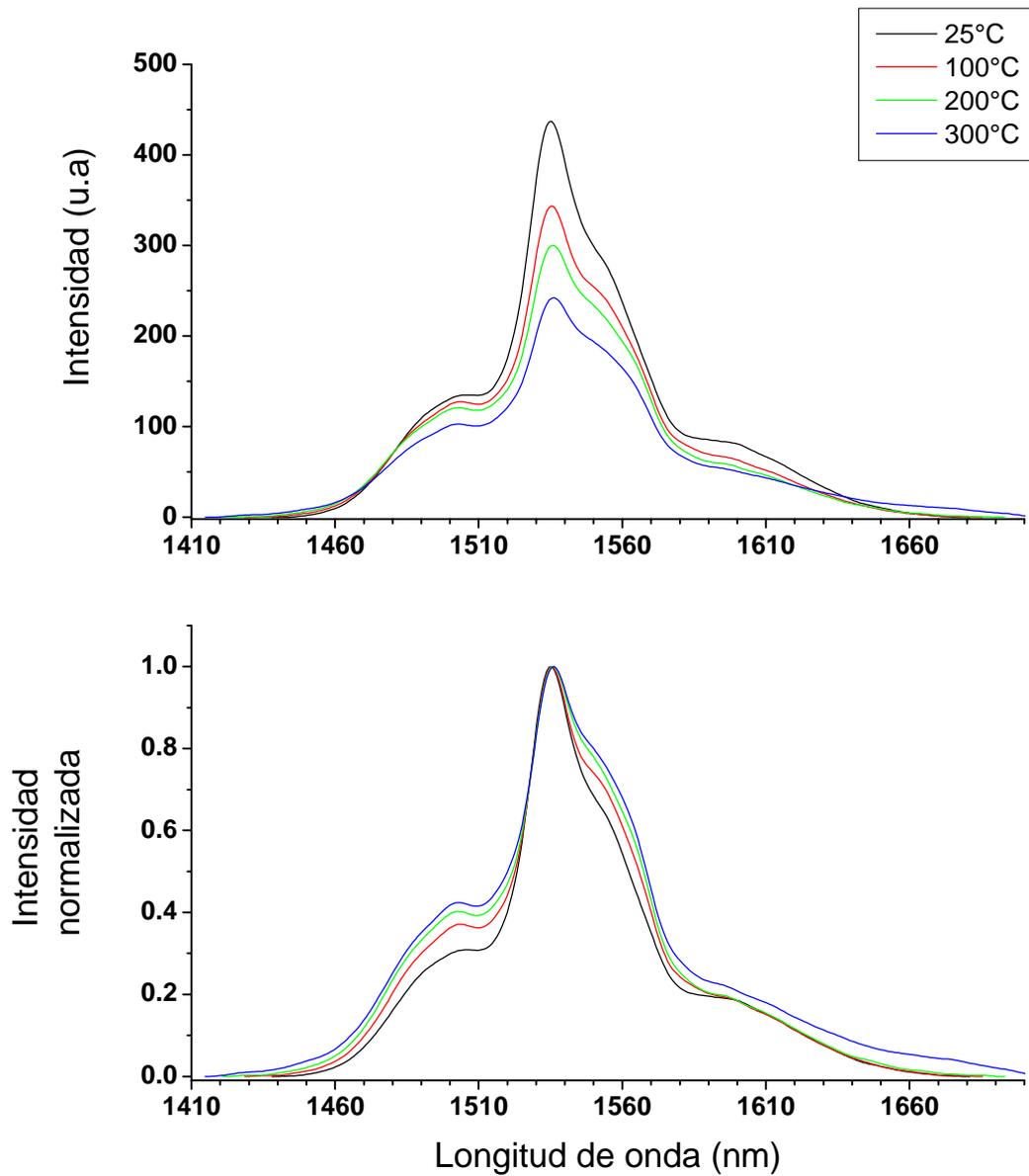


Figura 3.10 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 5% Yb.

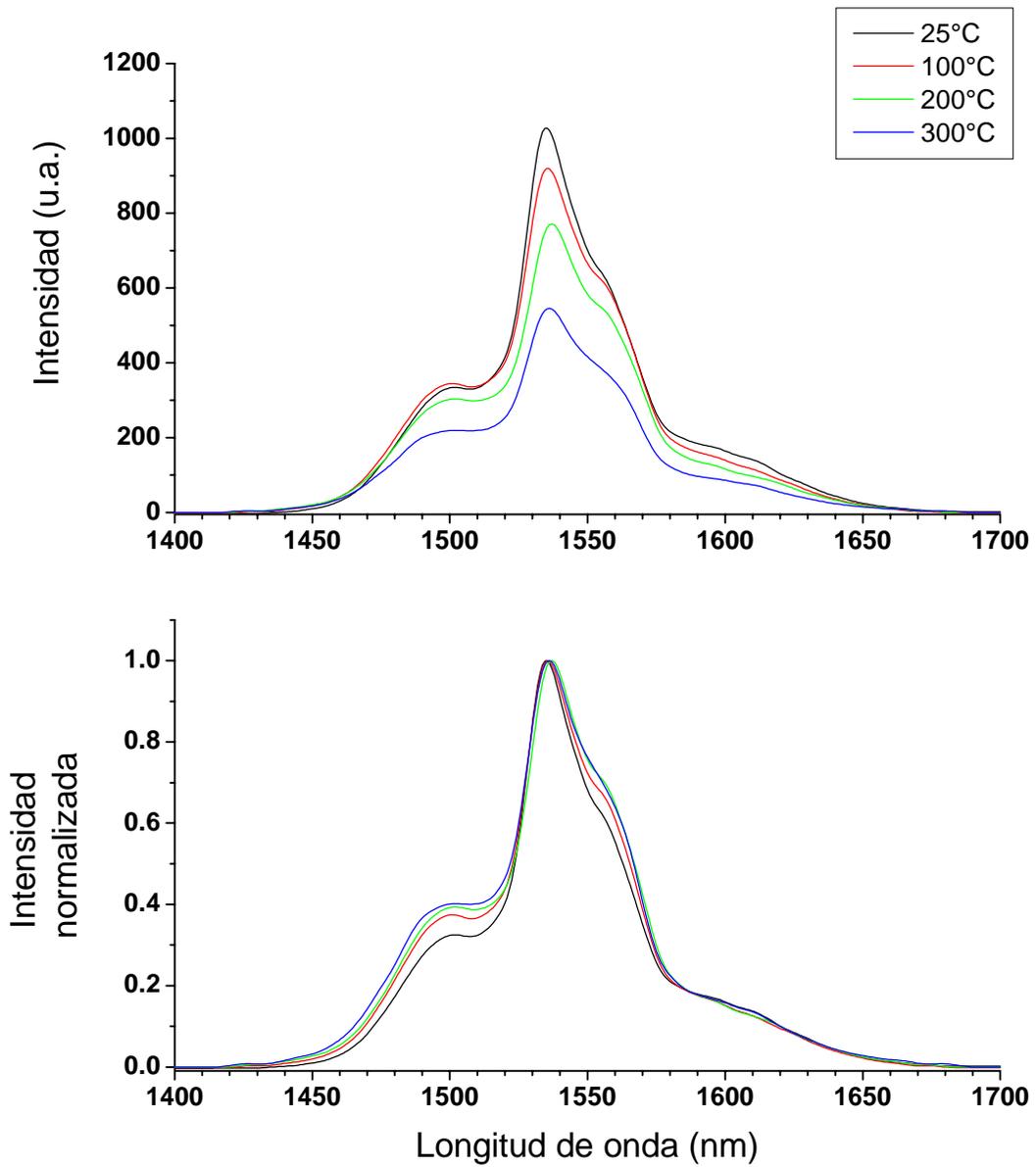


Figura 3.11 Espectros de emisión y espectros normalizados de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ dependientes de la temperatura, para el vidrio de metafosfato con 1% Er - 10% Yb.

De las Figuras 3.6 y 3.7 (vidrios de fluorofosfato) se puede observar que a temperatura ambiente los dos vidrios mostraron una intensa emisión a 1534 nm, correspondiente a la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} . En estas figuras se observa que la mayor intensidad de fluorescencia corresponde a la muestra con mayor concentración de iterbio (3% molar). Entre tanto, en los vidrios de metafosfato (Figuras 3.8-3.11) se observó emisión a 1535 nm, y de forma similar a los vidrios de fluorofosfato, la mayor intensidad de fluorescencia correspondió a la muestra con mayor concentración de iterbio (10% molar), mientras que la muestra activada únicamente con erbio fue la que presentó una intensidad de fluorescencia más baja.

En las dos clases de vidrios (fluorofosfato y metafosfato) no se observó emisión en el rango espectral visible, lo cual indica que la absorción del estado excitado en el erbio o la formación de pareja de iones en estos materiales es insignificante. A temperaturas altas, el ancho de la banda de emisión incrementó notablemente en las dos clases de vidrio, mostrando un ensanchamiento mayor con la temperatura los vidrios de metafosfato. Los cambios en el ancho de los espectros de emisión a altas temperaturas, son principalmente debido a la redistribución inducida térmicamente de las poblaciones entre los subniveles de los multipletes ${}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2}$, es decir, cuando la temperatura es incrementada, los subniveles superiores de los multipletes llegan a ser más poblados. Esto último puede ser responsable del ligero cambio observado en la dirección Stokes de los espectros de emisión en los dos tipos de vidrios cuando se incrementa la temperatura. En los vidrios fluorofosfato el cambio fue de ~ 1 nm en el rango de temperatura de 25 a 300°C y en los vidrios de metafosfato de ~ 0.8 nm para el mismo rango de temperaturas. Sin embargo, el principal efecto observado en la obtención de los espectros de emisión de los vidrios de fluorofosfato y metafosfato dependientes de la temperatura, fue la disminución de las intensidades de emisión a 1534 nm (fluorofosfato) y 1535 nm (metafosfato), las cuales comenzaron a disminuir alrededor de los 100°C .

3.3.3 Tiempo de decaimiento de la fluorescencia

Para determinar el tiempo de decaimiento del estado ${}^4I_{13/2}$ del ión Er^{3+} , la fluorescencia es detectada y analizada en un osciloscopio digital, observando como decae la intensidad como función del tiempo. Las curvas de decaimiento de la fluorescencia en el intervalo de temperatura $25^\circ\text{C} \leq T \leq 300^\circ\text{C}$ fueron ajustadas empleando una función de la forma:

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.1)$$

donde $I(t)$ es la intensidad de la emisión, τ es el tiempo de vida del estado excitado e $I(0)$ es una constante.

3.3.3.1 Tiempo de decaimiento de la fluorescencia de los vidrios de fluorofosfato

Empleando el arreglo experimental mostrado en la Figura 3.3, se obtuvieron las curvas de decaimiento de la fluorescencia dependiente de la temperatura, y con la ayuda de la Ecuación 3.2 se determinó el tiempo de decaimiento de la fluorescencia de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} . La Figura 3.12 nos muestra las curvas características del decaimiento de la fluorescencia de las dos muestras de fluorofosfato a 25 y 300°C.

Todas las curvas de decaimiento medidas para las dos muestras de fluorofosfato en el rango de temperatura 25-300°C, presentaron una forma cuasi-exponencial. Conforme se incrementó la temperatura, el tiempo de decaimiento disminuyó para las dos muestras. De las dos muestras de fluorofosfato, el vidrio con la mayor concentración de iterbio (3%) fue la que mostró el tiempo de decaimiento más alto a temperatura ambiente. Sin embargo, como se muestra en la Figura 3.12, también fue el que presentó un mayor coeficiente de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura. Los resultados obtenidos del ajuste realizado a las curvas de decaimiento aplicando la Ecuación 3.1 son dados en la Tabla 3.3.

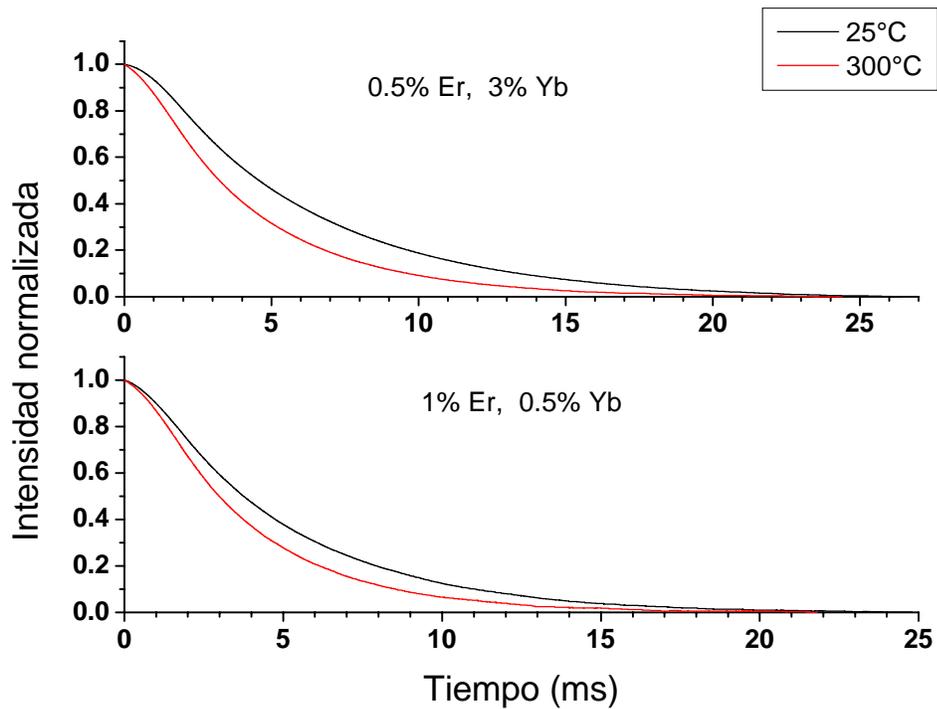


Figura 3.12 Curvas de decaimiento de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para las muestras de fluorofosfato a 25 y 300°C.

Temperatura (°C)	FF1 τ (ms)	FF2 τ (ms)
25	6.02	4.88
100	5.87	4.85
200	5.61	4.71
300	4.82	3.86

Tabla 3.3 Tiempo de vida de la emisión ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para los vidrios de fluorofosfato.

3.3.3.2 Tiempo de decaimiento de la fluorescencia de los vidrios de metafosfato

Las curvas de decaimiento de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} dependientes de la temperatura para los vidrios de metafosfato fueron medidas empleando el arreglo experimental de la Figura 3.3. Las curvas de decaimiento medidas en el rango de temperatura 25-300°C fueron ajustadas mediante la Ecuación 3.1, para determinar el tiempo de decaimiento experimental del multiplete ${}^4I_{13/2}$. La Figura 3.13 nos muestra las curvas de decaimiento de la fluorescencia medidas a temperaturas de 25 y 300°C, para dos vidrios de metafosfato (1% Er, y 1% Er-10% Yb).

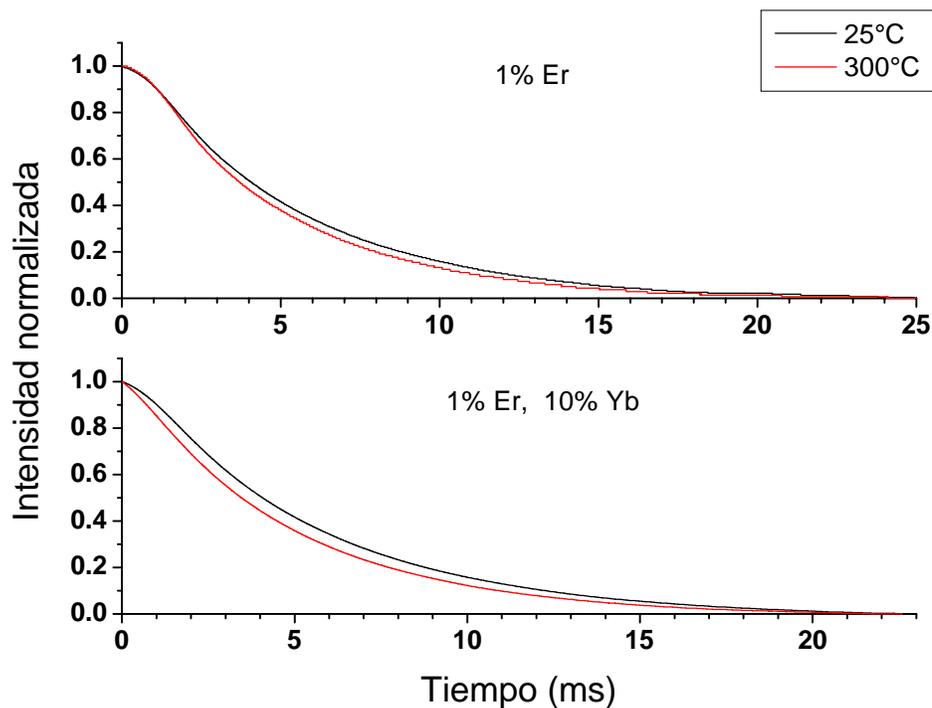


Figura 3.13 Curvas de decaimiento de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para vidrios de metafosfato a temperaturas de 25 y 300°C.

Todas las curvas de decaimiento medidas para las muestras de metafosfato presentaron una forma cuasi-exponencial en el rango de temperatura 25-300°C. Conforme se incrementó la temperatura, el tiempo de decaimiento disminuyó para todas las muestras. El

vidrio de metafosfato con mayor concentración de iterbio (10%), fue el que presentó el tiempo de decaimiento más alto a temperatura ambiente. En la Tabla 3.4 se dan los resultados obtenidos del ajuste realizado a las curvas de decaimiento de los vidrios metafosfato medidas a temperatura ambiente y a altas temperaturas. Como se puede observar de la Tabla 3.4, la muestra MF4 (1% Er-10% Yb) fue la que mostró el mayor coeficiente de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura, mientras que la muestra activada únicamente con erbio (MF1), fue la que presentó el menor coeficiente de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura.

Temperatura (°C)	MF1 τ (ms)	MF2 τ (ms)	MF3 τ (ms)	MF4 τ (ms)
25	5.38	5.47	5.54	5.74
100	5.27	5.31	5.37	5.49
200	5.16	5.11	5.13	5.17
300	4.99	4.9	4.88	4.84

Tabla 3.4 Tiempo de vida de la emisión ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} para los vidrios de metafosfato.

3.3.4 Secciones transversales de emisión

Las secciones transversales de emisión para los vidrios de fluorofosfato y metafosfato fueron calculadas usando el método de la integral $\beta - \tau$.²¹ Este método únicamente depende del tiempo de vida de la luminiscencia τ y de las mediciones de la emisión espontánea $I(\lambda)$ dependientes de la longitud de onda de emisión. La sección transversal de emisión $\sigma_e(\lambda)$ es determinada usando la siguiente relación:²¹

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\eta \lambda^5}{8 \pi n^2 c \tau} \frac{I(\lambda)}{\int \lambda I(\lambda) d\lambda} \quad (3.2)$$

donde η es la razón de bifurcación para el decaimiento radiativo, n el índice de refracción del vidrio anfitrión y c la velocidad de la luz en el vacío. En la relación anterior, la razón de la intensidad de la emisión $I(\lambda)$ a su valor integrado, asegura que $\sigma_e(\lambda)$ sea independiente de la geometría y calibración absoluta del sistema de detección.

Asumiendo que para los vidrios (fluorofosfatos y metafosfatos) $\eta = 1$ y usando los datos obtenidos para los tiempos de decaimiento (Tablas 3.3 y 3.4), se calcularon las secciones transversales de emisión dependientes de la temperatura en el rango de 25-300°C. Las Figura 3.14 nos muestran los resultados de las secciones transversales calculadas para los vidrios de fluorofosfato y metafosfato.

Para obtener estos valores se usó un índice de refracción fijo de $n = 1.48$ para los vidrios de fluorofosfato y de $n = 1.58$ para los metafosfatos. De la Figura 3.14 podemos observar que las secciones transversales de emisión obtenidas, son débilmente afectadas por el incremento de temperatura. En los vidrios de fluorofosfato, la muestra que contiene la mayor concentración de erbio (1%), fue la que tuvo el valor más alto de sección transversal de emisión a temperatura ambiente. Sin embargo, también fue la que presentó una mayor disminución del valor de sección transversal con el incremento de temperatura. Por otra parte, los vidrios de metafosfato activados con Er-Yb tuvieron valores muy similares de sección transversal de emisión a temperatura ambiente, pero conforme se incrementó la temperatura y la concentración de iterbio, los cambios en los valores de las secciones transversales de emisión son más evidentes comparados a los valores de la muestra activada únicamente con erbio.

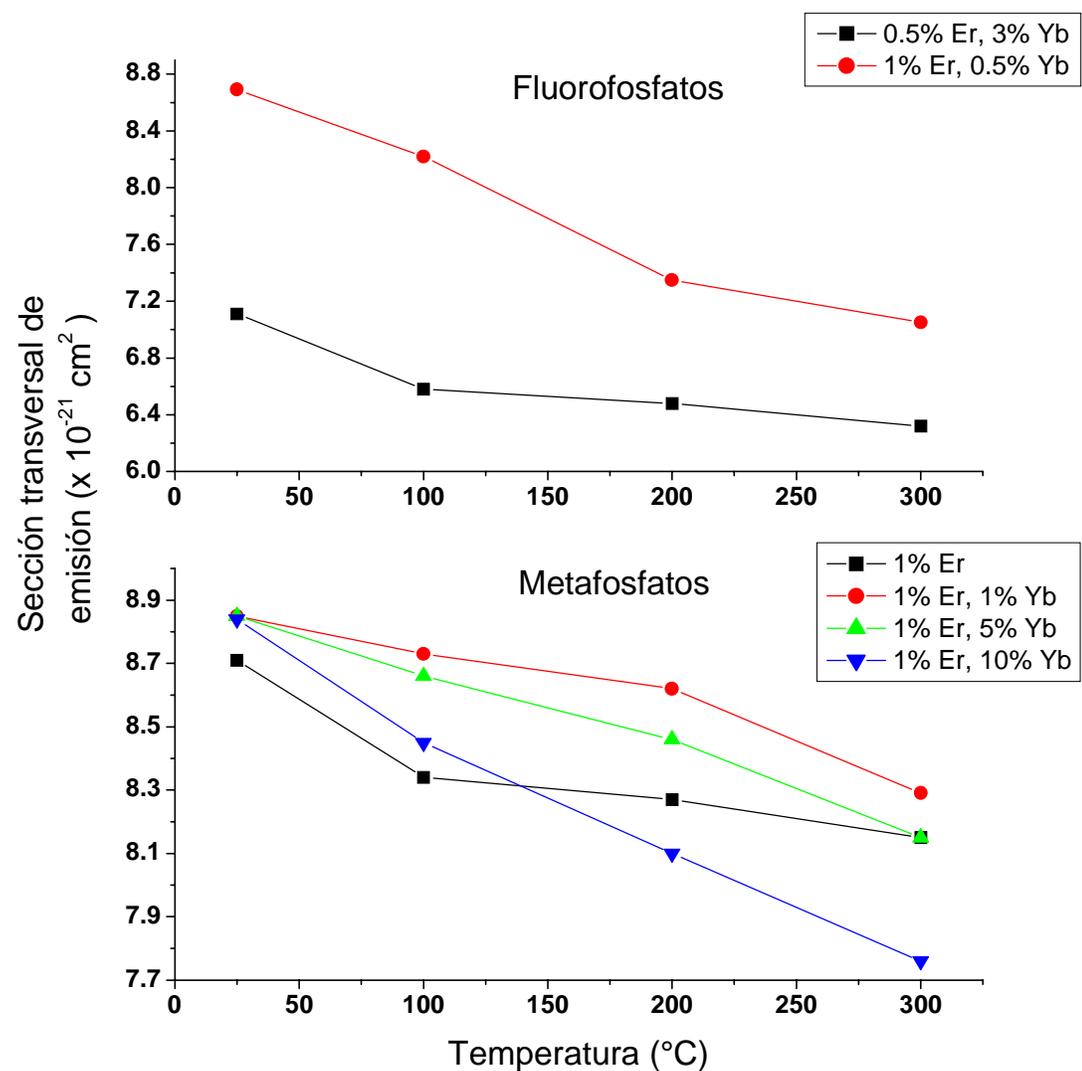


Figura 3.14 Dependencia a la temperatura de la sección transversal de emisión para los vidrios fluorofosfato y metafosfato.

3.4 Discusiones

Como podemos observar de las Figuras 3.9 - 3.11, cuando un vidrio láser se activa con Er^{3+} - Yb^{3+} , se obtiene una mayor intensidad de fluorescencia comparados a los vidrios activados únicamente con Er^{3+} (Figura 3.8), a temperatura ambiente. Lo que nos indica que hay una efectiva transferencia de energía del ión Yb^{3+} al ión Er^{3+} , cuando se bombea a una longitud de onda cercana a 980 nm.

Uno de los posibles efectos que puede ser responsable de las variaciones en los espectros de emisión con la temperatura en los vidrios de fluorofosfato y metafosfato, es la redistribución inducida térmicamente de las poblaciones entre los subniveles Stark de los multipletes $^4\text{I}_{15/2}$ (estado base) y $^4\text{I}_{3/2}$ (estado excitado). Esta distribución térmica está dada por la distribución térmica de Boltzmann y es proporcional a $\exp(-\Delta E/k_B T)$.²⁷ A altas temperaturas, los subniveles superiores de los multipletes llegan a ser más poblados, ocasionando el ligero cambio observado en la dirección Stokes del pico de la longitud de onda de los espectros de emisión en los dos tipos de vidrios cuando se incrementa la temperatura.

Los cambios en la temperatura también afectan al decaimiento multifonónico entre los niveles, por ejemplo en los vidrios metafosfato es observado a incrementar el decaimiento multifonónico alrededor de 30% de 25°C a 300°C. El cambio en la tasa multifonónica afecta al tiempo de vida de la fluorescencia. Esto explica la dependencia a la temperatura del tiempo de vida de la transición $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ observado en los vidrios de fluorofosfato y metafosfato. En la Figura 3.15 se muestran los coeficientes de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura para las muestras de metafosfato activadas con 1% Er, y 1% Er-10% Yb, en el rango de temperatura antes estudiado.

Por otra parte, el tiempo de vida radiativo calculado para los vidrios metafosfato en ref. [22], son relativamente mayores que los obtenidos experimentalmente en este trabajo (Tabla 3.4). Este comportamiento no puede ser simplemente explicado sobre la base de una relajación multifonónica. Es sabido que los grupos hidróxilo (grupos OH) son efectivos

anuladores de emisión infrarroja.¹² En los vidrios fosfato, el grupo OH tiene una ancha e intensa banda alrededor de 3000 cm^{-1} .^{12,22} Las diferencias entre los tiempos de vida calculados y los obtenidos experimentales podrían ser explicadas por la presencia de grupos OH, los cuales causan una disminución del tiempo de vida experimental con respecto a los radiativos.

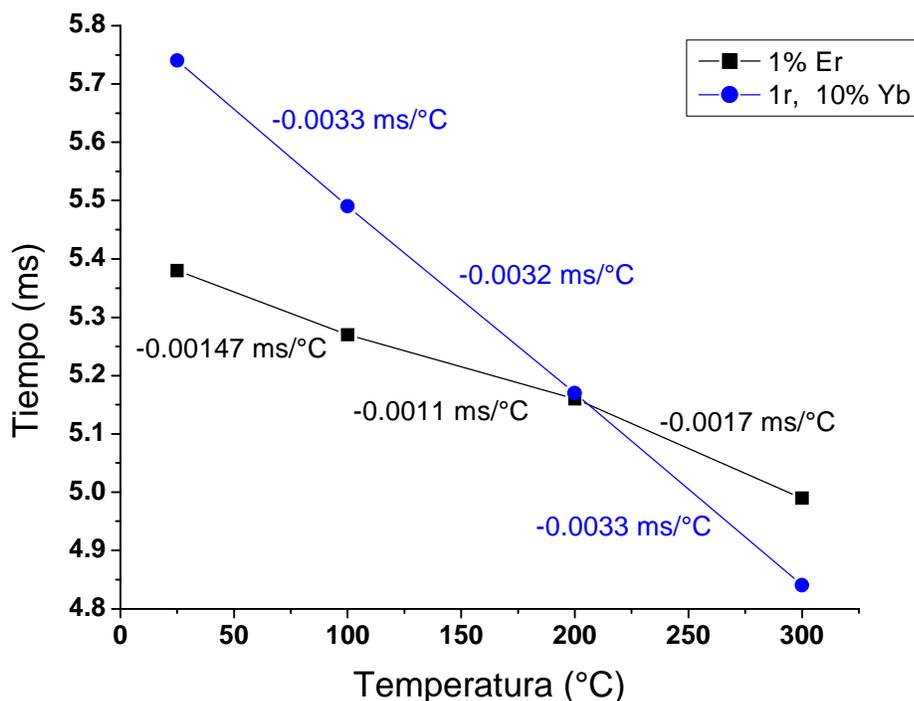


Figura 3.15 Coeficientes de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura para las muestras de metafosfato con 1% Er y 1% Er-10% Yb.

Como podemos observar de las Figuras 3.14, la sección transversal de emisión disminuyó cuando se pasó de temperatura ambiente a 300°C . En las muestras de metafosfato, la sección transversal de emisión para el vidrio activado únicamente con erbio disminuyó alrededor de un 6% de 25 a 300°C , mientras que en el vidrio con 1% Er-10% Yb la disminución en el mismo rango de temperatura fue más pronunciada (aproximadamente un 12%). Este comportamiento es observado para todas las muestras activadas con Er-Yb

(fluorofosfato y metafosfato), y probablemente es debido a una dependencia a la temperatura de la probabilidad del proceso de transferencia de energía ${}^2F_{5/2} (\text{Yb}^{3+}) + {}^4I_{15/2} (\text{Er}^{3+}) \rightarrow {}^2F_{7/2} (\text{Yb}^{3+}) + {}^4I_{11/2} (\text{Er}^{3+})$. La dependencia a la temperatura de la sección transversal de emisión indica que la tasa de transferencia de energía del ión Yb^{3+} al ión Er^{3+} disminuye y por lo tanto, el tiempo de vida de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ disminuirá cuando se incremente la temperatura de 25 a 300°C (Tablas 3.3 y 3.4). La dependencia a la temperatura de la probabilidad de la transferencia de energía podría ser debido a una posible diferencia entre las transiciones de emisión del ión donador (Yb^{3+}) y las transiciones de absorción del ión aceptor (Er^{3+}).

3.5 Conclusiones

En este capítulo se reportó los resultados obtenidos experimentales de la dependencia con la temperatura de los espectros de absorción y luminiscencia, así como el tiempo de decaimiento de la luminiscencia de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} , para vidrios de fluorofosfato y metafosfato activados con diferentes concentraciones de Er^{3+} - Yb^{3+} .

A temperatura ambiente, los espectros de luminiscencia de los vidrios mostraron un pico intenso de banda ancha centrado en $\lambda = 1534$ nm en las muestras de fluorofosfato y en $\lambda = 1535$ nm en las muestras de metafosfato.

Las variaciones de los espectros inducidas por la temperatura han sido detectadas en los dos tipos de vidrio, estas variaciones son debido a la redistribución inducida térmicamente de las poblaciones entre los subniveles Stark del multiplete del estado base ${}^4I_{15/2}$ y los subniveles Stark del multiplete excitado ${}^4I_{13/2}$.

La probabilidad en el proceso de transferencia de energía del ión Yb^{3+} al ión Er^{3+} en los vidrios de fluorofosfato y metafosfato depende de la temperatura, por lo que se observó una disminución en el tiempo de decaimiento de la fluorescencia y de la sección transversal

de emisión de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ cuando se incremento la temperatura en el rango de 25 a 300°C. Estos resultados indican la presencia del efecto de apagado (*quenching effect*) asistido por temperatura, el cual es, sin embargo, bastante débil en el intervalo de temperatura de 25-300°C. Este efecto de apagado es relativamente suprimido en la muestra activada únicamente con Er^{3+} (MF1) y en la muestras activadas con bajas concentraciones de Yb^{3+} (FF2 y MF2).

Referencias

- [1] M. Dejneka and B. Samson, *Mat. Res. Soc. Bull.*, Vol. 8, p. 39, 1999.
- [2] Y. Durteste, M. Monerie, J.Y. Allain, and H. Poignant, "Amplification and lasing at 1.3 μm in praseodymium-doped fluoridezirconate fibers," *Electron. Lett.*, Vol. 27, pp. 626-628, 1991.
- [3] G. Adamovsky and N.D. Piltch, "Fiber-optic thermometer using temperature dependent absorption, broadband detection, and time domain referencing," *Appl. Opt.*, Vol. 25, pp. 4439-4443, 1986.
- [4] M.C. Farries, P.R. Morkel, and J.E. Townsend, "Samarium³⁺-doped glass laser operating at 651 nm," *Electron. Lett.*, Vol. 24, pp. 709-711, 1988.
- [5] H. Yang, S. Kawata, and T. Kobayashi, "Performance Characteristics of Diode-Pumped Miniature Yb:YAG Laser," *Proc. SPIE* 4595, pp. 22-29, 2001.
- [6] W.J. Miniscalco, "Erbium-Doped Glasses for Fiber Amplifiers at 1500 nm," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 234-250, 1991.
- [7] Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono, Y. Nishida, and K. Oikawa, "Gain characteristics of tellurite-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 μm broadband amplification," *Opt. Lett.*, Vol. 23, pp. 274-276, 1998.
- [8] S. Jiang, T. Luo, B.C. Hwang, G. Nunzi-Conti, M. Myers, D. Rhonehouse, S. Honkanen, and N. Peyghambarian, "New Er³⁺-doped phosphate glass for ion-exchanged waveguide amplifiers," *Opt. Eng.*, Vol. 37, pp. 3282-3286, 1998.

- [9] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamura, "Efficient Optical Amplifier Using a Low-Concentration Erbium-Doped Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, pp. 559-561, 1990.
- [10] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, J. Philipps, T. Töpfer, A. Speghini, M. Bettinelli, and R.W.S. Fat, "Properties of Er³⁺ Doped Glasses for Waveguide and Fiber Lasers," *Proc. SPIE* 3942, pp. 29-39, 2000.
- [11] R. Stępień, K. Jędrzejewski, Z. Mierczyk, and M. Kwaśny, "Er³⁺ and Yb³⁺ doped phosphate glasses for "eye-safe" wavelength lasers ($\lambda = 1.53 \div 1.55 \mu\text{m}$)," *Proc. SPIE* 4239, pp. 26-36, 2000.
- [12] R. Stępień, K. Jędrzejewski, M. Kwaśny, and Z. Mierczyk, "Er³⁺ and Yb³⁺ doped phosphate glasses for eye-safe laser systems," *Proc. SPIE* 4594, pp. 51-62, 2001.
- [13] R.C. Renairi and A.M. Johnson, "MELIOS-Status Report of the U.S. Army's Eyesafe Laser Rangefinder Program," *Proc. SPIE* 1207, pp. 112-123, 1990.
- [14] J.A. Hutchinson and T.H. Allik, "Diode array-pumped Er, Yb: Phosphate glass laser," *Appl. Phys. Lett.*, Vol 60, pp. 1424-1426, 1992.
- [15] S.J. Hamlin, J.D. Myers, and M.J. Myers, "High repetition rate Q-switched Erbium glass lasers," *Proc. SPIE* 1419, pp. 100-106, 1991.
- [16] P. Laporta, S. Longhi, G. Sorbello, S. Taccheo, and C. Svelto, "Erbium-ytterbium miniaturized laser devices for optical communications," *SPIE* **3622**, 1999, pp. 82-91.
- [17] S. Taccheo, P. Laporta, S. Longhi, O. Svelto, and C. Svelto, "Diode-pumped bulk erbium-ytterbium lasers," *Appl. Phys. B*, Vol. 63, pp. 425-436, 1996.

- [18] G.C. Righini, M. Bettinelli, M. Brenci, C. Duverger, M. Ferrari, M. Fossi, M. Montagna, S. Pelli, and A. Speghini, "Er³⁺ and Er³⁺/Yb³⁺ co-doped silicate glass waveguides," *SPIE* **3749**, 1999, pp. 755-756.
- [19] D. Barbier, M. Rattay, F. S. André, G. Clauss, M. Trouillon, A. Kevorkian, J.M. Delavaux, and E. Murphy, "Amplifying Four-Wavelength Combiner, Based on Erbium/Ytterbium-Doped Waveguide Amplifiers and Integrated Splitters," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9, pp. 315-317, 1997.
- [20] M. Karásek, "Optimum Design of Er³⁺-Yb³⁺ Codoped Fibers for Large-Signal High-Pump-Power Applications," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 33, pp. 1699-1705, 1997.
- [21] R. Francini, F. Giovenale, U.M. Grassano, P. Laporta, and S. Taccheo, "Spectroscopy of Er and Er-Yb-doped phosphate glasses," *Opt. Materials*, Vol. 13, pp. 417-425, 2000.
- [22] A. Speghini, R. Francini, A. Martínez, M. Tavernese, and M. Bettinelli, "Spectroscopic properties of Er³⁺, Yb³⁺ and Er³⁺/Yb³⁺ doped methaphosphate glasses," *Spectrochimica Acta A*, Vol. 57, pp. 2001-2008, 2001.
- [23] D.C.Brown and H.J.Hoffman, "Thermal, stress, and Thermo-Optic Effects in High Average Power Double-Clad Silica Fiber Lasers," *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 37, pp. 207-217, 2001.
- [24] J. Kemtchou, M. Duhamel, and P. Lecoy, "Gain Temperature Dependence of Erbium-Doped Silica and Fluoride Fiber Amplifiers in Multichannel Wavelength-Multiplexed Transmission Systems," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 2083-2090, 1997.
- [25] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamura, "Temperature Dependence of the Gain in Erbium-Doped Fibers," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 261-265, 1991.

[26] N.V. Nikonorov, A.K. Przhevuskii, and S.G. Lunter, "Effect of heating on spectral characteristics of Er-doped laser glasses," SPIE **3622**, 1999, pp. 144-151.

[27] E. Desurvire, *ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS: Principles and Applications*, JOHN WILEY & SONS, New York (1994), First edition.

Capítulo 4

Fibras láser

4.1 Introducción

En este capítulo se describe la estructura básica y funcionamiento de una fibra láser. Además, se mencionan algunos de los aspectos de los procesos físicos que pueden limitar la ganancia en un amplificador de fibra óptica e influir en la dinámica de la población en las fibras láser contaminadas con erbio. Por otra parte, se describen también las técnicas empleadas para generar pulsos cortos en fibras láser, usando el método de conmutación-Q.

Para entender el diseño y operación de una fibra láser activada con erbio, es necesario primero explorar los procesos físicos que toman lugar en los iones de erbio. Estos procesos incluyen: decaimientos radiativos y no radiativos, ensanchamiento de la línea láser, absorción del estado excitado, transferencia de energía cooperativa y conversión hacia arriba.

Los vidrios activados con iones de tierra rara tienen tiempos de vida de la fluorescencia relativamente largos y son excelentes para el almacenamiento de energía. La conmutación-Q permite que la energía almacenada sea extraída como una sucesión de pulso de potencia alta. Esta es una ventaja particular de las fibras láser y es debido al alto umbral de daño óptico del vidrio.

En la sección 4.2 se describe la estructura básica de una fibra láser y su operación. En la sección 4.3 se hace una comparación entre los láseres de tres y cuatro niveles. El proceso típico de generación de conmutación-Q es descrito en la sección 4.4. En la sección 4.5 se describen los métodos de conmutación-Q en fibras láser. La conmutación-Q activa es descrita en la sección 4.6, donde se mencionan algunos métodos tales como modulación

con dispositivos electro-óptico, acusto-ópticos, etc. Mientras que en la sección 4.7 se describe la conmutación-Q pasiva y finalmente, en la sección 4.8 se estudia la conmutación-Q con dispositivos ópticos integrados.

4.2 Fibras láser

Una fibra láser consiste básicamente de un medio activo que es una fibra óptica de vidrio activada con tierras raras. En los extremos de la fibra se colocan un par de espejos E_1 y E_2 como lo muestra la Figura 4.1. E_1 es transparente para la longitud de onda de bombeo (λ_p) y tiene casi 100% de reflectividad para la longitud de onda de emisión láser (λ_s). Por otro lado, E_2 es parcialmente transparente para λ_s .

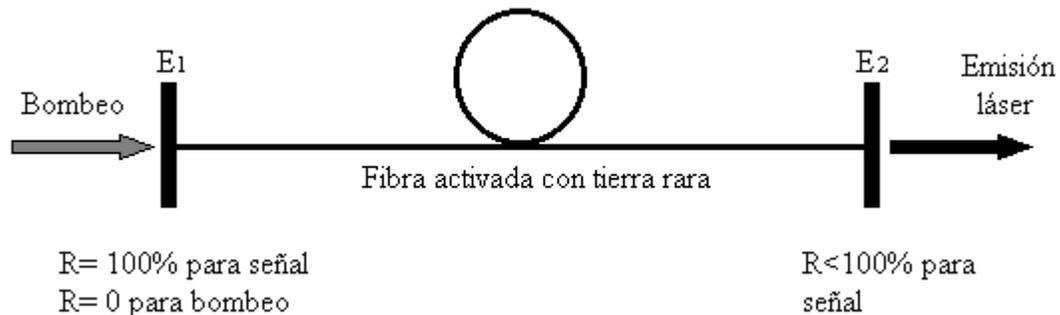


Figura 4.1 Esquema básico de una fibra láser.

Las fibras láser son dispositivos resonantes guidoras de ondas y como tal, pueden soportar altas densidades de potencia en el núcleo. En una fibra láser, las ondas son guiadas por la fibra óptica y la resonancia es provocada por una estructura tal como una cavidad Fabry-Perot, la cual es formada por los espejos mostrados en la Figura 4.1. Existe un sinnúmero de diferentes tipos de cavidades, pero por ser la más común es la única que se cita aquí.

Básicamente, una fibra láser es un convertidor de longitud de onda; los fotones a la longitud de onda del haz de bombeo son absorbidos para producir la inversión de población y emisión estimulada necesaria para generar emisión láser a una longitud de onda característica del ion activo.

Las fibras láser ofrecen una gran variedad de longitudes de onda de salida, alguna de las cuales son de gran interés en telecomunicaciones. Las longitudes de onda de emisión láser son determinadas por los iones de tierras raras, los cuales son incorporados en el núcleo de la fibra. Una propiedad importante de las fibras láser activada con iones de tierras raras, es que las características espectrales de salida son notablemente influidas por el ambiente molecular en el cual los iones de tierras raras son incrustados.

Las fibras láser normalmente operan en múltiples modos longitudinales debido a un perfil de ganancia ensanchado inhomogéneamente, con anchos de banda de hasta ~ 5 THz (~ 30 nm) y un espaciamiento modal relativamente pequeño (< 100 MHz). Los modos longitudinales son aquellas frecuencias de resonancia de una cavidad. En una cavidad de longitud L , sólo pueden oscilar aquellas longitudes de onda λ_s que cumplen con la condición $L = n(\lambda_s/2)$, donde $n = 1, 2, 3, \dots$ como se muestra en la Figura 4.2.

Como se puede ver en la parte inferior de la Figura 4.2, sólo algunas frecuencias espaciadas por $\Delta\omega_{ax} = 2\pi(c/2L)$ pueden ser amplificadas dentro de la curva de ganancia. Las letras q y $q \pm n$ (para $n = 1, 2, 3, \dots$) representan los modos en la Figura 4.2. Algunas aplicaciones láser de onda continua requieren operación en un modo único de línea estrecha. En esta aplicación, la longitud de onda puede ser sintonizada sobre todo el ancho de banda en donde hay ganancia láser.

Existen varios métodos para operar fibras láser de línea estrecha, entre los más utilizados se encuentran, el uso de un resonador etalón intracavidad y el uso de rejillas de Bragg inscritas en el núcleo de la fibra. Este último es el más elegido, ya que las rejillas pueden reflejar en un intervalo muy pequeño de longitudes de onda. En el mayor de los casos el intervalo es menor a 1 nm. El gran ancho de banda de ganancia de las fibras láser

sugiere que éstas pueden ser sintonizadas sobre un intervalo de longitudes de onda de hasta 50 nm.²

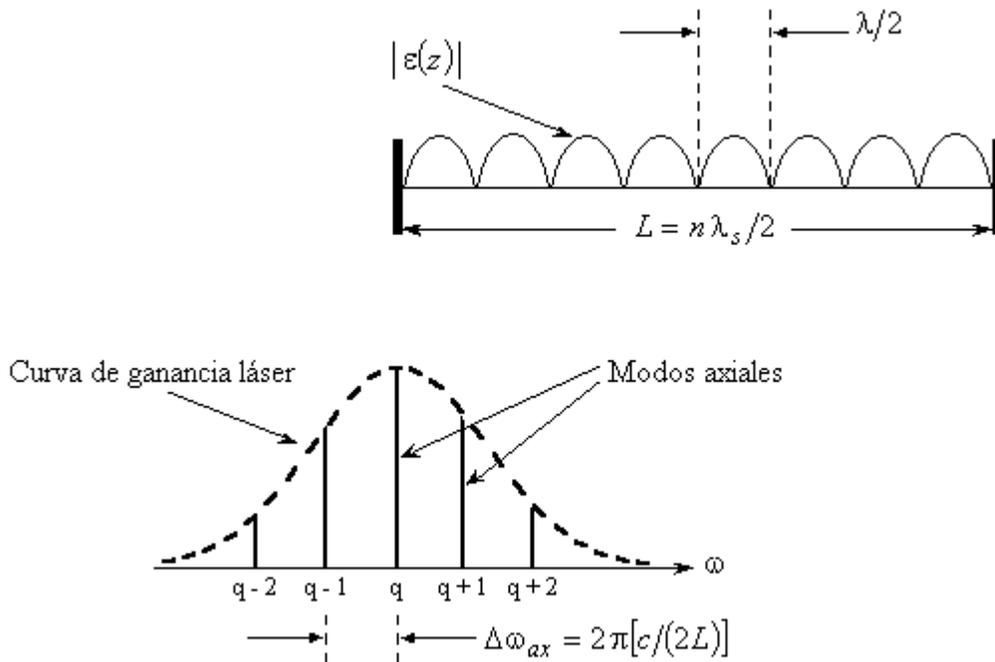


Figura 4.2 Modos axiales en un láser.¹

4.3 Láseres de tres y cuatro niveles

Los esquemas de emisión láser de cuatro y tres niveles son ilustrados en las Figuras 4.3a y 4.3b, respectivamente. La diferencia entre un esquema de tres y cuatro niveles es importante. En un esquema de tres niveles, el nivel inferior de la transición láser es el estado fundamental o un nivel cercano a éste, el cual tiene una población térmica significativa. En un láser de cuatro niveles, existe aún una transición del nivel inferior de la transición láser al estado fundamental, la cual es usualmente no radiativa. En un láser de tres niveles, la absorción del estado fundamental directamente al nivel superior de la transición láser toma lugar, causando una competición con los fotones de emisión. La

importancia del número de niveles de energía que participan en el proceso de emisión láser es que en estado estable, es necesario bombear a potencias más altas para obtener inversión de población en un proceso de tres niveles. Por lo tanto, los láseres de tres niveles tienen valores más altos de potencia de umbral que los láseres de cuatro niveles.³

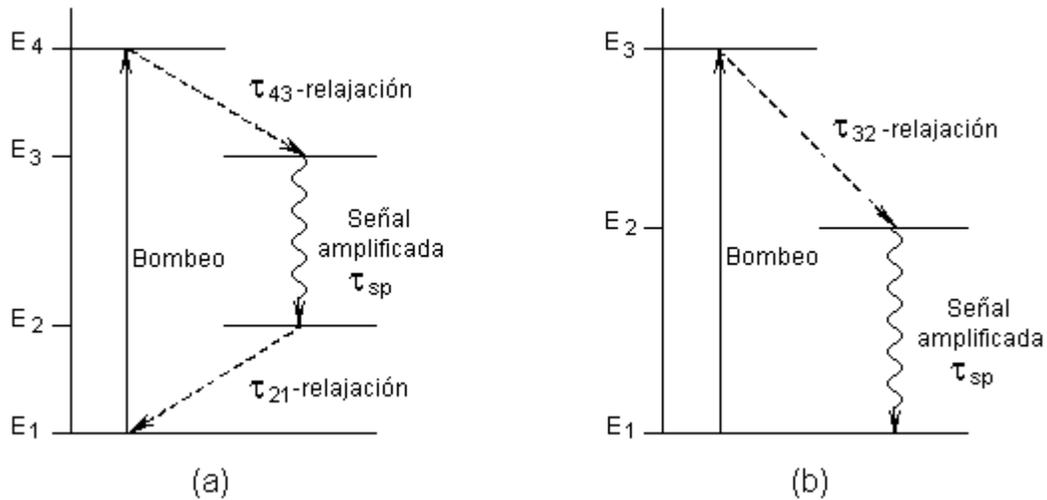


Figura 4.3 Diagrama parcial de los niveles de energía correspondiente a: (a) sistema láser de cuatro niveles y (b) sistema láser de tres niveles.

Una consecuencia del número de niveles involucrados en la acción láser que es de particular importancia para las fibras láser, es la dependencia de la potencia de umbral a la longitud de la fibra. En un láser de cuatro niveles, previniendo que las pérdidas por imperfección son bajas, la potencia de umbral disminuye inversamente con la longitud de la fibra. En un láser de tres niveles, sin tener en cuenta el valor de las pérdidas por imperfección, habrá una longitud óptima que facilita un mínimo de umbral. En una fibra láser de tres niveles bombeada por un extremo, el número de fotones de bombeo disponibles y la inversión de población podrían ser mayores en el extremo de bombeo. Si la fibra es demasiado corta, habrá absorción insuficiente de la radiación de bombeo lanzada. Por otra parte, si la fibra es demasiado larga, existirá una absorción de los fotones de

emisión láser para repoblar el nivel superior de la transición láser y la potencia de salida será disminuida.³

4.4 Conmutación-Q

Un modo de operación láser ampliamente empleado para la generación de pulsos láser de gran potencia y altamente energéticos es conocido como Q-switching o conmutación-Q. Se le ha nombrado así, debido a que el factor de calidad Q de la cavidad resonante es alterado cuando esta técnica es empleada. El factor de calidad Q en una cavidad resonante es definido como la razón de la energía almacenada en la cavidad a la potencia disipada del resonador por unidad de frecuencia angular ω .⁴

$$Q = \omega \times \frac{\text{energía almacenada en el resonador}}{\text{potencia disipada por el resonador}} \quad (4.1)$$

En la técnica de conmutación-Q, la energía es almacenada en el medio amplificador mediante bombeo óptico, mientras que la Q de la cavidad es reducida para prevenir la emisión láser. Aunque la energía almacenada y la ganancia en el medio amplificador son altas, las pérdidas en la cavidad también lo serán, así que la acción láser es inhibida y la inversión de población alcanzará un nivel muy superior al de su valor de umbral en condiciones normales de láser. El tiempo en el cual la energía puede ser almacenada en el medio amplificador está en el orden de τ_f , es decir, el tiempo de vida del nivel superior de la transición láser. Cuando el factor de calidad Q de la cavidad es restablecido, la energía almacenada es repentinamente liberada en la forma de un pulso muy corto de luz. A causa de la alta ganancia producida por el almacenamiento de la energía en el material activo, el exceso de excitación es descargado en un tiempo extremadamente corto. Debido a su extremadamente alta potencia, el pulso producido de esta manera es llamado pulso gigante.

La Figura 4.4 nos muestra una secuencia típica en la generación de un pulso láser utilizando la técnica de conmutación-Q. La acción láser es suprimida en la cavidad debido a un bajo valor de Q, hacia el final del pulso de la lámpara de destello, cuando la inversión de

población ha alcanzado su valor pico, la Q del resonador es restaurada a un valor alto. A estas alturas, un flujo de fotones empieza a acumularse en la cavidad y brevemente después un pulso es emitido. La duración del pulso de salida es mucho más corta que el intervalo de bombeo sobre el cual la inversión fue creada. La potencia pico del pulso Q-conmutado es mucho mayor que la obtenida de un láser de onda continua operando bajo las mismas condiciones de bombeo. La duración del pulso Δt_p de un láser Q-conmutado está dada por:

$$\Delta t_p = \tau_c \frac{n_i - n_f}{n_i - n_t [1 + \ln(n_i/n_t)]} \quad (4.2)$$

donde n_i es la población invertida antes de la conmutación-Q, n_t es la población de umbral, n_f es la población invertida después de que el pulso Q-conmutado ha sido formado y τ_c es el tiempo de vida del fotón en la cavidad.

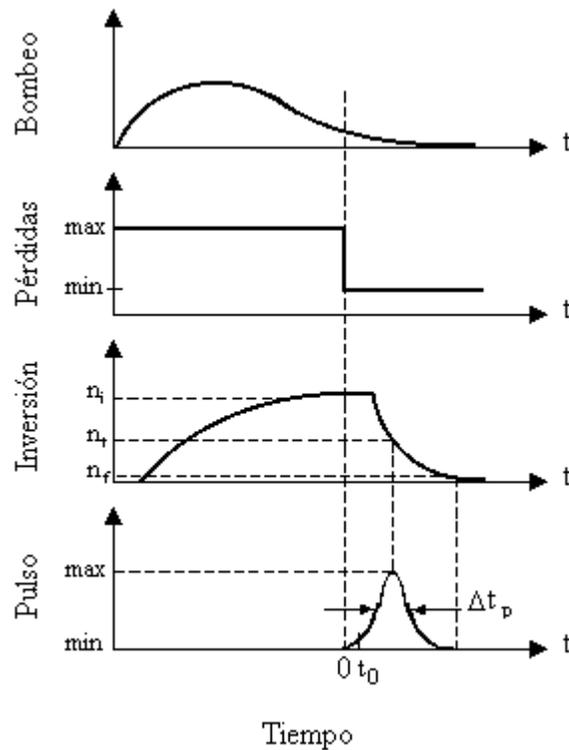


Figura 4.4 Proceso típico para generar pulsos láser con la técnica de conmutación-Q.⁵

El tiempo de vida τ_c del fotón en la cavidad depende de la longitud L de la fibra óptica. Esto es:

$$\tau_c = \frac{2nL}{c[\delta - \ln R_1]} \quad (4.3)$$

donde δ es la pérdida de potencia pasiva por viaje redondo, R_1 es la reflectividad del espejo de salida, n el índice de refracción y c la velocidad de la luz en el vacío. El tiempo de viaje T_r de ida y vuelta de un fotón dentro de la cavidad se puede calcular mediante:

$$T_r = \frac{2nL}{c} \quad (4.4)$$

La potencia pico P_p que se obtiene del medio de ganancia está dada por:

$$P_p = \frac{V h \nu \ln(1/R_1)}{\frac{1}{2} \gamma T_r} \left\{ n_i - n_t \left[1 + \ln \left(\frac{n_i}{n_t} \right) \right] \right\} \quad (4.5)$$

donde V es el volumen del medio de ganancia, ν la frecuencia de emisión láser, h la constante de Planck y γ es la proporción de las formas de línea de absorción y emisión. Esta expresión muestra que la potencia pico de un láser Q-conmutado es inversamente proporcional al tiempo de viaje T_r de ida y vuelta de un fotón dentro de la cavidad. La energía total E en el pulso Q-conmutado puede ser determinada mediante:

$$E \approx \left(\frac{1}{\gamma} \right) V h \nu (n_i - n_f) \frac{\ln(1/R_1)}{\ln(1/R_1) + \delta} \quad (4.6)$$

4.5 Métodos de Conmutación-Q en Fibras láser

Las fibras láser son importantes sistemas para la generación de pulsos cortos láser de alta potencia. Las técnicas de amarre de modos (Mode-locking) y conmutación-Q fueron las primeras formas estudiadas en la generación de cortos e intensos pulsos láser.

Cuando una fibra láser funciona en el modo de onda continua, es capaz de generar potencias de salida del orden de centésimas de miliwatts. Para algunas aplicaciones es necesario tener pulsos láser de alta potencia y alta energía, aunque en la técnica de amarre de modos se pueden generar pulsos de alta potencia, estos pulsos no son muy energéticos. Sin embargo, si se conmuta el factor de calidad Q de la cavidad láser, es posible generar pulsos de alta potencia y altamente energéticos.

Diferentes técnicas han sido usadas para conmutar una fibra láser. La conmutación-Q puede ser llevada a cabo activamente a través de la acción de un modulador de pérdidas controlado eléctricamente. La conmutación-Q puede realizarse también pasivamente. Por ejemplo, un absorbedor saturable colocado dentro de la cavidad láser actúa como un modulador de pérdidas, con una transmisión dependiente de la intensidad. La mayoría de las técnicas empleadas para conmutar el factor de calidad Q de una fibra láser, son adaptaciones de aquéllas usadas para conmutar láseres de bulto.

4.6 Conmutación-Q activa

4.6.1 Conmutación-Q mecánica

Uno de los métodos más simples y económicos para conmutar el factor de calidad Q en un láser, es modulando las pérdidas de la cavidad láser con un dispositivo mecánico.

Esta modulación puede ser lograda colocando uno de los espejos del láser sobre una base giratoria o insertando un “chopper” mecánico en la cavidad como se muestra en la Figura 4.5.⁶ La conmutación-Q mecánica es a menudo relacionada con numerosas desventajas prácticas, las cuales consisten en carencia de fiabilidad, vibraciones y ruido mecánico, dificultades de alineación en la dirección perpendicular al plano de rotación, además de pobre calidad del pulso y severas fluctuaciones pulso a pulso.

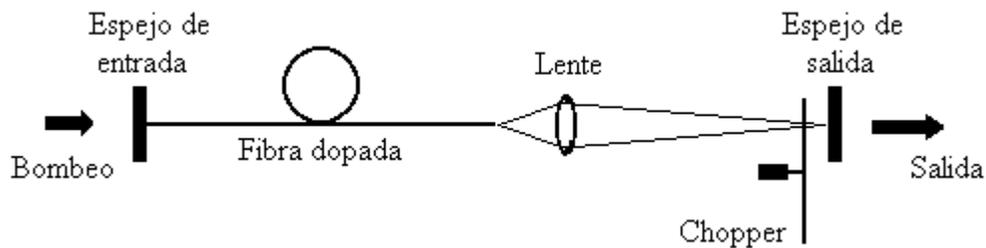


Figura 4.5 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q mecánica.

4.6.2 Conmutación-Q con dispositivos electro-ópticos

Una forma de conmutar activamente una fibra láser, es a través de la modulación electro-óptica. La modulación electro-óptica involucra el uso de un cristal electro-óptico en combinación con uno o más elementos polarizadores. El efecto electro-óptico se refiere a la birrefringencia que ocurre en ciertos medios cuando se le aplica un campo eléctrico externo. La señal eléctrica aplicada permite controlar el estado de polarización del campo del láser, mientras que los elementos polarizadores traducen cualquier cambio en este estado de polarización en una modulación de pérdidas. La conmutación electro-óptica proporciona la forma más rápida de conmutación-Q (tiempo de interrupción ≤ 10 ns), además, posee buena estabilidad y una alta relación de sostenimiento de apagado. Sin embargo, este método requiere un cristal electro-óptico bastante costoso y una fuente pulsada de alto voltaje. Por estas razones, la conmutación electro-óptica raramente se ha

usado hasta ahora en láseres de fibra. La Figura 4.6 nos muestra la configuración experimental de una fibra láser con conmutación-Q electro-óptica.⁷

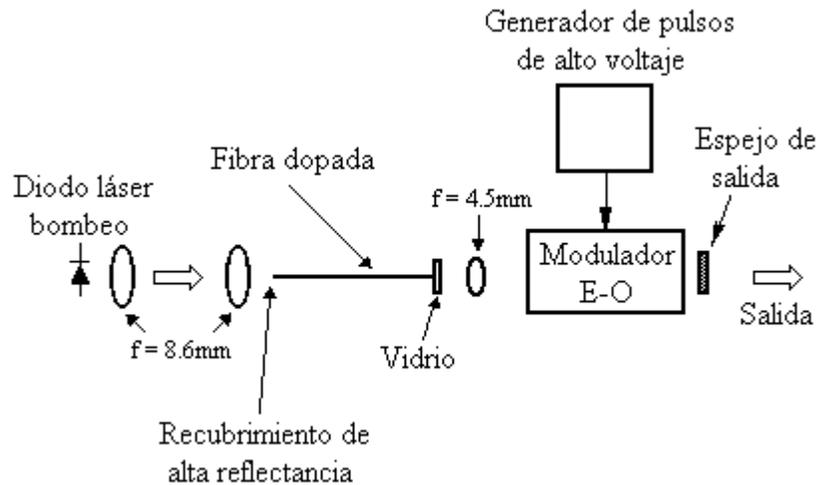


Figura 4.6 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q electro-óptica.

4.6.3 Conmutación-Q con dispositivos acusto-ópticos

Otra manera de controlar eléctricamente la pérdida en una cavidad láser es difractando el rayo de luz con un modulador acusto-óptico, el cual es controlado por un generador de radio-frecuencias.^{6,8} Los moduladores acusto-ópticos funcionan haciendo uso del fenómeno de difracción de la luz por ondas ultrasónicas propagándose en un material adecuado. La propagación de una onda ultrasónica en un medio produce cambios periódicos en el índice de refracción del mismo. Por tanto, la aplicación de una señal acústica a una celda conteniendo un medio adecuado y a través de la cual se propaga una onda electromagnética puede desviar la trayectoria de la misma, lo cual dentro de una cavidad láser resulta en un aumento en las pérdidas, logrando con esto un pequeño valor de calidad Q de la cavidad. En forma similar, en ausencia de señal acústica no habrá desviación del pulso láser y tendremos un alto valor de calidad.

Este método comúnmente se ha usado para conmutar muchos láseres de fibra debido a que requiere solamente voltajes bajos. Debido a las bajas pérdidas ópticas que introduce, la conmutación-Q con un modulador acusto-óptico puede ser usado para generar pulsos gigantes a tasas altas de repetición. Aunque la utilización de los moduladores acusto-ópticos es la forma más popular de generar conmutación-Q, su uso aún está limitado por sus altas pérdidas de transmisión y su baja eficiencia de difracción. La Figura 4.7 muestra la configuración experimental de una fibra láser con conmutación-Q acusto-óptica.⁶

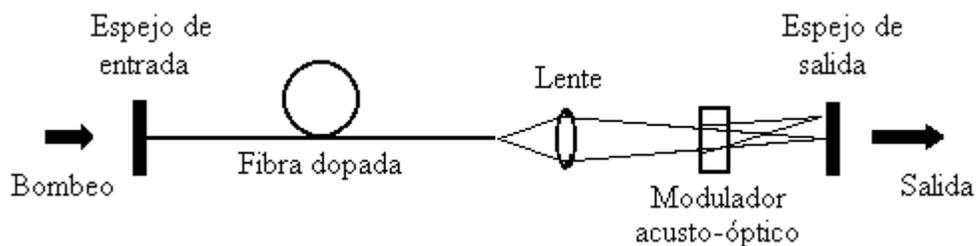


Figura 4.7 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q acusto-óptica.

4.7 Conmutación-Q pasiva

Otra forma de realizar conmutación-Q es insertando un absorbente saturable dentro de la cavidad láser.⁹ Estos absorbentes tienen la característica de variar drásticamente su transmitancia al aumentar la intensidad de la luz que se propaga a través de ellos, de modo que mientras la intensidad es pequeña, las pérdidas en el resonador son altas (bajo valor de Q) pues la transmitancia del absorbente es baja. Sin embargo, cuando el umbral es alcanzado a través del bombeo, el absorbente se hace transparente, reduciéndose con esto las pérdidas en el resonador y proporcionando un alto valor de Q.

La principal ventaja de conmutación pasiva es su simplicidad: el propio campo del láser cambia al estado Q de la cavidad y ningún circuito externo es requerido. Por otra parte, el comportamiento del láser entonces depende de las propiedades de saturación del medio de ganancia y del absorbente saturable, el cual puede variar o deteriorarse con el

tiempo. La Figura 4.8 muestra la configuración experimental de una fibra láser con conmutación-Q pasiva.⁹

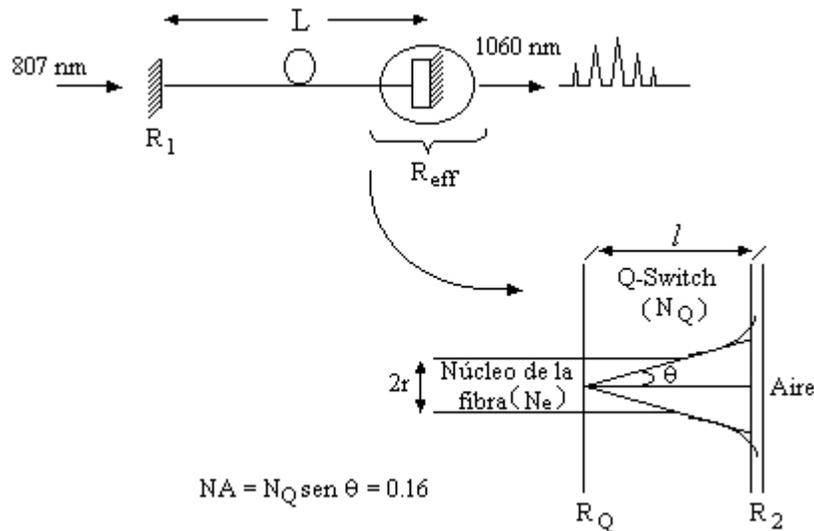


Figura 4.8 Arreglo experimental de una fibra láser con absorbedor saturable.

4.8 Conmutación-Q con dispositivos ópticos integrados

Los métodos antes mencionados requieren que la luz salga de la fibra para ser acoplada a los componentes ópticos de bulto. Este hecho incrementa la susceptibilidad del láser a perturbaciones del medio ambiente. El uso de un interruptor óptico integrado para modular las pérdidas de una cavidad láser puede ser la solución a este problema. Los interruptores ópticos integrados también requieren de una fuente de voltaje, sin embargo, los voltajes requeridos son más bajos que los utilizados con sus similares de bulto. La desventaja principal de estos dispositivos es su elevada inserción de pérdidas, que es el resultado de la desigualdad entre su modo y el modo de la fibra, así como las pérdidas por reflexiones de Fresnel en la interface fibra-interruptor. La Figura 4.9 muestra la configuración experimental de una fibra láser Q-conmutada con dispositivos ópticos integrados.¹⁰

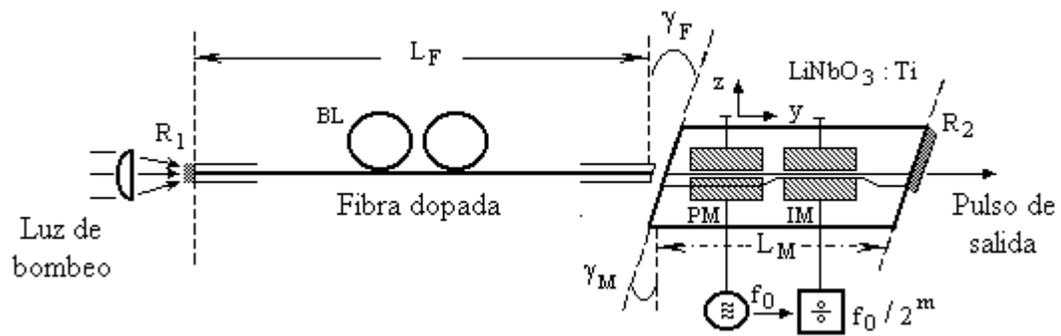


Figura 4.9 Arreglo experimental de una fibra láser con conmutación-Q por medio de dispositivos ópticos integrados.

Referencias

- [1] A.E. Siegman, *LASERS*, University Science Books, California (1986), First Edition, Cap. 6.
- [2] P.R. Morkel, in *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M.J.F. Digonnet, Ed. (Dekker, New York, 1993), Cap. 6.
- [3] P. Urquhart, "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers," *IEE Proceedings*, Vol. 135-J(6), pp. 385-407, 1988.
- [4] A. Yariv, *Optical Electronics*, Rinehart & Winston, Florida (1991), Fourth Edition, Cap. 4.
- [5] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Vol. 1 Springer series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Germany (1988), Second Edition, Cap. 8.
- [6] B. Barnes, P. Morkel, M. Farries, L. Reekie, and D. Payne, "Q-switching in fibre lasers," *Proc. SPIE*, Vol. 1171, pp. 298-308, 1990.
- [7] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, and D. N. Payne, "Short-Pulse, High-Power Q-Switched Fiber Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 545-547, 1992.
- [8] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, and J. D. Minelly, "Enhanced Q-switching in double-clad fiber lasers," *Opt. Lett.*, Vol. 23, pp. 454-456, 1998.
- [9] L. A. Zenteno, H. Po, and N. M. Cho, "All-solid-state passively Q-switched mode-locked Nd-doped fiber laser," *Opt. Lett.*, Vol. 15, pp. 115-117, 1990.
- [10] G. Geister and R. Ulrich, "Integrated-optical Q-switch / mode locker for a Nd³⁺ fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, pp. 509-511, 1990.

Capítulo 5

Experimental

5.1 Introducción

El gran interés por el desarrollo de fuentes láser operando a $1.55 \mu\text{m}$ es motivado principalmente por dos importantes factores. Primeramente, las fibras ópticas tienen bajo esparcimiento y pocas pérdidas de absorción en la parte del espectro del cercano infrarrojo. Con la habilidad de cambiar el mínimo de dispersión en fibras ópticas, la longitud de onda a $1.55 \mu\text{m}$ es ahora reconocida como la mejor ventana de comunicación para la propagación de señales ópticas en fibras. La segunda razón que explica la creciente investigación y esfuerzo de desarrollo alrededor de $1.55 \mu\text{m}$, es el factor de que esta longitud de onda es segura para los ojos.

Las fibras ópticas activadas con tierras raras están siendo consideradas como fuentes alternativas de radiación a $1.55 \mu\text{m}$, debido a su aplicación en el desarrollo de amplificadores ópticos usados en sistemas de comunicación. Las fibras amplificadoras activadas con erbio han llegado a ser uno de los componentes clave en redes multiplexoras de división de longitud de onda, siendo su principal ventaja la alta ganancia, amplios anchos de banda, altas potencias de salida, poco ruido e insensibilidad a la polarización. Por otra parte, cualquier amplificador óptico puede ser convertido en un láser a través de un apropiado mecanismo de retroalimentación.

Los láseres en forma de fibra pueden ser muy eficientes debido a la naturaleza guiadora y a las bajas dimensiones de su medio de ganancia, permitiendo potencias de bombeo relativamente moderadas. Esto es importante, especialmente para el caso de esquemas de excitación de tres niveles, tal como la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del erbio. La característica más importante de una fibra láser de onda continua activada con erbio en aplicaciones prácticas, es su habilidad para proporcionar una salida que puede ser sintonizada en un ancho de línea estrecho sobre un amplio rango de longitud de onda. El amplio espectro de ganancia de las fibras ópticas activadas con erbio, permite la generación de cortos y poderosos pulsos usando las mismas técnicas de conmutación-Q como en los láseres de bulto.

En las fibras láser es posible incluir rejillas de Bragg en fibra para definir la cavidad láser. Ellas actúan como espejos de alta reflectividad para la longitud de onda láser, pero son transparentes a la radiación de bombeo. Una ventaja adicional de las rejillas de Bragg, es que el láser opera con un ancho de línea estrecha debido a la reflectividad selectiva de frecuencia de tales rejillas. La longitud de onda de emisión es determinada por la longitud de onda de Bragg asociada con la rejilla de la fibra y por el dopante de la fibra.

5.2 Conmutación-Q en fibras láser activadas con erbio

Las fibras láser activadas con iones trivalentes de erbio son fuentes de luz para la aplicación en sistemas de comunicación, dispositivos sensor, reflectometría, medicina, estudio de fenómenos no-lineales, etc.¹ La conmutación-Q en láseres de fibra activada con erbio ha sido realizada por una amplia variedad de métodos activos y pasivos de la modulación de las pérdidas de la cavidad.

La conmutación-Q activa es la técnica más conocida y empleada en la modulación de las pérdidas en una cavidad láser. Entre los métodos activos empleados en la conmutación-Q en fibras láser activadas con erbio se encuentra el uso de un modulador de intensidad todo de fibra,² mediante la modulación de la corriente del láser de bombeo,³ usando una

pareja de filtros Fabry-Perot en la cavidad⁴ y el más frecuentemente usado, el uso de un modulador acusto-óptico dentro de la cavidad láser.⁵⁻⁸

Todos los láseres conmutados activamente contienen elementos de bulto, lo cual hace su diseño bastante complicado. Recientemente, los láseres de fibra activados con erbio Q-conmutados pasivamente, han sido objeto de considerable interés. Los láseres de fibra modulados pasivamente tienen cierta ventaja comparada a los modulados activamente, las cuales son: simplicidad en el diseño, tamaño compacto y la ventaja principal es que su configuración puede ser en principio todo de fibra.

En la actualidad, diversos métodos para realizar conmutación-Q pasiva de la cavidad en una fibra láser activada con erbio han sido propuestos, en los que se encuentra el método de esparcimiento distribuido,⁹ el método basado en reflexiones no-lineales de luz de un espejo de galio,^{10,11} el método en el cual la absorción es saturada en una estructura SESAM (espejo semiconductor de absorción saturada)¹² y el recientemente demostrado, el método de conmutación-Q con la ayuda de un cristal $\text{Co}^{2+}:\text{ZnSe}$.¹³

Cada uno de los métodos anteriormente mencionados de conmutación-Q pasiva, tiene sus propias ventajas y desventajas. La principal desventaja en todos los láseres mencionados en las referencias [9-13], es que su configuración no es toda de fibra y, por consiguiente, su implementación y arreglo es un problema experimental algo complicado. Además, cada uno de estos láseres tiene sus propias desventajas. Por ejemplo, en el láser de iterbio Q-conmutado pasivamente debido al esparcimiento distribuido [9], puede generar pulsos cortos de alta potencia (hasta 10 kW), no obstante, necesita básicamente de altas potencias de bombeo (alrededor de 2.5 W). Por otra parte, la operación de una fibra láser activado con erbio basado en el mismo principio de operación es muy inestable. Como en el método anterior, la conmutación-Q pasiva en los láseres estudiados en [10-12] solamente aparece a altas potencias de bombeo. Por ejemplo, el láser el cual está basado en el efecto de reflexiones no-lineales de un espejo de galio, tiene una potencia de umbral de 0.9 W, mientras que el umbral del láser con un SESAM no-lineal es de 2 W. Posiblemente, el láser con la estructura SESAM [12], es el método más promisorio para construir una fibra láser

activada con erbio conmutada pasivamente, sin embargo, las estructuras SESAM son elementos ópticos bastante costosos. Asimismo, el láser con un cristal $\text{Co}^{2+}:\text{ZnSe}$ dentro de la cavidad [13] es también bastante prometedor. Este láser tiene un diseño simple y una corriente muy baja de umbral para la conmutación-Q (alrededor de 8 mW), sin embargo, este láser también tiene sus desventajas. Primero, la conmutación-Q es observada dentro de un estrecho rango de potencias de bombeo (20-85 mW) y la duración de los pulsos láser es mínima, la energía y potencia pico son máxima solamente cerca de un nivel óptimo de bombeo (aproximadamente 60 mW). Por encima de este nivel de bombeo, los parámetros del láser son drásticamente deteriorados y la conmutación-Q desaparece, comenzando el láser a operar en un régimen continuo.

5.3 Experimentos y resultados

La primera parte de este trabajo experimental consistió en la obtención de los espectros de absorción y fluorescencia de una fibra de sílice activada con erbio. Las características de esta fibra son: concentración de Er_2O_3 de 2300 ppm (partes por millón), diámetro del núcleo de 2.7 μm , diámetro del revestimiento 125 μm , apertura numérica $\text{NA} = 0.27$ y longitud de onda de corte $\lambda_c = 1.04 \mu\text{m}$.

El arreglo experimental implementado para la medición del espectro de fluorescencia se muestra en la Figura 5.1. Se utilizó como fuente de bombeo un diodo láser con una fibra óptica integrada emitiendo a 976 nm y potencia máxima de salida de 200 mW. Una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ de 5 cm de longitud fue empalmada a la fibra del diodo láser y la fluorescencia resultante fue medida en la dirección longitudinal usando un analizador de espectro óptico. La máxima resolución del analizador de espectro óptico es de 0.1 nm y la región de trabajo es 400nm-1700 nm.

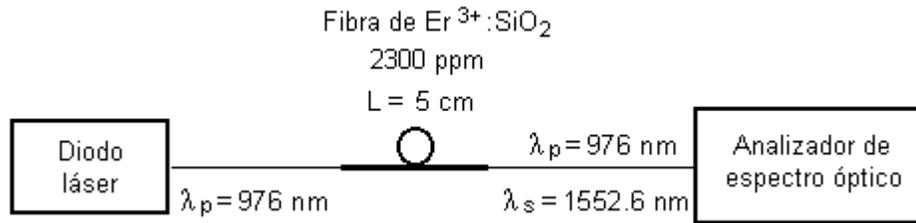


Figura 5.1 Arreglo experimental para obtener el espectro de fluorescencia de una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$.

El esquema de bombeo para la generación de fluorescencia en una fibra activada con erbio es el siguiente: una inversión de población se genera en la transición ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ del Er^{3+} centrada a $1.55 \mu\text{m}$, debido a una absorción en el lado de alta energía de la transición ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$, como se muestra en la Figura 5.2. El nivel ${}^4\text{I}_{15/2}$ es el nivel base, el nivel ${}^4\text{I}_{13/2}$ es el nivel metaestable y el nivel ${}^4\text{I}_{11/2}$ es el nivel de bombeo.

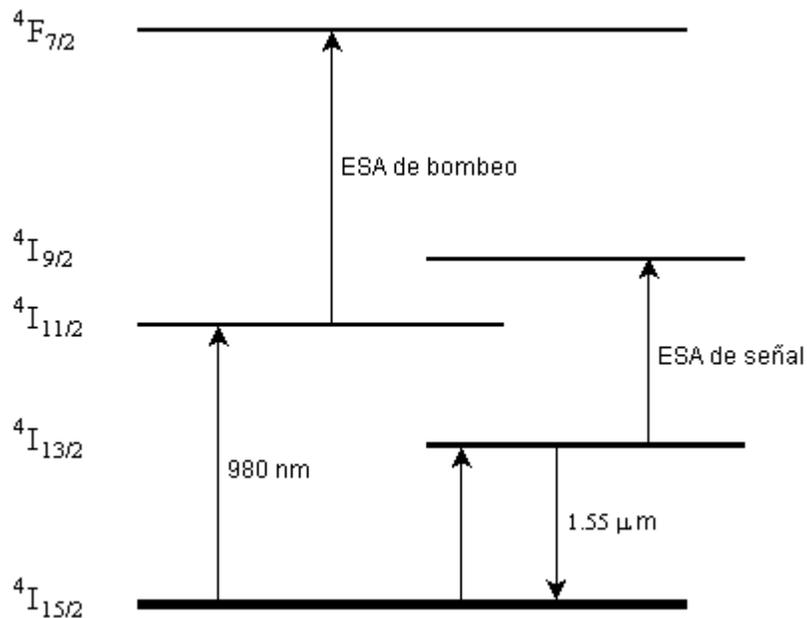


Figura 5.2 Diagrama parcial de niveles de energía para una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$.

El espectro de absorción puede ser obtenido a partir del espectro de fluorescencia. La manera de calcular el espectro de absorción a partir del espectro de emisión se basa en la teoría de McCumber (ver Capítulo 2). El error que se obtiene usando esta relación es inferior al 5 % para el caso de erbio en sílice.

La sección transversal de emisión estimulada $\sigma_e(\lambda_s)$, de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ fue calculada utilizando el método de la integral $\beta - \tau$ (Capítulo 3), el cual sólo depende de la medición de la emisión espontánea $I(\lambda)$ como función de la longitud de onda y del observado tiempo de vida de la fluorescencia τ .

En fibras de sílice activadas con erbio el tiempo de vida de la fluorescencia τ en el nivel metaestable tiene un valor típico de 10 ms y el índice de refracción $n = 1.45$.¹³ Por lo tanto, los valores de las secciones transversales de absorción y emisión obtenidos son: $\sigma_e(\lambda_s) = 3.96 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ y $\sigma_a(\lambda_s) = 3.58 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$. La densidad de iones para la fibra aquí utilizada es $N_t \approx 1.32 \times 10^{20} \text{ iones/cm}^3$, por lo tanto, el coeficiente de absorción de pequeña señal para la longitud de onda de la señal es $\alpha_s = \sigma_a(\lambda_s)N_t = 0.47 \text{ cm}^{-1}$. La Figura 5.3 muestra el espectro de emisión medido y el espectro de absorción calculado.

En la segunda parte del trabajo experimental, se implementó el arreglo experimental de la fibra láser. La figura 5.4 muestra el esquema de la fibra láser; la cavidad láser es formada por una pieza de fibra altamente activada con erbio de longitudes de 35 a 155 cm y dos fibras con rejillas de Bragg (FBG). Las rejillas de Bragg tuvieron su máxima reflectividad de 94.5% a 1559.5nm con un ancho espectral de 2.4 nm y 91% a 1560.9 nm con un ancho espectral 2.1 nm (FWHM). La fibra activada con erbio fue bombeada a través de un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) por medio de un diodo láser emitiendo a 976 nm con potencia máxima de salida de 200 mW.

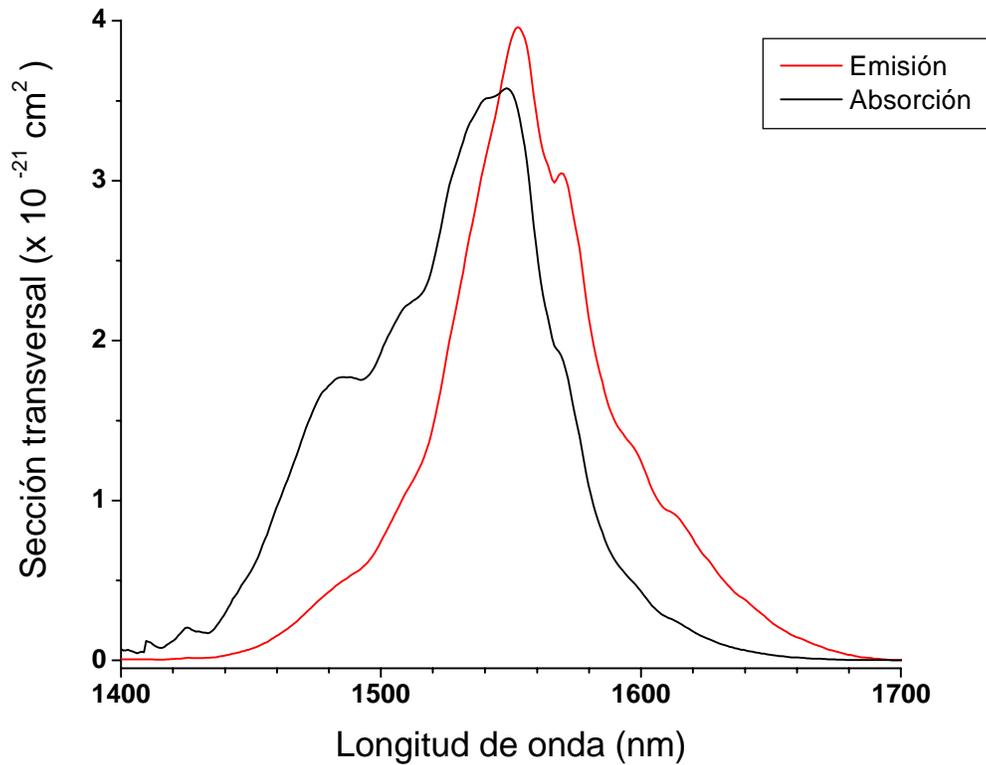


Figura 5.3 Espectros de la sección transversal de absorción calculada y de emisión medida, para una fibra de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ activada con 2300 ppm, 0.27 NA y 2.7 μm de diámetro del núcleo.

Las características de la fibra utilizada fueron las siguientes: concentración de Er_2O_3 de 2300 ppm, diámetro del núcleo de 2.7 μm , diámetro del revestimiento 125 μm , apertura numérica $\text{NA} = 0.27$ y longitud de onda de corte $\lambda_c = 1.04 \mu\text{m}$. La condición de frecuencia normalizada para operación monomodo se cumple ($V = (2\pi/\lambda)a \text{NA} < 2.405$), tanto para la emisión láser ($\lambda_s \approx 1550 \text{ nm}$), como para el bombeo ($\lambda_p = 976 \text{ nm}$). Las características de la señal de salida de la fibra láser fueron estudiadas por medio de un fotodetector, un osciloscopio, un analizador de espectro de Fourier y un medidor de potencia.

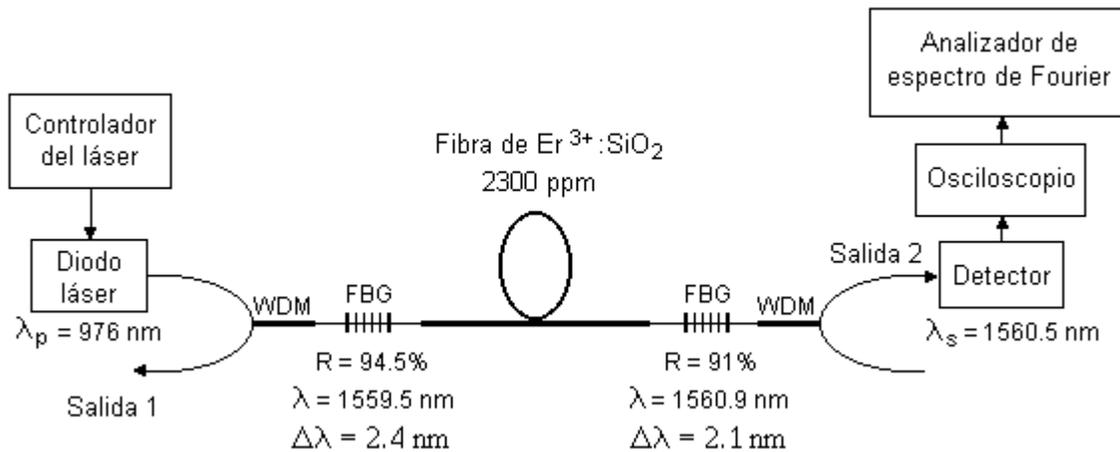


Figura 5.4 Arreglo experimental de una fibra láser de $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ activada con 2300 ppm, 0.27 NA y 2.7 μm de diámetro del núcleo.

El umbral de potencia de bombeo para la oscilación láser en el modo de onda continua para las fibras activadas con erbio de longitudes de 155 cm, 77 cm y 33 cm fueron de 15 mW, 10 mW y 9 mW, respectivamente. Como se muestra en la Figura 5.5, a potencias de bombeo por debajo de 40 mW y a cualquier longitud de fibra activada con erbio utilizada en este trabajo, la señal de salida del láser mostró oscilaciones en la forma de una modulación cuasi-sinusoidal, en donde la señal de salida es débilmente modulada a la frecuencia de relajación.

A potencias de bombeo altas, el láser emitió pulsos cortos estables en un rango de potencias de bombeo bastante amplio (desde 45 mW al máximo disponible, 200 mW). En la fibra activada con erbio de longitud de 77cm, este régimen de operación fue determinado a la potencia de bombeo de 52 mW. Por otra parte, en la fibra activada con erbio de longitud de 155 cm, el régimen pulsado fue establecido a una potencia de bombeo de aproximadamente 45 mW. En la Figuras 5.6 y 5.7 se muestran el característico tren de pulsos y la forma del pulso de las fibras activadas con erbio a la longitud de 77 y 155 cm, a una potencia de bombeo de 160 mW. La inestabilidad del término largo de la amplitud en un tren de pulsos no excedió del 2–3% y no se observaron fluctuaciones entre los pulsos del tren.

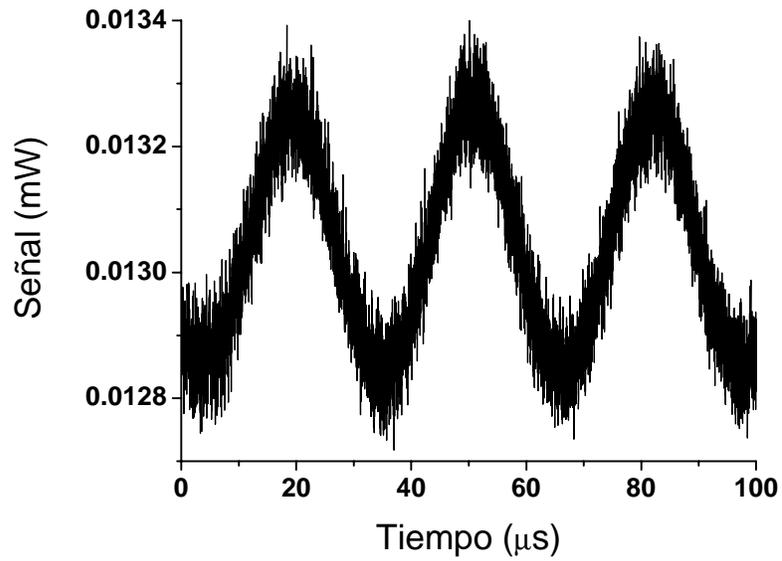


Figura 5.5 Diagrama de tiempo de la intensidad de salida del láser de fibra activada con erbio con una potencia de bombeo de 15 mW. La longitud de la fibra activa es de 155 cm.

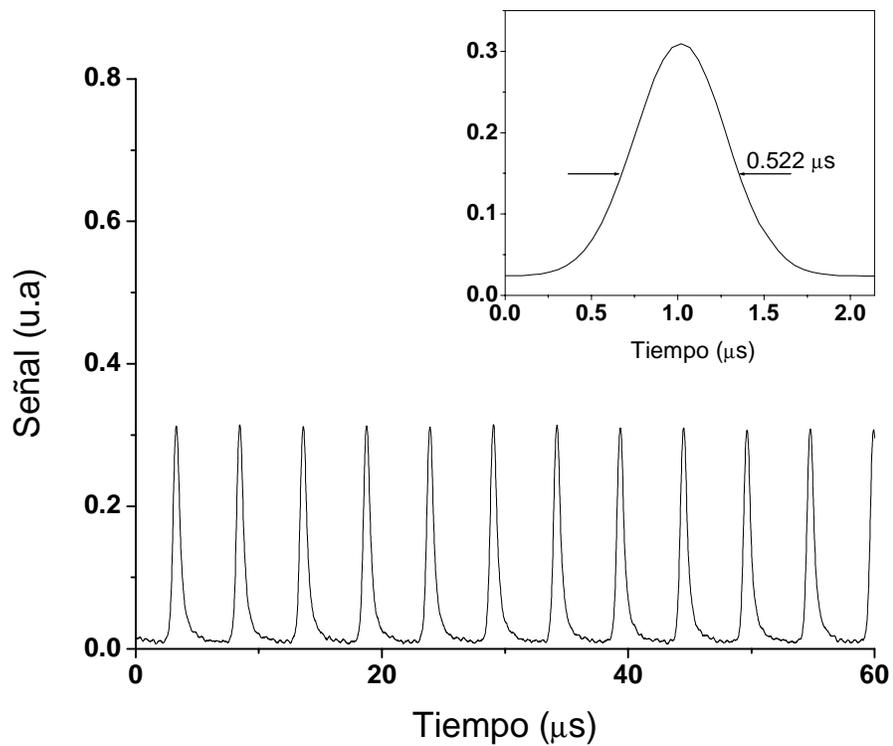


Figura 5.6 Típico tren de pulso de salida y forma del pulso, para la fibra activada con erbio de longitud de 77 cm. La potencia de bombeo fue de 160 mW.

El régimen de auto-conmutación-Q apareció en el láser solamente cuando la longitud de la fibra activada con erbio fue de 155 cm y 77 cm. La oscilación láser en el modo de onda continua en la fibra activa de 35 cm no cambió al régimen de conmutación-Q a ninguna potencia de bombeo disponible.

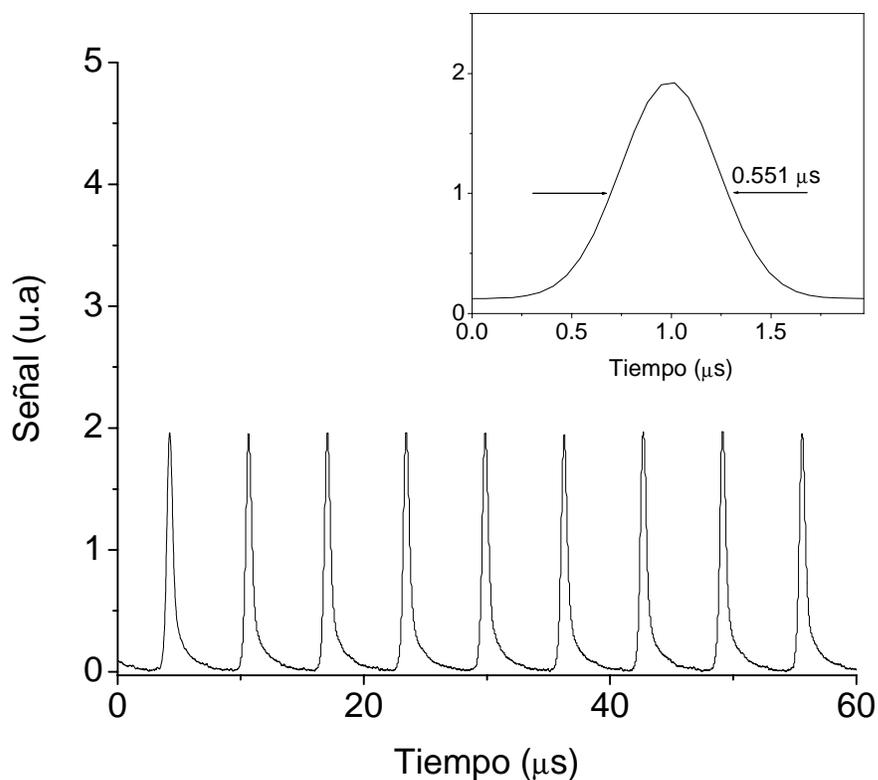


Figura 5.7 Típico tren de pulso de salida y forma del pulso, para la fibra activada con erbio de longitud de 155 cm. La potencia de bombeo fue de 160 mW.

Cuando el láser pasó del régimen de modulación sinusoidal a la emisión de pulsos cortos en el régimen de auto-conmutación-Q, la forma del espectro de emisión láser no cambió substancialmente, tal y como se muestra en la Figura 5.8. El láser emitió una línea estrecha con un ancho de banda menor de 0.1 nm (la resolución espectral del analizador de espectros). Como se puede observar en la Figura 5.8, el máximo del espectro de emisión láser coincidió con el máximo de la dependencia espectral de la reflectividad de las rejillas

de Bragg (1560.5 nm), cambiando ligeramente en la dirección Stokes (menos de 0.15 nm) cuando se incremento la potencia de bombeo en el rango de 15 a 200 mW.

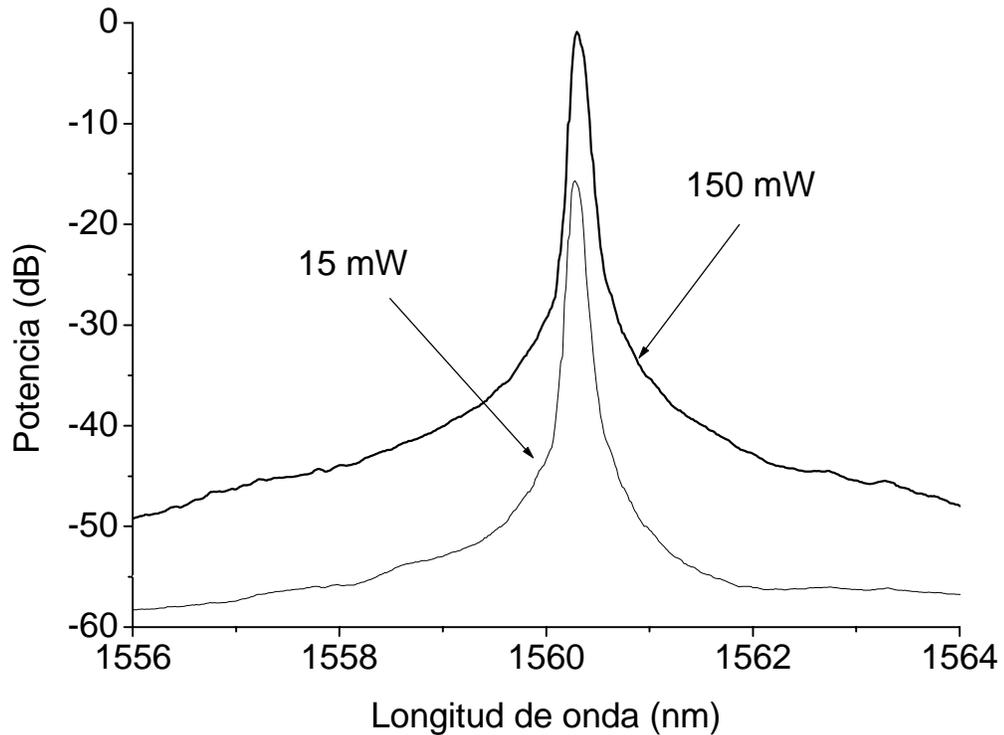


Figura 5.8 Espectro de la fibra láser activada con erbio a potencias de bombeo de 15 mW (régimen de onda continua con débil auto-oscilaciones) y 150 mW (régimen de auto-conmutación-Q). La longitud de la fibra activa fue 77 cm.

Las potencias de salida obtenidas para la fibra láser con longitudes de fibra activa de 155, 77 y 33 cm fueron de 2.85 mW, 3.85 mW y 5.38 mW, respectivamente. Las pendientes de eficiencia de conversión de energía (*slope efficiency*) del láser, para las longitudes de fibra activada con erbio de 155 cm, 77 cm y 33 cm, fueron del 1.94% ($\eta = P_{\text{láser}} / (P_{\text{acoplada}} - P_{\text{umbral}}) = 0.0194$), 2.56% y 3.60%, respectivamente. La eficiencia absoluta del láser, la cual es medida como la suma de potencias de salida en ambos extremos del láser no excedió del 6%.

La Figura 5.9 nos muestra las características de la potencia de salida para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

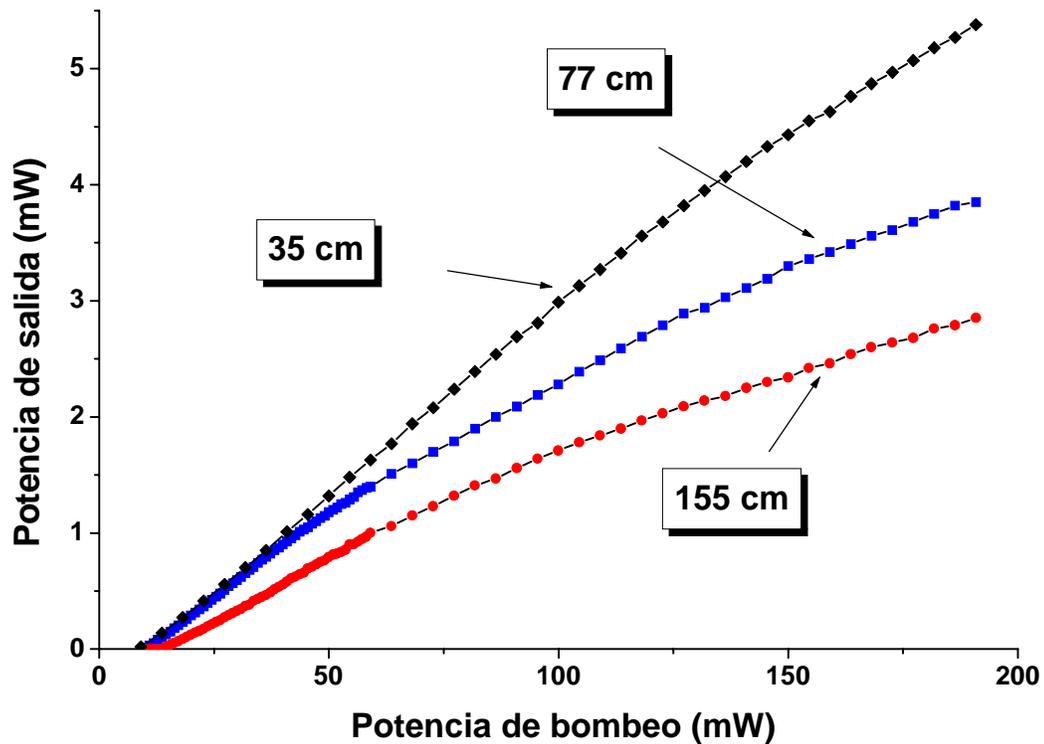


Figura 5.9 Dependencia de la potencia de salida contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

El régimen de auto-conmutación-Q del láser, apareció en un rango de potencias de bombeo entre 40–50 mW para las fibras activadas con erbio de longitud de 155 cm y 77 cm. La Figura 5.10 nos muestra la dependencia de la frecuencia de las oscilaciones de relajación del régimen de onda continua y la tasa de repetición de los pulsos cortos en un tren continuo en el régimen de auto-conmutación-Q contra la potencia de bombeo.

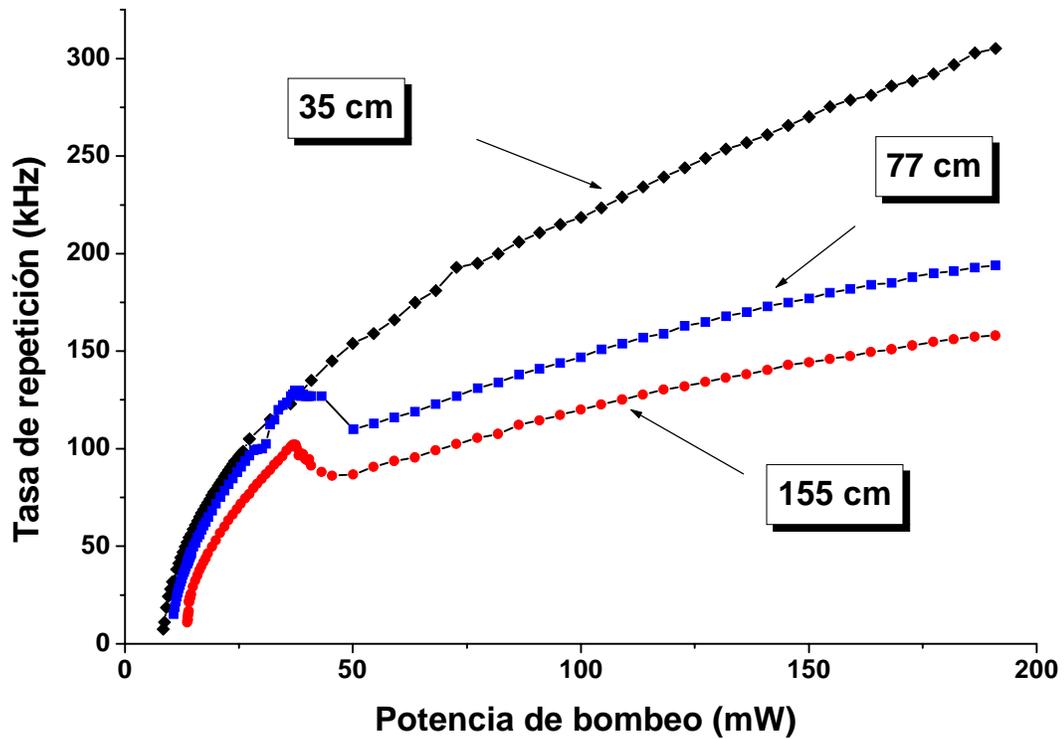


Figura 5.10 Dependencia de la tasa de repetición del pulso contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

Una vez establecido el régimen de auto-conmutación-Q, la duración del pulso rápidamente disminuyó al incrementar la potencia de bombeo. A potencias de bombeo de alrededor de 100 mW, la duración del pulso permaneció casi constante con valores entre 500–700 ns en las fibras activadas con erbio de longitud de 155 cm y 77 cm. En estos resultados se puede observar que no se presentaron efectos de histéresis para los parámetros de salida del láser cuando se incrementó o se disminuyó la potencia de bombeo. En la Figura 5.11 se muestra la dependencia de la duración del pulso contra la potencia de bombeo.

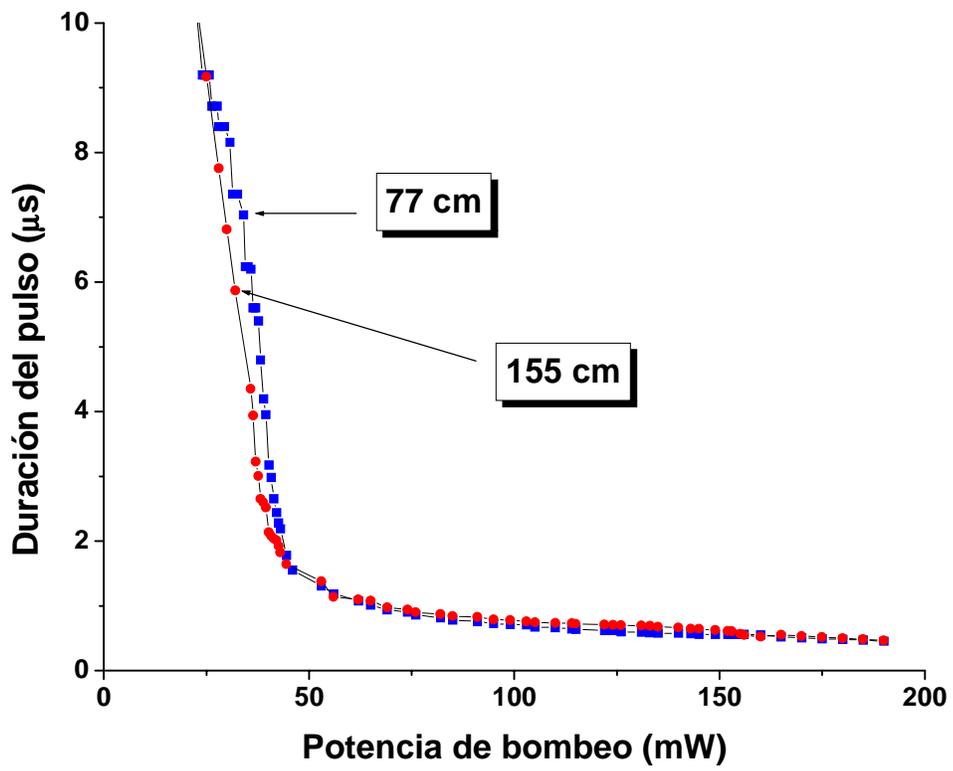


Figura 5.11 Dependencia de la duración del pulso contra la potencia de bombeo para las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes.

5.4 Discusiones

Un análisis de los posibles efectos no-lineales que pueden ser responsables de las propiedades dinámicas del láser bajo estudio, muestran que la absorción del estado excitado en erbio es el mecanismo físico más probable y dominante de la auto-conmutación-Q en el láser.¹⁴

De la Figura 5.9 podemos observar que la potencia de salida se satura notablemente cuando la potencia de bombeo es incrementada, la cual puede ser explicada por una disminución en el volumen efectivo del medio activo. En nuestra opinión, esto se relaciona a dos factores principales.

El primer factor es el agotamiento de la radiación del bombeo durante su propagación a lo largo de la fibra activa fuertemente activada con erbio, lo cual podría resultar en la reabsorción de la radiación de salida en la parte sin excitar de la fibra (la parte adyacente a la FBG de la salida 2 en la Figura 5.4). Como es sabido, la fibra activada con erbio es un medio láser de tres niveles en el cual la reabsorción de la radiación de salida puede ser bastante considerable. Evidentemente, este factor puede ser reflejado en la dinámica del láser.

El otro factor responsable para una disminución en el volumen del campo en el láser bajo estudio, puede ser la posible formación de una lente no-lineal dentro de la fibra activa debido a su calentamiento, el cual es inhomogéneo sobre la sección de la fibra. La fibra es calentada debido a dos procesos específicos de pérdidas: las pérdidas de Stokes, las cuales son determinadas por la relación entre las longitudes de onda de bombeo y emisión láser, y las pérdidas debido a la absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo y de emisión láser.¹⁴

Aquí, nosotros presentamos solamente datos experimentales adicionales, los cuales, en nuestra opinión, también pueden confirmar un papel dominante de la absorción del estado

excitado en una fibra activada con erbio, la cual es la responsable de la generación de los pulsos.

En la última parte del trabajo experimental, se realizaron mediciones adicionales para determinar los mecanismos posibles que intervienen en los efectos no-lineales que pueden ser responsables de las propiedades dinámicas del láser bajo estudio.

Debido a la suposición de la formación de una lente no-lineal debido a la absorción del estado excitado, nosotros también estudiamos el papel de dicha absorción como una posible fuente de pérdida no-lineal en la fibra láser activado con erbio en una serie de experimentos extra cavidad. Trozos de una fibra activada con erbio de las mismas características que la utilizada anteriormente pero de diferentes longitudes, fueron bombeados con radiación de dos láseres de onda continua emitiendo a longitudes de onda de 980 nm y 1560 nm, correspondientes a las longitudes de onda de bombeo y emisión láser del experimento descrito arriba.

Las Figura 5.12 no muestra la dependencia del coeficiente de transmisión de las fibras activadas con erbio de diferentes longitudes respecto a la potencia de entrada. En la Figuras 5.12 se pueden observar que existe una dependencia no-lineal del coeficiente de transmisión con la potencia de entrada y la longitud de la fibra. Las desviaciones de las curvas de transmisión para estas longitudes de onda pueden aparecer debido a las pérdidas causadas por la absorción del estado excitado.

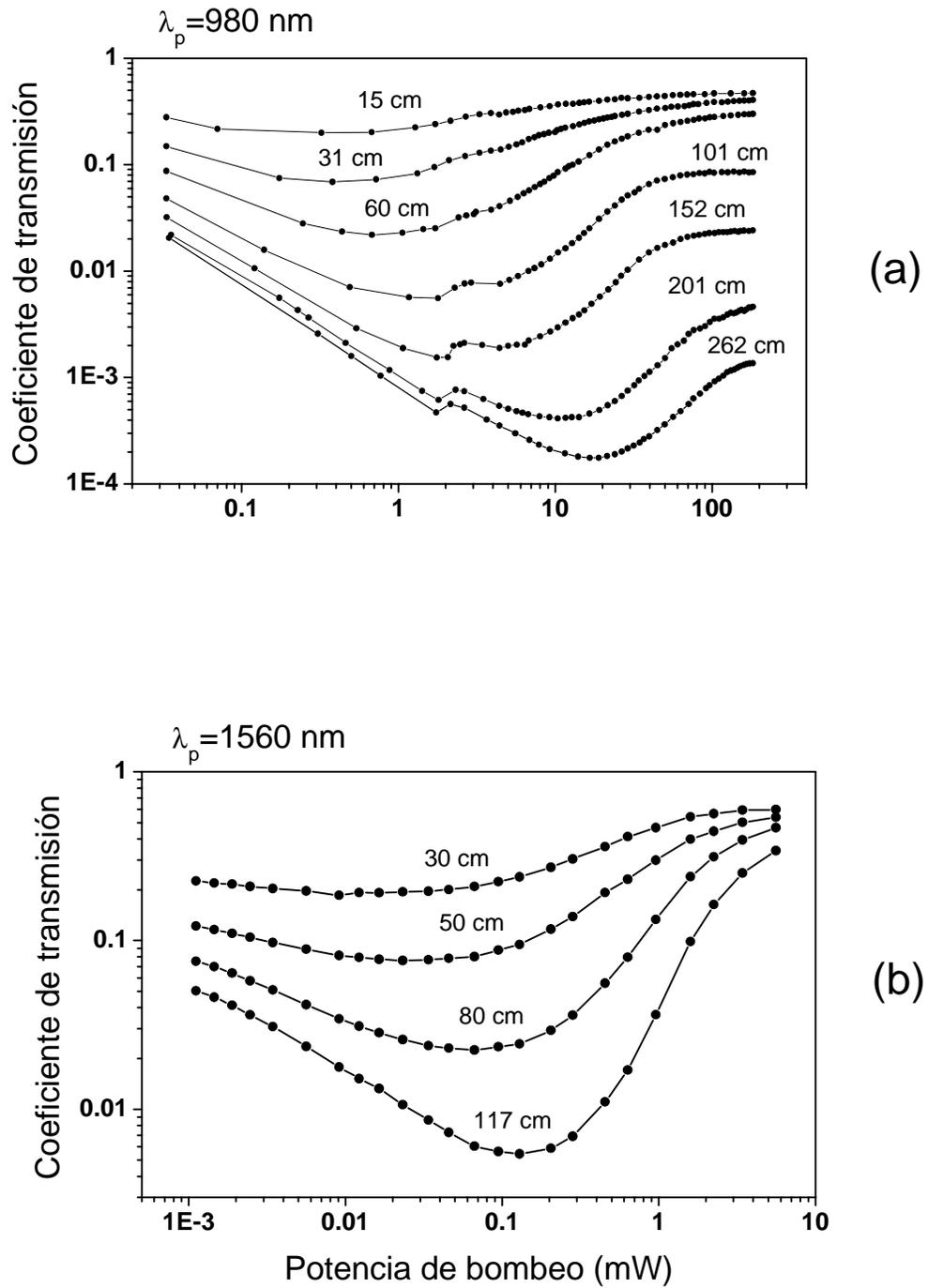


Figura 5.12 Dependencia del coeficiente de transmisión de las fibras activadas con erbio con la potencia de entrada de radiación continua a: (a) 980 nm y (b) 1560 nm.

Por otra parte, se ha demostrado que las fibras láser altamente dopadas con erbio tienden a formar parejas de iones, las cuales son identificadas a actuar como un absorbedor saturable, provocando así la generación de pulsos cortos en las fibras láser dopadas con erbio.^{15,16} Otro de los factores reportados que pueden ser responsables de la formación de pulsos cortos en una fibra láser activada con erbio, es debido a la influencia de la amplitud del ruido del diodo láser de bombeo, el cual interactúa resonantemente con la frecuencia de relajación de la fibra láser de erbio.¹⁷ Debido a lo expuesto anteriormente, es necesario realizar una investigación más extensa para determinar los factores responsables de la auto-pulsación en la fibra láser de erbio analizada en este trabajo.

La investigación en la formación de una lente térmica dentro de la cavidad láser, así como el efecto de los pares de iones en el comportamiento dinámico del láser de fibra y la influencia del ruido del diodo láser de bombeo en la generación de pulsos, puede ser la siguiente etapa de un trabajo a futuro.

5.5 Conclusiones

Se ha demostrado experimentalmente auto-conmutación-Q estable en un láser de fibra activada con erbio. El láser tiene una configuración todo de fibra, conteniendo una pieza de fibra activa altamente dopada con erbio y dos rejillas de Bragg en fibra, las cuales actuaron como espejos para definir la cavidad láser. No se requirieron de elementos adicionales dentro de la cavidad para obtener pulsos cortos.

El láser emitió un tren continuo de pulsos cortos del orden de sub-microsegundos (~ 750 ns), con una tasa de repetición de pulsos de 100 a 300 kHz. Nosotros también hemos estudiado experimentalmente los aspectos de la dinámica del láser, en particular, el paso del láser del régimen de onda continua (con una débil modulación de radiación a la frecuencia de oscilaciones de relajación) a conmutación-Q pasiva (total), así como la dependencia de la tasa de repetición del pulso con la potencia de bombeo y la longitud de la fibra activa.

También se analizaron los mecanismos físicos que pueden ser responsables para la aparición de auto-conmutación-Q en el láser. El análisis ha mostrado que el mecanismo más importante es la absorción del estado excitado de los iones de erbio. Esta absorción resulta en una fuerte liberación de calor dentro de la fibra activa, la cual puede ser responsable de la posible formación de una lente térmica no-lineal dentro de la fibra activa

Aunque el láser tiene relativamente baja eficiencia, la simplicidad de su diseño y su alta estabilidad en los pulsos de salida, da paso a que éste pueda ser usado como un oscilador master para un sin número de aplicaciones practicas.

Referencias

- [1] Yu. O. Barmenkov, A. Ortigosa-Blanch, A. Diez, J.L. Cruz, and M.V. Andrés, "Time-domain fiber laser hydrogen sensor," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2461-2463, 2004.
- [2] A. Chandonnet and G. Larose, "High-power Q-switched erbium fiber laser using an all-fiber intensity modulator," *Opt. Engineer.*, vol. 32, pp. 2031-2035, 1993.
- [3] O.G. Okhotnikov and J.R. Salcedo, "Dispersively Q-switched Er fiber laser with intracavity 1.48 μm laser diode as pumping source and nonlinear modulator," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 702-704, 1994.
- [4] J.M. Sousa and O.G. Okhotnikov, "Multiple Wavelength Q-Switched Fiber Laser," *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 11, pp. 1117-1119, 1999.
- [5] P. Roy, D. Pagnoux, L. Mouneu, and T. Midavaine, "High efficiency 1.53 μm all-fibre pulsed source based on a Q-switched erbium doped fibre ring laser," *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 1317-1318, 1997.
- [6] G. P. Lees, D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong, and T. P. Newson, "Q-switched erbium doped fibre laser utilising a novel large mode area fibre," *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 393-394, 1997.
- [7] F. Séguin and T. Oleskevich, "Diode-pumped Q-switched fiber laser," *Opt. Engineer.*, vol. 32, pp. 2036-2041, 1993.
- [8] 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, pp. 371-377, 1992.

- [9] S.V. Chernikov, Y. Zhu, J.R. Taylor, and V.P. Gapontsev, "Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 298-300, 1997.
- [10] P. Petropoulos, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, S. Dhanjal, and N.I. Zheludev, "Passive Q-switching of fiber lasers using a broadband liquefying gallium mirror," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 3619-3621, 1999.
- [11] P. Petropoulos, S. Dhanjal, D.J. Richardson, and N.I. Zheludev, "Passive Q-switching of an $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ fibre laser with a fibrised liquefying gallium mirror," *Opt. Commun.*, vol. 166, pp. 239-243, 1999.
- [12] R. Paschotta, R. Haring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, H. L. Offerhaus, and D. J. Richardson, "Passively Q-switched 0.1 mJ fiber laser system at 1.53 μm ," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 388-390, 1999.
- [13] V.N. Filippov, A.N. Starodumov, and A.V. Kir'yanov, "All-fiber passively Q-switched low-threshold erbium laser," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 343-345, 2001.
- [14] E. Desurvire, *ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS: Principles and Applications*, JOHN WILEY & SONS, New York (1994), First edition.
- [15] F. Sanchez, P.L. Boudec, P.L. Francois, and G. Stephan, "Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 48, pp. 2220-2229, 1993.
- [16] S. Colin, E. Contesse, P.L. Boudec, G. Stephan, and F. Sanchez, "Evidence of a saturable-absorption effect in heavily erbium-doped fibers," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1987-1989, 1996.
- [17] Y.O. Barmenkov and A.V. Kir'yanov, "Pump noise as the source of self-modulation and self-pulsing in Erbium fiber laser," *Optics Express*, vol. 12, pp. 3171-3177, 2004.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se han obtenido los siguientes resultados principales:

I. Se analizó experimentalmente las propiedades ópticas dependientes de la temperatura de vidrios de fluorofosfato y metafosfato activados a diferentes concentraciones de Er- Yb. Basándose en este análisis experimental, se obtuvieron los espectros de emisión de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del ión Er^{3+} dependientes de la temperatura en el intervalo de 25-300°C. También se obtuvieron los tiempos de vida de la fluorescencia dependiente de la temperatura del multiplete ${}^4I_{13/2}$. Usando los datos obtenidos de los tiempos de decaimiento de la fluorescencia, se calculó la sección transversal de emisión para cada una de las muestras.

II. A temperatura ambiente todas las muestras presentaron una intensa banda de emisión a $\lambda \sim 1.53 \mu m$. Cuando se incrementó la temperatura, se observaron variaciones en la forma de línea de los espectros de emisión, estas variaciones son debidas a la redistribución térmica de las poblaciones entre los subniveles Stark de los multipletes ${}^4I_{15/2}$ (estado base) y ${}^4I_{13/2}$ (estado excitado).

III. Se observó una disminución en el tiempo de decaimiento del multiplete ${}^4I_{13/2}$ del ión Er^{3+} con el incremento de la temperatura. Los coeficientes de disminución del tiempo de decaimiento con la temperatura variaron de acuerdo con la concentración de Yb^{3+} . A mayor concentración de iones de Yb^{3+} , el coeficiente de disminución del tiempo de decaimiento fue mayor. Por lo tanto, existe una dependencia a la temperatura de la probabilidad del proceso de transferencia de energía ${}^2F_{5/2} (Yb^{3+}) + {}^4I_{15/2} (Er^{3+}) \rightarrow {}^2F_{7/2} (Yb^{3+}) + {}^4I_{11/2} (Er^{3+})$.

IV. La dependencia a la temperatura de la sección transversal de emisión fue más notoria en las muestras con mayor concentración de iones de Yb^{3+} . Se observó una disminución del 6% en el valor de la sección transversal de emisión en vidrios activados únicamente con erbio en el intervalo de temperatura de 25-300°C, mientras que en vidrios activados con Er-Yb se tuvo un decremento hasta del 15% en el mismo intervalo de temperatura.

V. Se ha demostrado auto-conmutación-Q en un láser de fibra activado con erbio. El láser tiene una configuración todo de fibra, conteniendo una pieza de fibra altamente dopada con erbio de diferentes longitudes (155, 77 y 33 cm) y dos rejillas de Bragg en fibra, las cuales actuaron como espejos para definir la cavidad láser. El láser emitió un tren continuo de pulsos cortos del orden de sub-microsegundos (~ 750 ns), con una tasa de repetición de pulsos de 100 a 300 kHz. El régimen de auto-conmutación-Q del láser apareció en un rango de bombeo de entre 40-50 mW para las fibras activas con longitudes de 155 y 77cm. La oscilación láser en el modo de onda continua en la fibra activa de 35 cm no cambio al régimen de conmutación-Q a ninguna potencia de bombeo disponible. Las pendientes de la eficiencia de conversión obtenida fueron del 1.94%, 2.56% y 3.60%, para longitudes de fibra activa de 155 cm, 77 cm y 33 cm, respectivamente.

VI. El proceso físico principal que puede ser responsable para la aparición de auto-conmutación-Q en la fibra láser, es la posible inducción térmica de una lente no-lineal dentro de la fibra activada con erbio, la cual aparece debido a la absorción del estado excitado de los iones de erbio. Esta absorción resulta en una fuerte liberación de calor dentro de la fibra activa.

Trabajo a Futuro

- Debido a los resultados obtenidos con los vidrios de fluorofosfato y metafosfato, en donde al parecer existe una dependencia a la temperatura de la transferencia de energía de $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$, es necesario una descripción exacta sobre el comportamiento de la transferencia de energía y por lo tanto, se necesita investigar como interviene la temperatura en la superposición espectral entre la transición ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$ del Yb^{3+} y la transición ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ del Er^{3+} .
- La siguiente etapa en el trabajo de la fibra láser auto-Q-conmutada, es analizar la posible formación de una lente térmica no-lineal dentro de la cavidad láser y, además, determinar como afecta la formación de parejas de iones en la dinámica de población y la influencia del ruido del diodo láser de bombeo en la generación de pulsos cortos en la fibra láser.

APÉNDICE A

Ecuaciones de razón para un sistema láser de tres niveles con desdoblamiento Stark

La Figura A.1 nos muestra un diagrama esquemático de los niveles de energía con multipletes de desdoblamiento Stark. Sean \bar{N}_1 , \bar{N}_2 y \bar{N}_3 las densidades de población totales de cada multiplete correspondientes a los niveles 1, 2 y 3, los cuales tienen degeneraciones g_1 , g_2 y g_3 , respectivamente.

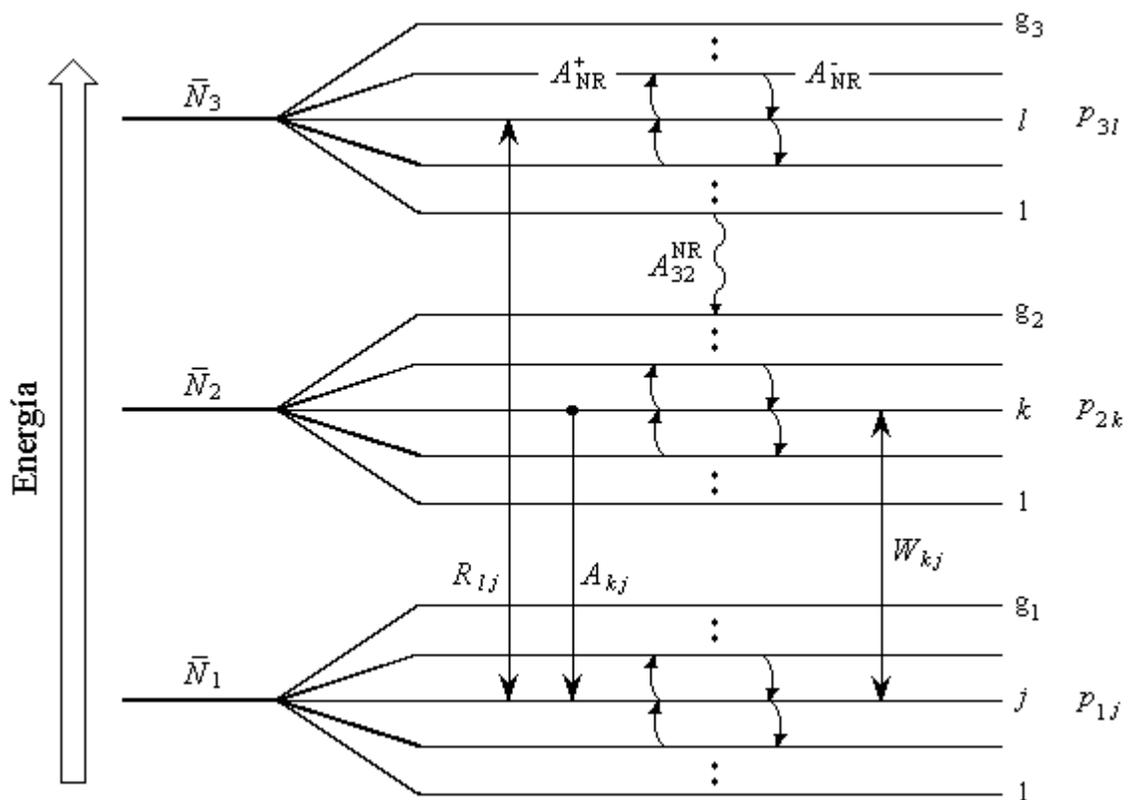


Figura A.1 Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema láser de tres niveles con desdoblamiento Stark. Los símbolos A_{NR}^{\pm} indican la tasa de acoplamiento térmico entre los subniveles Stark adyacentes.

Por definición $\bar{N}_1 + \bar{N}_2 + \bar{N}_3 = \bar{N}_t$; los subniveles de energía de los multipletes 1, 2 y 3 son marcados con los índices j , k y l , respectivamente, es decir, $j = 1, \dots, g_1$, $k = 1, \dots, g_2$, y $l = 1, \dots, g_3$. La población de cada subnivel es denotada como $N_{n,m}$ ($n = 1, 2, 3$ y $m = j, k, l$). El proceso de acoplamiento térmico que ocurre dentro de cada multiplete es caracterizado por las tasas no radiativas A_{NR}^+ y A_{NR}^- , las cuales corresponden a la excitación o desexcitación de los iones, con la absorción o creación de un quantum de vibración o fonón. La condición de equilibrio térmico es:

$$A_{NR}^- N_{nm} = A_{NR}^+ N_{n,m-1} \quad (\text{A.1})$$

Si la diferencia de energía entre los subniveles (n, m) y $(n, m - 1)$ es $\Delta E_m = E_m - E_{m-1}$, se obtiene la relación $N_{nm}/N_{n,m-1} = A_{NR}^+/A_{NR}^- = \exp(-\Delta E_m/k_B T)$, donde k_B es la constante de Boltzmann ($k_B = 1.23 \times 10^{-23} \text{ J/K}$). La población de cada subnivel estará dada por la relación:

$$N_{nm} = \frac{\exp[-(E_m - E_1)/k_B T]}{\sum_{m=1}^{g_n} \exp[-(E_m - E_1)/k_B T]} \bar{N}_n \equiv p_{nm} \bar{N}_n \quad (\text{A.2})$$

donde p_{nm} es la distribución de Boltzmann. Los otros parámetros relevantes del sistema láser cuasi-tres niveles mostrados en la Figura A.1 son: la tasa de bombeo (R_{lj}), la tasa de emisión estimulada (W_{kj}), la tasa de emisión espontánea (A_{kj}) y la tasa de decaimiento no radiativa (A_{32}). Una consecuencia del equilibrio térmico es que la tasa de absorción iguala a la tasa de emisión estimulada para cada pareja de subniveles, es decir, $R_{lj} = R_{jl}$ y $W_{kj} = W_{jk}$.

Las ecuaciones de balance que describen la variación temporal de las densidades de población de los niveles principales \bar{N}_1 , \bar{N}_2 y \bar{N}_3 son:

$$\frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\sum_j \sum_l R_{lj} (N_{1j} - N_{3l}) + \sum_j \sum_k \{A_{kj} N_{2k} + W_{kj} (N_{2k} - N_{1j})\} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{d\bar{N}_2}{dt} = A_{32}^{NR} N_{31} - \sum_j \sum_k \{A_{kj} N_{2k} + W_{kj} (N_{2k} - N_{1j})\} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{d\bar{N}_3}{dt} = -A_{32}^{NR} N_{31} + \sum_j \sum_l R_{lj} (N_{1j} - N_{3l}) \quad (\text{A.5})$$

Definiendo ahora las tasas de bombeo, emisión estimulada y emisión espontánea para un sistema básico de tres niveles, a través de las siguientes relaciones:

$$\bar{R}_{13} = \sum_j \sum_l R_{lj} p_{1j} \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{R}_{31} = \sum_j \sum_l R_{lj} p_{3l} \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{W}_{12} = \sum_j \sum_k W_{kj} p_{1j} \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{W}_{21} = \sum_j \sum_k W_{kj} p_{2k} \quad (\text{A.9})$$

$$\bar{A}_{21} = \sum_j \sum_k A_{kj} p_{2k} \quad (\text{A.10})$$

Con las definiciones anteriores y considerando que $A_{32}^{NR} p_{31} \equiv \bar{A}_{32}$. De las Ecuaciones (A.3)-(A.5) obtenemos:

$$\frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\bar{R}_{13} \bar{N}_1 + \bar{R}_{31} \bar{N}_3 - \bar{W}_{12} \bar{N}_1 + \bar{W}_{21} \bar{N}_2 + \bar{A}_{21} \bar{N}_2 \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{W}_{12}\bar{N}_1 - \bar{W}_{21}\bar{N}_2 - \bar{A}_{21}\bar{N}_2 + \bar{A}_{32}\bar{N}_3 \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{d\bar{N}_3}{dt} = \bar{R}_{13}\bar{N}_1 - \bar{R}_{31}\bar{N}_3 - \bar{A}_{32}\bar{N}_3 \quad (\text{A.13})$$

Considerando el régimen de estado estable, donde las poblaciones son invariantes en el tiempo, es decir, $d\bar{N}_i/dt = 0$ ($i = 1, 2, 3$). Sea $a = \bar{R}_{31} + \bar{A}_{32}$ y $b = \bar{W}_{21} + \bar{A}_{21}$. De las Ecuaciones (A.12)-(A.13):

$$\bar{W}_{12}\bar{N}_1 + b\bar{N}_2 + \bar{A}_{32}\bar{N}_3 = 0 \quad (\text{A.14})$$

$$\bar{R}_{13}\bar{N}_1 - a\bar{N}_3 = 0 \quad (\text{A.15})$$

sustituyendo $\bar{N}_3 = \bar{N}_t - \bar{N}_1 - \bar{N}_2$ en las dos ecuaciones anteriores, éstas toman la forma

$$\bar{N}_1 \left(\bar{W}_{12} - \bar{A}_{32} \right) - \bar{N}_2 \left(b + \bar{A}_{32} \right) = -\bar{N}_t \bar{A}_{32} \quad (\text{A.16})$$

$$\bar{N}_1 \left(\bar{R}_{13} + a \right) + \bar{N}_2 a = \bar{N}_t a \quad (\text{A.17})$$

Multiplicando (A.17) por $\left(b + \bar{A}_{32} \right) / a$, sumándola a (A.16) y resolviendo para \bar{N}_1 tenemos:

$$\bar{N}_1 = \bar{N}_t \frac{ab}{b \left(a + \bar{R}_{13} \right) + a \bar{W}_{12} + \bar{R}_{13} \bar{A}_{32}} \quad (\text{A.18})$$

despejando \bar{N}_2 de (A.17)

$$\bar{N}_2 = \bar{N}_t - \frac{\left(\bar{R}_{13} + a\right)}{a} \bar{N}_1 \quad (\text{A.19})$$

sustituyendo (A.18) en (A.19) y resolviendo para \bar{N}_2

$$\bar{N}_2 = \bar{N}_t \left[\frac{a \bar{W}_{12} + \bar{R}_{13} \bar{A}_{32}}{\left(\bar{R}_{13} + a\right) b + a \bar{W}_{12} + \bar{R}_{13} \bar{A}_{32}} \right] \quad (\text{A.20})$$

reemplazando las definiciones de a y b en la Ecuación (A.18) y haciendo $\tau = 1 / \bar{A}_{21}$

$$\bar{N}_1 = \bar{N}_t \frac{\left(1 + \bar{W}_{21} \tau\right) \left(1 + \frac{\bar{R}_{31}}{\bar{A}_{32}}\right)}{\left(1 + \bar{W}_{21} \tau\right) \left(1 + \frac{\bar{R}_{31} + \bar{R}_{13}}{\bar{A}_{32}}\right) + \bar{W}_{12} \tau \left(1 + \frac{\bar{R}_{31}}{\bar{A}_{32}}\right) + \bar{R}_{13} \tau} \quad (\text{A.21})$$

haciendo lo mismo para la Ecuación (A.20)

$$\bar{N}_2 = \bar{N}_t \frac{\bar{R}_{13} \tau + \bar{W}_{12} \tau \left(1 + \frac{\bar{R}_{31}}{\bar{A}_{32}}\right)}{\left(1 + \bar{W}_{21} \tau\right) \left(1 + \frac{\bar{R}_{31} + \bar{R}_{13}}{\bar{A}_{32}}\right) + \bar{W}_{12} \tau \left(1 + \frac{\bar{R}_{31}}{\bar{A}_{32}}\right) + \bar{R}_{13} \tau} \quad (\text{A.22})$$

asumamos ahora que el decaimiento no-radiativo \bar{A}_{32} domina sobre las razones $\bar{R}_{31,13}$; es decir, $\bar{A}_{32} \gg \bar{R}_{13,31}$ y, las Ecuaciones (A.21) y (A.22) se reducen a:

$$\bar{N}_1 = \bar{N}_t \frac{1 + \bar{W}_{21} \tau}{1 + \bar{R} \tau + \bar{W}_{12} \tau + \bar{W}_{21} \tau} \quad (\text{A.23})$$

$$\bar{N}_2 = \bar{N}_t \frac{\bar{R} \tau + \bar{W}_{12} \tau}{1 + \bar{R} \tau + \bar{W}_{12} \tau + \bar{W}_{21} \tau} \quad (\text{A.24})$$

con $\bar{R} = \bar{R}_{13}$. Con el resultado anterior, se puede ver que las ecuaciones de balance para un sistema que presenta desdoblamiento Stark son idénticas al de un sistema láser básico de tres niveles. Esto debido a la suposición de las distribuciones de equilibrio térmico de las poblaciones dentro de cada multiplete Stark. Por lo tanto, el sistema láser con desdoblamiento Stark es equivalente a un sistema láser típico de tres niveles, pero con las tasas de bombeo, emisión estimulada y emisión espontánea definidas por las Ecuaciones (A.6)-(A.10).