



Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.

**“ MODELO DE UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA
DOPADA CON ERBIO CONSIDERANDO LA ABSORCIÓN
DE ESTADO EXCITADO PARA LONGITUDES DE ONDA
DE BOMBEO Y DE LASEO ”**

Presenta:

M.C. Josué del Valle Hernández

TRABAJO DE TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

Doctor en Ciencias (Óptica)

Asesor de Tesis: Dr. Yury Barmenkov

León, Gto., México

14 de Octubre de 2011

Doy gracias a Dios ante todo, por permitirme vivir este momento en compañía de las personas que amo.

Este trabajo de tesis esta dedicado a todas las personas queridas que me rodean y me han acompañado a través de este largo y feliz camino llamado vida. Pero con especial afecto a mi familia que me ha apoyado de tantas maneras para llegar aquí, en este momento tan importante de mi vida.

Gracias madre, porque no tengo palabras para describir todo lo que has hecho por mí a lo largo de mi vida...

Gracias Waldemar, Paty, Itzel y Francisco por su hermandad y apoyo incondicional que siempre he tenido de ustedes para librar cualquier meta.....

G R A C I A S . . .

AGRADECIMIENTOS.

Quiero agradecer a toda la gente detrás de CONACYT por la oportunidad que me dio para realizar mis estudios de postgrado a través del CIO. Por la confianza que depositaron en mí para efectuar y obtener el grado de “Doctor en Ciencias (Óptica)”.

Doy las gracias a aquellas personas que me ayudaron a lo largo de estos años en las instalaciones del CIO, ya que sin su apoyo este camino se hubiera complicado. Estoy agradecido con mi Asesor, gracias Dr. Yuri Barmenkov por asesorarme y guiarme durante tantos años en los diversos proyectos y trabajos de investigación, por su apoyo, conocimiento y enseñanzas.

Agradezco a los investigadores y personal del CIO que me ayudaron y compartieron de su tiempo para resolver mis dudas durante este tiempo, porque transmitieron sus conocimientos y experiencias durante los cursos, también me enseñaron la visión del investigador, esa sensación de indagar, conocer, descubrir y desarrollar nuevas cosas.

Agradezco a mis amigos Rafael, Víctor, Irma, Héctor y al ya Dr. Luis Octavio Meza, por la mutua ayuda y compañerismo que mostro tener con su servidor.

A todas las personas anteriormente mencionadas, no solo demostraron ser personas muy capaces en sus áreas, sino que demostraron ser mis amigos, gracias por su amistad.

Me despido agradeciendo nuevamente a esta Institución, a este Centro de Investigaciones en Óptica A.C., a todas las personas que lo conforman, que estando unidos hacen esto posible.



PREFACIO

Un gran salto para las telecomunicaciones es el diseño de láseres y amplificadores de fibra dopados con Er^{3+} . Estos tienen gran aplicación en las bandas S, C y L de las comunicaciones ópticas, aproximadamente entre los 1500 y 1630 nm. Por tal motivo estos sistemas láser son de gran interés en su desarrollo, optimización y aplicaciones.

El modelo puntual (MP) es usado comúnmente para describir los láseres de fibra óptica (FLs), con el MP no se puede modelar y optimizar correctamente dichos láseres porque la ganancia laser y las pérdidas por la absorción de estado excitado (ESA) dependen fuertemente de la distancia de la fibra activa. Además, la reflectancia óptima del espejo de salida del FL tiene un valor muy bajo (aproximadamente 10%), lo que no permite aplicar varios parámetros que normalmente son usados en el MP, por ejemplo, el tiempo de vida de un fotón en la cavidad laser o las pérdidas logarítmicas, entre otros. Adicionalmente se encuentran más problemas cuando el MP es aplicado a los láseres DFB (*distributed feed-back lasers*). Por estas razones se propuso y se desarrolló otro modelo para láseres de fibra óptica, el modelo distribuido. Dicho modelo toma en cuenta la ESA, con la finalidad de describir detalladamente el funcionamiento del laser de fibra y la manera en que la ESA afecta a la eficiencia.

La importancia de realizar el modelo distribuido para describir un laser de fibra, es el poder explicar con mayor detalle el comportamiento de diversos factores a lo largo del láser de fibra que influyen en la eficiencia láser. Anteriormente no se tomaba en cuenta el efecto ESA, porque erróneamente se despreciaba al creer que no tenía mucha importancia en la eficiencia láser o porque al tomarlo en cuenta complica la obtención del modelo matemático que describe al láser de fibra dopado con erbio

En este trabajo se describe el desarrollo de dos láseres de fibra en donde se optimizan estos diseños para tener una potencia de salida láser máxima. El primero es un láser de fibra con dos rejillas de Bragg para formar una cavidad Fabry-Perot, y el segundo es un láser de fibra de tipo DFB, ambos basados en fibra dopada con erbio. En los dos casos se realiza un modelo distribuido para observar e interpretar el comportamiento de las ondas contra-propagantes tanto de bombeo como de la señal láser a las longitudes de onda correspondientes, con la finalidad de obtener la máxima potencia de salida láser. El modelo distribuido se comprobó experimentalmente.

CONTENIDO

Capítulo 1 “Propiedades espectroscópicas del erbio”

1.1	Introducción.....	02
1.2	Espectroscopía básica.....	02
1.3	Tiempo de vida y sección transversal.....	05
1.4	Absorción de estado excitado (ESA).....	08
1.4.1	Absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo.....	09
1.4.2	Absorción del estado excitado a la longitud de onda de señal.....	11
1.5	Conclusiones.....	12
1.6	Referencias.....	13

Capítulo 2 “Modelo distribuido de un láser de fibra óptica dopado con erbio de onda continua”

2.1	Introducción.....	16
2.2	Modelo de distribución de onda continua.....	17
2.3	Ecuaciones de balance.....	19
2.4	Modelo del láser de fibra.....	22
2.5	Ejemplos numéricos.....	27
2.6	Comprobación del modelo teórico y el arreglo experimental.....	34
2.7	Conclusiones.....	38
2.8	Referencias.....	39

Capítulo 3 “Modelo distribuido para un láser DFB dopado con erbio de onda continua”

3.1	Introducción.....	42
3.2	Efecto del ESA en la eficiencia de un láser de fibra dopado DFB dopado con erbio.....	42
3.3	Ecuaciones de balance.....	44
3.4	Modelo del láser del ED-DFB-FL.....	46
3.5	Resultados del modelado.....	51
3.6	Optimización del ED-DFB-FL.....	56
3.7	Conclusiones.....	61
3.8	Referencias.....	62
	Conclusiones.....	66
	Apéndice I.....	70
	Apéndice II.....	71

Capítulo 1

“Propiedades espectroscópicas del erbio”

- 1.1 Introducción.
- 1.2 Espectroscopía básica.
- 1.3 Tiempo de Vida y seccion transversal.
- 1.4 Absorción del estado excitado (ESA).
 - 1.4.1 Absorción del estado excitado a la longitud de Onda de bombeo.
 - 1.4.2 Absorción del estado excitado a la longitud de Onda de señal.
- 1.5 Conclusiones
- 1.6 Referencias.

1.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se expondrán las principales propiedades espectroscópicas del erbio y del ESA (Absorción del estado excitado), con el fin de comprender los niveles de energía del erbio. Con esta información se obtienen las ecuaciones de razón que describen la evolución de la población de los niveles energéticos. Con esto se pueden modelar los *Erbium Fiber lasers* de dos niveles, tres niveles o cinco niveles, dependiendo la línea de investigación deseada. En este capítulo se discuten los conceptos básicos para comprender y modelar un *Erbium Fiber laser* de 5 niveles (se entrará a más detalle en el capítulo 2) de energía para ver el efecto del ESA el cual afecta fuertemente la eficiencia del láser.

1.2 ESPECTROSCOPIA BÁSICA

Los *Erbium Fiber lasers* han sido extensamente estudiados [1.1], sobre todo por su potencial en las comunicaciones. Estos dispositivos pueden ser bombeados a diferentes longitudes de onda. En la tabla 1.1 se muestra resumida las principales propiedades de un láser de fibra de onda continua.

Characteristics of Representative cw Er-Doped Silica Fiber Lasers, Listed in Order of Increasing Pump Wavelength

Laser wavelength	Pump wavelength	Erbium concentration	Fiber length	Other features	Threshold	Slope efficiency	Output power @ max. pump power
1.566 μm	514.5 nm	35 ppm Er ion	13 m	Ar-ion laser pump	44 mW ^(b)	10% ^(b)	56 mW @ 0.6 W ^(b)
~1.56 μm	532 nm	150 ppm Er ₂ O ₃	1 m	Ring laser	10 mW ^(b)	5.1% ^(b)	1.8 mW @ 45 mW ^(b)
1.535 μm	532 nm	100 ppm Er	15 m	Doubled Nd:YAG	NA	28% ^(NA)	1 W @ 3.6 W ^(NA)
1.56 μm	806 nm	500 ppm Er	3.7 m	LD array pump	10 mW ^(b)	16% ^(b)	8 mW @ 56 mW ^(b)
1.62 μm	808 nm	300 ppm Er	1.5 m	LD pump	3 mW ^(b)	3.3% ^(b)	0.13 mW @ 7 mW ^(b)
1.56 μm	980 nm	0.08 wt% Er	0.9 m	Dye laser	2.5 mW ^(a)	58% ^(a)	4.7 mW @ 11.3 mW ^(a)
~1.54 μm	980 nm	1100 ppm Er	9.5 m	Ti:sapphire/Tunable	>10 mW ^(b)	>49% ^(b)	260 mW @ 540 mW ^(b)
1.552 μm	~1.46 μm	1370 ppm Er ion	5 m	Two LD pumps	37 mW ^(b)	14% ^(b)	8 mW @ 93 mW ^(b)
1.552 μm	1.47 μm	1370 ppm Er ion	7 m	LD pump	44 mW ^(b)	6.3% ^(b)	~1 mW @ 60 mW ^(b)
1.555 μm	1.48 μm	~45 ppm Er	60 m	LD pump/Ring laser	6.5 mW ^(b)	38.8% ^(b)	3.3 mW @ 15 mW ^(b)
~1.56 μm	1.48 μm	110 ppm Er ₂ O ₃	42.6 m	LD pump	4.8 mW ^(a)	58.6% ^(a)	14.2 mW @ 29 mW ^(a)

Tabla 1.1 Características representativas de un láser de fibra de onda continua dopado con Erblio para diferentes bombeos en longitud de onda [1.1].

La principal transición de interés en el láser de fibra dopada con Erblio es la de alta ganancia ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, esta transición está centrada alrededor de 1.53 μm . Varias bandas están disponibles para poblar el estado metaestable ${}^4I_{13/2}$, las bandas más relevantes para bombear se muestran en la siguiente diagrama de niveles y son (Figura 1.1):

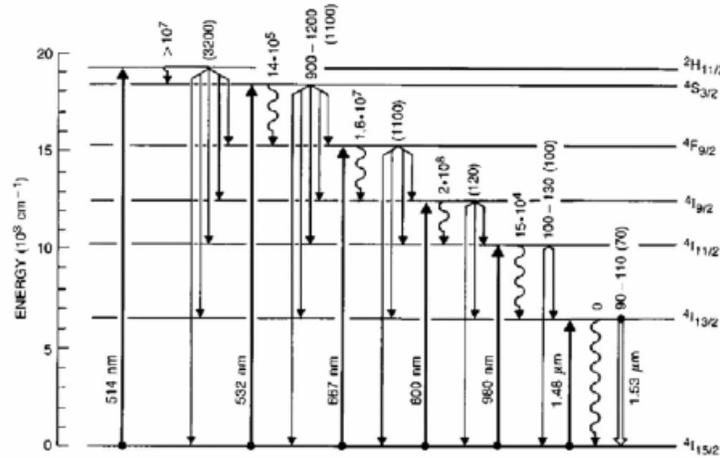


Figura 1.1 Diagrama de niveles de Energía del Erblio, donde se muestra las bandas de absorción, así como las transiciones radiativas y no radiativas. Los números corresponden a la razón de decaimiento (s^{-1}) [1.2]

Con la tecnología actual es posible bombear láseres con longitudes de onda cercanas a 810, 980 y 1480 nm. Otras bandas útiles de bombeo incluyen 660, 532 y 514.5 nm. Desafortunadamente los bombeos a 514.5 y 810 nm sufren de un fuerte fenómeno llamado Absorción de Estado Excitado (ESA), esto provoca una indeseable pérdida en los fotones de bombeo. La sílica dopada con Erblio puede ser bombeada eficientemente a varias longitudes de ondas libres del fenómeno ESA, incluyendo aquellas cercanas a 532, 660, 980 y 1480 nm. Sin embargo, para bombeos cercanos a 532 y 660 nm, se presentan pérdidas considerables por el efecto *Stokes*, mientras que para bombeos cercanos a 980 y 1480 nm, las pérdidas por el efecto *Stokes* son mínimas. Para un bombeo de 980 nm se tiene un corrimiento de 42 nm aproximadamente hacia longitudes de onda mayor, y para 1480 nm, se genera un corrimiento de 100 nm. Provocando señales a longitudes de onda de de 1022 nm y 1580 nm respectivamente, quedando dentro del espectro de absorción del erbio, por lo tanto, las pérdidas por el efecto *Stokes* son mínimas. Si el corrimiento quedara fuera, habría pérdida por *Stokes*.

1.3 TIEMPO DE VIDA Y SECCION TRANSVERSAL.

Una propiedad importante que debe conocerse para describir las características de un componente luminiscente es la sección transversal. Esta describe la interacción de la luz con el ion en función de la frecuencia o longitud de onda de la luz. Dicho de otra manera, las secciones transversales cuantifican la habilidad de un ion para absorber y emitir luz, estas están relacionadas con los coeficientes A y B de Einstein.

Por simplicidad, la sección transversal de la transición entre dos estados de un ion representa la probabilidad de que la transición ocurra con la emisión o absorción de un fotón. Dados dos estados 1 y 2, con energías respectivas E_1 y E_2 ($E_1 \leq E_2$), la probabilidad de transición para la absorción de un fotón de energía ($E_2 - E_1$) es proporcional a la sección transversal σ_{12} , y para la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal de emisión σ_{21} . Las dimensiones de la sección transversal son de área. La potencia de luz absorbida P_{abs} por un ion que recibe luz incidente a una frecuencia ω esta dada por:

$$P_{abs} = \sigma_{12}I \quad (1.8)$$

Donde I es la intensidad de la luz incidente. Dividiendo por la energía del fotón, $\hbar\omega$, se obtiene entonces la razón de absorción en número de fotones:

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{\hbar\omega} = \sigma_{12} \Phi(\omega) \quad (1.9)$$

Donde $\Phi(\omega)$ es el flujo de fotones en unidades de número de fotones por unidad de tiempo. Similarmente, la potencia de luz estimulada emitida por un ion con intensidad de luz incidente en él, está dada por:

$$P_{em} = \sigma_{21}I \quad (1.10)$$

Intuitivamente, la sección transversal de absorción puede pensarse como un área que puede interceptar un flujo de luz para atrapar los fotones que fluyen a través de esta sección transversal. El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida de un ion del estado excitado. El decaimiento de la población en un nivel dado, para un conjunto de iones excitados, es exponencial con una constante de tiempo igual al tiempo de vida. Cuando existen varios caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales de cada camino. Los tiempos de vida individuales también pueden ser asignados a esos caminos de decaimiento. Usualmente, el tiempo de vida para un nivel dado en tierras raras se sigue de la consideración de dos caminos principales, el radiativo y el no radiativo:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.11)$$

Donde τ es el tiempo de vida total, τ_r el tiempo de vida radiativo y τ_{nr} el tiempo de vida no radiativo. El tiempo de vida radiativo surge de la fluorescencia del nivel excitado a los niveles que están debajo de él. Los tiempos de vida radiativos tienden a ser largos, en el orden de microsegundos o milisegundos.

Los tiempos de vida no radiativos dependen en gran medida de la naturaleza del vidrio o de la red de cristal y se manifiesta a través del acoplamiento entre las vibraciones de la red y los estados de los iones de tierras raras. En el proceso no radiativo, el proceso de desactivación del nivel excitado en tierras raras está acompañado por la emisión de uno o muchos fonones (elementalmente vibraciones de la red). Los procesos no radiativos en tierras raras están bien estudiados, y la regla es considerar el nivel directamente debajo del nivel excitado y medir la diferencia de energía en unidades del fonon con la más alta energía de la red, el cual será un fonon óptico [1.10]. La razón no radiativa incrementa con la temperatura, puesto que la población de fonones también incrementa con la temperatura.

La clave del éxito del erbio es que el nivel superior de la transición amplificadora, $^4I_{13/2}$, está separado por una larga energía de gap del próximo estado inferior, por lo que el tiempo de vida correspondiente es muy largo y principalmente radiativo. El valor del tiempo de vida es alrededor de 10 ms y varía dependiendo de la red y la concentración de erbio. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$ con una débil fuente de bombeo.

La transición láser de interés para los láseres de fibra con base sílice dopados con erbio es la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ con alta ganancia centrada alrededor de $1.5 \mu\text{m}$, ver figura 1.7.

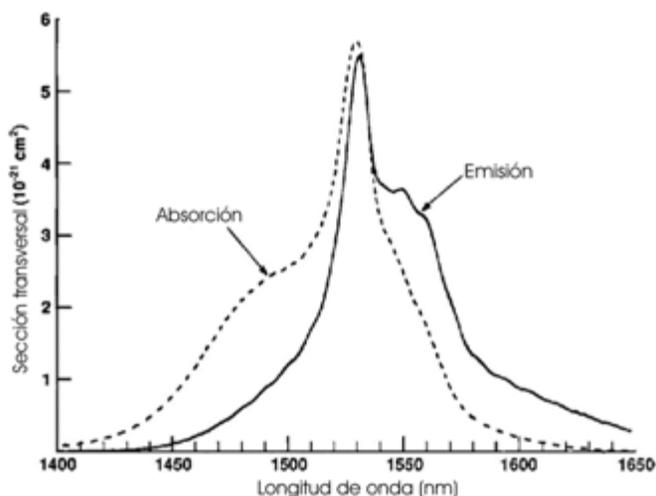


Figura 1.7. Sección transversal para Al/P sílice mostrando desplazamiento entre la emisión y absorción[1.3].

Existen otras transiciones importantes en el Er^{3+} , de las cuales destaca la transición con emisión en el visible (verde), de otro nivel meta-estable del Er^{3+} al nivel base, $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ con emisión en $\sim 520 \text{ nm}$ y $\sim 545 \text{ nm}$ [1.11]. Varias bandas de bombeo están disponibles para poblar el nivel meta-estable $^4I_{13/2}$, [1.18, 1.12]. Con la tecnología actual, el bombeo con diodos láser es posible alrededor de los 810, 980 y 1480 nm.

El sílice dopado con erbio puede ser bombeado eficientemente con longitudes de onda libres de ESA, incluyendo aquellas alrededor de los 532, 660, 980 (a bajas potencias) y 1480 nm, ver figura 1.9, aunque las dos principales regiones de bombeo son 1480 nm y 980 nm las cuales están vistas de que proveen una absorción significativa. Con bombeo a 980 nm, derivado de la ESA, existe una conversión láser hacia arriba con emisión en ~ 545 nm [1.11, 1.13].

1.4 ABSORCION DEL ESTADO EXCITADO (ESA)

La absorción del Estado Excitado o ESA, está definida como un proceso de absorción el cual no se origina en el estado base del ion láser, pero si de un estado más alto; excitado, generalmente el nivel superior del ion de interés.

El proceso ESA puede afectar a los osciladores y amplificadores en dos modos distintos: a través de absorciones parásitas a la longitud de onda de bombeo o a la longitud de onda de la señal amplificada o salida láser (ESA a la longitud de onda de la señal). El efecto de estos dos procesos es diferente, aunque ambos resultan en una reducción de la eficiencia del dispositivo.

El efecto de ESA puede ocurrir de cualquier nivel de energía con población atómica finita. En vidrios de sílice dopados con erbio, el proceso ESA es más probable de iniciarse del nivel meta-estable $^4I_{13/2}$, ya que los otros niveles con energías más altas se caracterizan por tasas rápidas de relajaciones no radiativas.

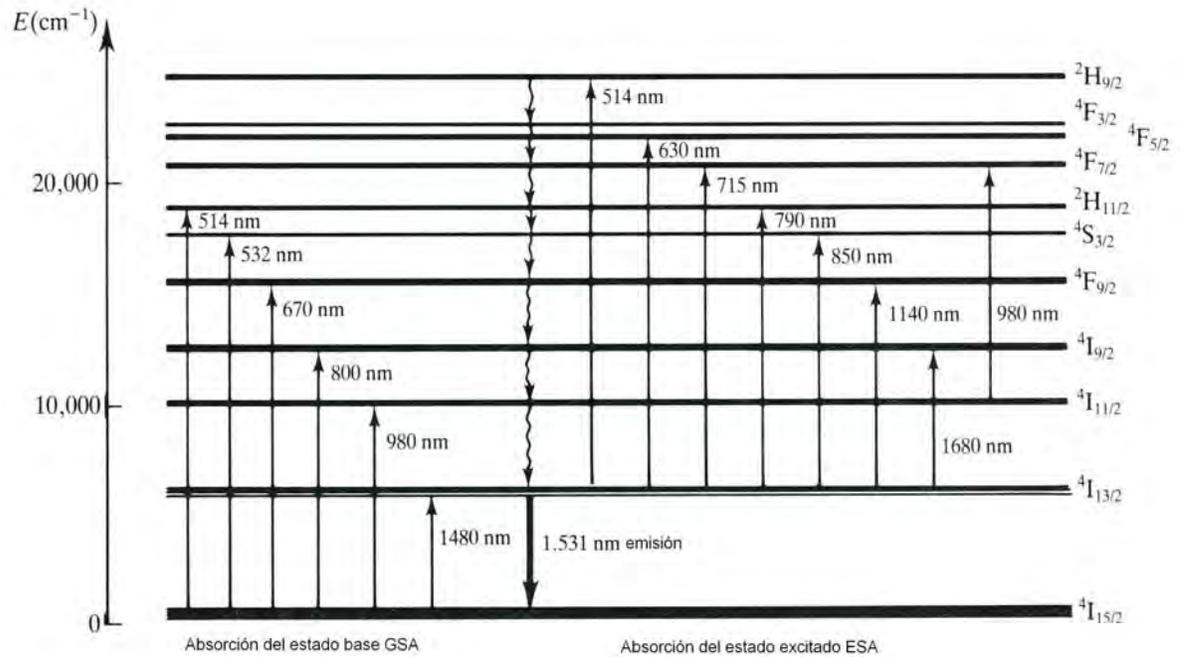


Figura 1.8. Diagrama de niveles de energía de vidrios dopados con Erbio, mostrando transiciones del estado base, GSA, y del estado excitado, ESA, las cuales corresponden a los picos de longitudes de onda [1.3].

1.4.1 Absorción del estado excitado a la longitud de Onda de bombeo

Los efectos perjudiciales de la ESA a la longitud de onda de bombeo son generalmente de mayor importancia para sistemas láser de tres niveles tales como el erbio. En referencia a la figura 1.8, las posibles transiciones ESA surgen del nivel meta-estable $^4I_{13/2}$. Desafortunadamente, muchas de estas transiciones coinciden con transiciones de bombeo del estado base; la longitud de onda de bombeo 980 nm, entre otras, se usa como ilustración. El efecto de ESA a la longitud de onda de bombeo puede ser severo para los amplificadores u osciladores bombeados a estas longitudes de onda. Para el caso del erbio en sílice, ESA a la longitud de onda de bombeo no resulta en una remoción

permanente de la población del nivel meta-estable; las altas tasas de decaimiento extremadamente no radiativas de los niveles superiores cercanos aseguran que los iones que llegan a ser altamente excitados a través de ESA a la longitud de onda de bombeo rápidamente se relajen hacia el nivel meta-estable. Los efectos netos es que la energía de bombeo se gasta pero no se incrementa la inversión. Pero las mediciones experimentales mostradas en la figura 1.9, revelan que la ESA a la longitud de onda de bombeo, iniciada en el nivel meta-estable $I_{13/2}^4$, no existe cerca de 980 nm. Pero el diagrama de energía de la figura 1.8 muestra que ESA a 980 nm puede ser iniciada del nivel de corta vida $^4I_{11/2}$; el nivel terminal es el $^4F_{7/2}$. Debido a que el nivel de población $^4I_{11/2}$ es rápidamente despoblado vía decaimiento no radiativo, ESA de este nivel puede ocurrir solamente a altos niveles de potencia de bombeo.

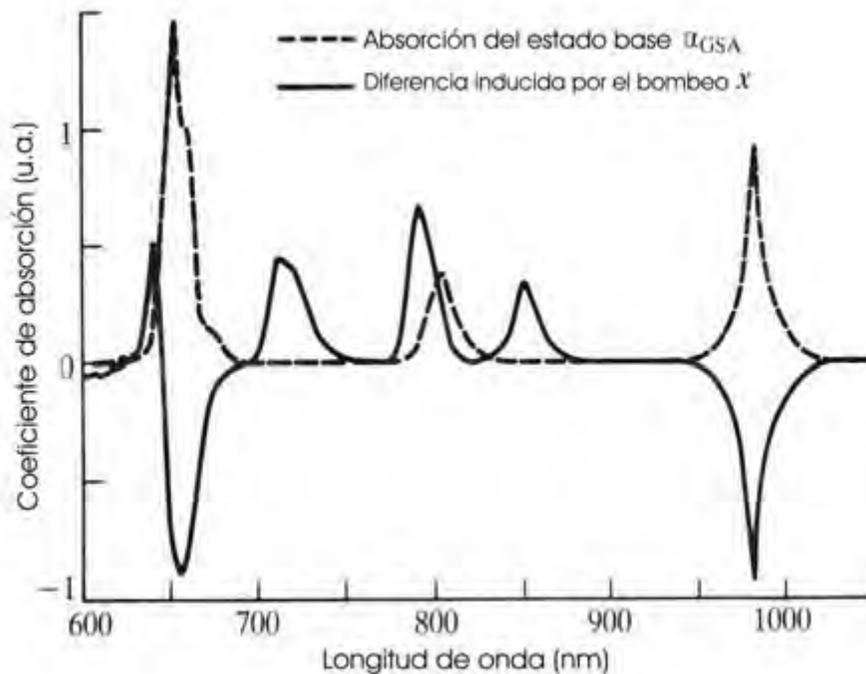


Figura 1.9. Espectro de absorción de la fibra dopada con Er mostrando (---) el coeficiente de absorción del estado base α_{GSA} y (—) los cambios inducidos por el bombeo en el coeficiente de absorción debido a ESA[1.2].

1.4.2 Absorción del estado excitado a la longitud de Onda de señal

Si consideramos la absorción del estado excitado a la longitud de onda de la señal, encontramos que, aunque pequeñas cantidades de ESA a la longitud de onda de la señal reduce la ganancia del amplificador muy ligeramente, valores más grandes pueden acarrear un efecto considerable. Considerando el erbio en un sistema de sílice una vez más, una posible transición ESA del nivel meta-estable $^4I_{13/2}$ al estado excitado $^4I_{9/2}$; si $\sigma_{ESA}(\lambda_s)$ no es cero, entonces el coeficiente de emisión estimulada neto esta dado por:

$$\sigma_{eff}(\lambda_s) = \sigma_{SE}(\lambda_s) - \sigma_{ESA}(\lambda_s) \quad (1.13)$$

y si el coeficiente ESA excede el coeficiente de emisión estimulada, la razón de absorción ascendente excederá la razón de emisión estimulada y no será posible la ganancia por mucha potencia de bombeo se disponga. Niveles mas bajos de ESA, permitirán la acción láser y ganancia, por lo que no obstante afectará la eficiencia del dispositivo [1.16].

Para que ocurra ESA a una longitud de onda específica (ya sea de bombeo o de la señal), la sección transversal de absorción σ_{ESA} correspondiente tiene que ser importante con respecto a la sección transversal de GSA σ_{GSA} . La transmisión de la fibra es afectada por ESA y por la razón $\varepsilon = \sigma_{ESA} / \sigma_{GSA}$.

1.5 CONCLUSIONES

Se describen las principales características espectroscópicas de erbio. Un láser de fibra dopado con erbio bombeado a 980 nm se puede representaron un diagrama de dos niveles de energía (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Pero para estudios específicos y más exactos se pueden modelar diagramas de energía de tres y cinco niveles según sea el caso. Para el presente caso se modelara un sistema de 5 niveles debido a que los efectos ESA como de bombeo y de señal afectan fuertemente a la eficiencia del *Erbium Fiber Laser*. Por lo tanto, en este trabajo se modelaran 2 láseres de fibra óptica dopados con erbio en donde se expondrán los efectos ESA en la eficiencia láser.

1.6 REFERENCIAS

- [1.1] Michel J. F. Digonnet : “Rare – Earth – Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, 2da edición, Ed. Marcel, Dekker, Inc. (Chapter 3).
- [1.2] Michel J. F. Digonnet : “Rare – Earth – Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, 2da edición, Ed. Marcel, Dekker, Inc. (Chapter 10).
- [1.3] Michel J. F. Digonnet : “Rare – Earth – Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, 2da edición, Ed. Marcel, Dekker, Inc. (Chapter 7).
- [1.4] I.J. Sola, J.C. Martin, J.M. Álvarez, and S. Jarabo. : “Erbium doped fibre characterisation by laser transient behaviour analysis” *Optics Communications* 193 (2001) 133-140.
- [1.5] J.L. Cruz, M.V. Andrés, and M.A. Hernández.. : “Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant,” *Applied Optics* Vol. 35, No. 6, 20 February 1996.
- [1.6] J. Michael Hollas. *Basic concepts in chemistry: Basic Atomic and Molecular Spectroscopy*. Wiley-Interscience, 2002.
- [1.7] Guokui Liu and Bernard Jacquier. *Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials*. Springer, 2005.
- [1.8] R. Reisfeld. Radiative and non-radiative transitions of rare-earth ions in glass. in *Structure and Bonding*, no 22, Springer-Verlag, New York.
- [1.9] L.A. Riseberg and M.J. Weber. Relaxation phenomena in rare-earth luminescence. in *Progress in Optics*, 9:XIV, 1976.

[1.10] L.A. Riseberg and H.W. Moos. Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals. *Phys. Rev.*, 174, 2:429–438, 1968.

[1.11] Yu.O. Barmenkov, A.V. Kiryanov, A.D. Guzmán-Chávez, J.L. Cruz, and M.V. Andrés. Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber at simultaneous excitation at 977 and 1531 nm wave-lengths. *Journal of Applied Physics*, 106, 8:083108–6, 2009.

[1.12] Snitzer, E.H. Po., F. Hakimi, R. Tumminelli, and B.C. McCollum. Erbium fibre laser amplifier at 1.55 μm with pump at 1.49 μm and Yb sensitized Er oscillator. Proc. OFC/OFS '88, New Orleans, Optical Society of America, Postdeadline paper PD2.

[1.13] Allain, J.Y., M. Monerie, and H. Poignant. Tunable green upconversion erbium fiber laser. *Electron. Lett.*, 28:111–113, 1991.

[1.14] M.G. Seats, P.A. Krug, G.R. Atkins, S.C. Guy, and S.B. Poole. Non linear excited state absorption in Er^{3+} -doped fibre with high power 980 nm pumping. in Proc. Topical Meeting on Optical Amplifiers and applications, 1991, Optical Society of America, page 48, paper WD2.

[1.15] W.J. Miniscalco. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 9, 2:234–250, 1991.

[1.16] A.M. Hill. 7203-user WDM broadcast network employing one erbium doped power amplifier. *Elect. Lett.*, 26:605–607, 1990.

Capítulo 2

“Modelo distribuido de un láser de fibra óptica dopado con erbio de onda continua”

- 2.1 Introducción
- 2.2 Modelo de distribución de onda continua.
- 2.3 Ecuaciones de balance.
- 2.4 Modelo del láser de fibra.
- 2.5 Ejemplos numéricos.
- 2.6 Comparación del modelo teórico y arreglo experimental.
- 2.7 Conclusiones.
- 2.8 Referencias.

2.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se discute el modelado distribuido de un láser de fibra dopado con erbio de onda continua (*A distributed model for continuous – wave erbium – doped fiber laser*). Este modelado se basa en dos contra propagaciones de las ondas viajeras del láser, en el bombeo, el efecto ESA (*excited state absorption*) tanto a las longitudes de onda de bombeo y de emisión láser, la amplificación de la emisión espontánea y la distribución radial de la población en los niveles energéticos del erbio.

Con este modelado se puede predecir una eficiencia debido a estos factores. Esta eficiencia decrece cuando se incrementa la potencia de bombeo. Se obtiene una baja eficiencia baja con respecto a la eficiencia obtenida cuando no se toman en cuenta dichos efectos.

Por lo tanto, los resultados obtenidos a partir de este modelado contribuyen junto con el trabajo experimental, para estudiar, desarrollar y realizar investigación acerca de la eficiencia de un EDFL (*Erbium Doped Fiber Laser*).

En este capítulo se exponen los conceptos y características de los modelos de distribución, también se obtendrán las ecuaciones de balance en estado de equilibrio para el esquema energético del erbio usado en el un modelado con las definiciones de los parámetros importantes. Se obtienen las ecuaciones del láser y algunos ejemplos numéricos del modelo del láser distribuido, así como una comparación con los modelos simplificados. También se muestran resultados experimentales que respaldan el modelo planteado, comparando los resultados teóricos con los experimentales, y finalmente se presentan las conclusiones.

2.2 MODELO DE DISTRIBUCION DE ONDA CONTINUA

Los láseres de fibra dopados con Er (EDFLs) son una conocida fuente de luz, emiten en un amplio rango espectral, dentro del cual se encuentran las bandas de comunicación S, C y L [2.1 , 2.2]. Se ha demostrado una gran variedad en los regímenes de operación los EDFL, entre estos destacan la operación en diversas longitudes de onda (*multi wavelength operation*), [2.3 , 2.4], el Q - *Swich* y *mode locking* [2.5 , 2.6], ancho espectral estrecho [2.7], una frecuencia única de oscilación [2.8 , 2.9] y una amplia gama en longitudes de onda [2.1 , 2.10] , etc.

Se ha dirigido la atención especial hacia los EDFLs en configuración lineal (Cavidad Fabry - Perot) que permite aplicar a espejos selectivos de rejillas de Bragg (FBGs) como acopladores en la cavidad. Un número considerable de publicaciones han sido dedicadas a modelar cada tipo de láser de fibra (FLs). Los modelos mas útiles para describir FLs están basados en un modelo distributivo o de distribución [2.11 , 2.12], en el cual, el medio amplificador es cercano a los 8 metros de longitud. Usualmente el acoplador láser de la entrada (reflector) tiene una alta reflectancia relativa con respecto al acoplador de salida [2.13]. Los autores de estos trabajos analizan los FLs usando funciones analíticas obtenidas al simplificar las ecuaciones de razón del láser.

También es conocido que los EDFL tienen algunas desventajas, por ejemplo, tienen una eficiencia relativamente baja comparada con los láseres de fibra dopados con Yterbio. La razón de esto es debido a la presencia de la Absorción del estado Excitado (ESA) observado en las fibras dopadas con Erblio (EDFs) en la longitud de onda del bombeo y del láser [2.14 , 2.15].

En tales condiciones los EDFLs no pueden ser descritos cuantitativamente por un simple modelo analítico, porque las pérdidas inducidas por el ESA dependen de la propagación a lo largo de la fibra activa (a lo largo del eje z) como una función compleja de ambas potencias, la de bombeo y la generada por el láser, y que a su vez, ambas dependen de z .

El objetivo de este trabajo es el de desarrollar un modelo distributivo a la cavidad lineal del EDFL con el núcleo bombeado, en donde el efecto ESA a longitud de onda de bombeo por los iones de Erblio es tomado en cuenta. Se considero que un simple ion de Erblio colocado en una matriz de sílice fundida se puede describir en un diagrama de energía de 5 niveles, es decir, un diagrama de 5 niveles para el erbio [2.15]. Además se tiene que tomar en cuenta todas las ondas propagándose a lo largo de la fibra activa monomodo del tipo *step index* (es decir, el bombeo, la señal láser y la emisión espontanea amplificada (ASE)) se distribuyen con perfil gaussiano con un radio de onda correspondiente a cada onda. La ganancia del láser y del ASE dependiente de z , la absorción del bombeo y las pérdidas por ESA se calculan por la integración de las distribuciones de intensidad de las ondas correspondientes sobre el núcleo de la fibra dopada de manera homogénea [2.15 , 2.16], por lo tanto la distribución radial de las poblaciones de los iones de erbio están en diferentes niveles de energía, lo cual hay que tomar en consideración.

El modelo ignora los efectos de polarización, la interacción entre los iones de erbio vecinos [2.17 - 2.19], y la posible diferencia de la distribución del erbio de una forma rectangular coincidente con el núcleo de la fibra del tipo *step index*.

La validez del modelo se confirma con experimentación de la eficiencia del EDFL. También se comparó el modelo propuesto del EDFL con un procedimiento simplificado, en donde la distribución radial de los iones de erbio que están en diferentes niveles de energía es ignorada. Es decir, se toma una distribución plana de la población, el modelo PDP (*plane distribution of populations*). En este modelo la ganancia del láser y la absorción del bombeo se calculan como se encuentran

en la fibra en el eje del núcleo de la fibra multiplicada por el correspondiente factor de superposición (*overlap factor*). Esta simplificación es usualmente usada en FLs. Se demuestra que el modelo RDP describe al FL que el modelo PDP.

2.3 ECUACIONES DE BALANCE

Se asume que los iones de erbio en la fibra de sílice pueden ser descritos por un sistema de 5 niveles de energía, tal esquema se presenta en la figura 2.1

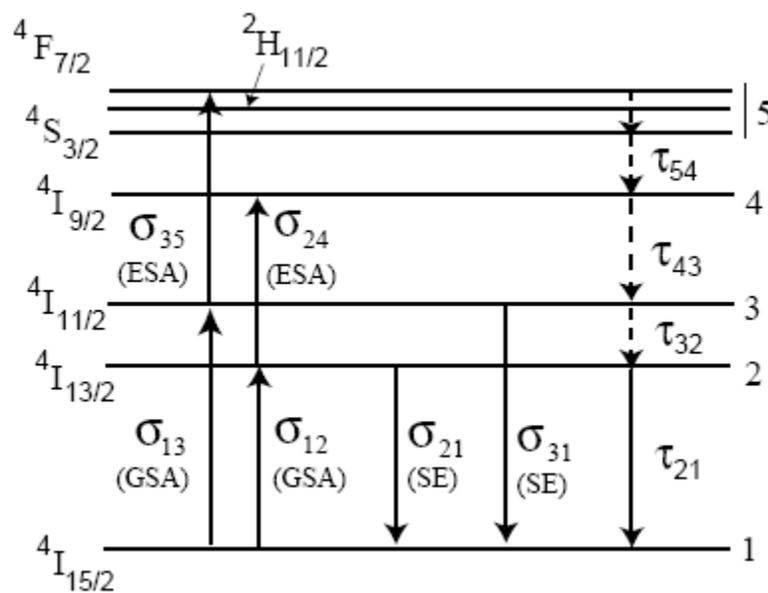


Fig. 2.1. Diagrama de energía de Er^{3+} usado en el modelado

Para el presente estudio se eligió una fibra con baja concentración de erbio para asegurar una contribución despreciable del *up conversión*, el efecto observado en una fibra con alto dopaje en las EDFs debido a la presencia de pares de erbio [2.17- 2.19].

El modelo tiene en cuenta todas las transiciones radiativas y no radiativas mostradas en la figura anterior, de la cual se observa que la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ corresponden a la absorción del estado base (GSA, *Ground state absorption*) con bombeo de $\lambda_p=976$ nm y señal a $\lambda_s=1550$ nm. La transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ corresponde a la emisión espontánea (SE) a esas longitudes de onda. La absorción del estado excitado (ESA) se describe con las transiciones ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ a una longitud de onda de bombeo y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ a una longitud de onda de láser, estas transiciones se observan cuando los niveles 2 y 3 tienen una población diferente de cero. Las líneas cercanas correspondientes a los niveles ${}^4F_{7/2}$, ${}^2H_{11/2}$, y ${}^4S_{3/2}$, en conjunto forman un solo nivel, el nivel 5.

Consideramos que la SE se origina a partir de la relajación de iones correspondiente a la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Una parte de la potencia de la SE es capturada por el núcleo de fibra activa y se amplifica a lo largo de la fibra. Para simplificar el modelo se supuso que la SE tiene una longitud de onda que cae dentro del pico principal de absorción/emisión de SE ($\lambda_{se}=1531$ nm), esto es absorbido/amplificado con los coeficientes de ganancia medidos a esta longitud de onda. De lo contrario se necesita descomponer el espectro de absorción y de la ganancia en un número de componentes espectrales con amplitudes correspondientes y anchos espectrales [2.20], después cada componente por separado en las ecuaciones del láser.

Esta simplificación no afecta en el modelo del láser porque la potencia total ASE es mucho menor que la potencia del láser cuando el nivel de bombeo es substancialmente mayor que el umbral del láser, y la longitud de la fibra activa no excede los 8 metros.

Realizando estas suposiciones, las ecuaciones de balance en estado de equilibrio para el láser de onda continua está dado por las siguientes ecuaciones [2.15].

$$\frac{\sigma_{12}^s I_s}{h\nu_s} N_1 + \frac{\sigma_{12}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_1 - \frac{\sigma_{21}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{21}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \quad (2.1a)$$

$$\frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{\sigma_{31} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 + \frac{N_4}{\tau_{43}} = 0 \quad (2.1b)$$

$$\frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 + \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} = 0 \quad (2.1c)$$

$$\frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_5}{\tau_{54}} = 0 \quad (2.1d)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 \quad (2.1e)$$

Donde h es la constante de Planck, ν_p , ν_s y ν_{se} son las frecuencias de bombeo, señal (láser) y de emisión estimulada, σ_{ij} son las secciones transversales para las transiciones $i \rightarrow j$ (los subíndices s y se indican si el parámetro se refiere a la longitud de onda de la señal o la longitud de onda de la SE), t_{ij} es el tiempo de decaimiento entre los niveles i y j , I_p , I_s e I_{se} son las intensidades de bombeo, de la señal y de las ondas ASE, N_i es la población que corresponde a los niveles del Er^{3+} , N_0 son los iones de Er^{3+} concentrados en el núcleo de la EDF. (Se considera que los iones de Er^{3+} están distribuidos homogéneamente sobre el núcleo de la fibra y que la concentración de iones fuera del núcleo es cero).

Para resolver las ecuaciones (2.1a) - (2.1e), se introdujo una notación normalizada de la población de Er^{3+} en los niveles: $n_i = N_i/N_0$. Donde los coeficientes de la matriz están dados por:

$$a_{11} = (1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p)(s_s + s_{se}) - \gamma_1, \quad (2.2a)$$

$$a_{12} = -[1 + \gamma_1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p + [(\xi_s + \varepsilon_s)s_s + (\xi_{se} + \varepsilon_{se})s_{se}]](1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p), \quad (2.2b)$$

$$a_{21} = \gamma_1 + (1 + \xi_p)s_p + \varepsilon_p \gamma_2 s_p^2, \quad (2.2c)$$

$$a_{22} = (\varepsilon_s s_s + \varepsilon_{se} s_{se})(1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p) + (\gamma_1 + \xi_p s_p), \quad (2.2d)$$

$$c_1 = -\gamma_1, \quad (2.2e)$$

$$c_2 = \gamma_1 + \xi_p s_p, \quad (2.2f)$$

$$n_1 = \frac{\begin{vmatrix} c_1 & a_{12} \\ c_2 & a_{22} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}}, \quad (2.3a)$$

$$n_2 = \frac{\begin{vmatrix} a_{11} & c_1 \\ a_{21} & c_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}}, \quad (2.3b)$$

$$n_3 = \frac{1 - n_1 - n_2}{1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p}, \quad (2.3c)$$

$$n_5 = \varepsilon_p \gamma_2 s_p n_3, \quad (2.3d)$$

Donde se uso la siguiente notación: $\varepsilon_p = \sigma_{35}/\sigma_{13}$, $\varepsilon_s = \sigma_{24}^s/\sigma_{12}^s$ y $\varepsilon_{se} = \sigma_{24}^{se}/\sigma_{12}^{se}$, son los parámetros ESA para el bombeo, señal y SE respectivamente, $\gamma_1 = \tau_{21}/\tau_{32}$ y $\gamma_2 = \tau_{53}/\tau_{21}$ son parámetros temporales, $\xi_p = \sigma_{31}/\sigma_{13}$ y $\xi_s = \sigma_{21}/\sigma_{12}$ so los coeficientes que caracterizan las razones de las secciones transversales de SE a GSA para longitudes de onda para bombeo (λ_p), señal (λ_s) y SE (λ_{se}), y $s_p = I_p/I_p^{sat}$, $s_s = I_s/I_s^{sat}$ y $s_{se} = I_{se}/I_{se}^{sat}$, son los parámetros de saturación para bombeo, señal y radiación ASE (las intensidades normalizadas correspondientes a las intensidades de saturación se definen a su vez como $I_p^{sat} = h\nu_p/\sigma_{13}\tau_{21}$, $I_s^{sat} = h\nu_s/\sigma_{12}\tau_{21}$, y $I_{se}^{sat} = h\nu_{se}/\sigma_{12}^{se}\tau_{21}$).

Dado que las intensidades de bombeo, de la señal y de SE dependen de la distancia radial al eje central de la fibra, de la población de los niveles (n_i), estos también tienen dependencia radial. A continuación se describe que al tomar en cuenta la distribución radial, cambia considerablemente la distribución de ganancia/absorción de la fibra activa a lo largo de ésta en comparación con el modelo PDP (Se basa en e factor de superposición correspondiente a la relación núcleo/onda).

2.4 MODELO DEL LÁSER DE FIBRA

Se asumió que el láser de fibra dopado con erbio (EDFL) consiste de una sección de fibra ideal *step index* de longitud L como se observa en la figura 2.2, con rejillas de Bragg como reflectores en ambos lados.

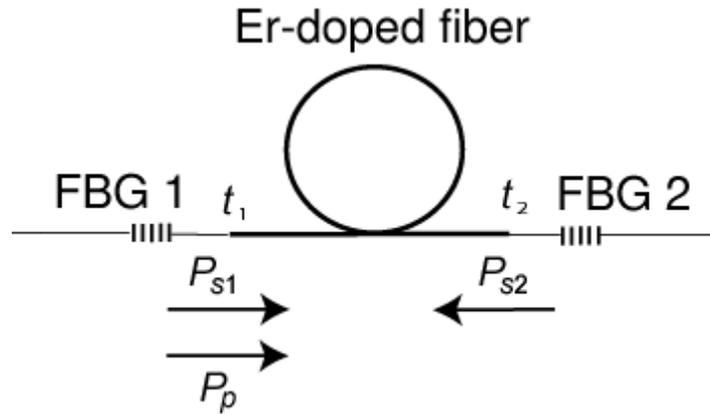


Fig. 2.2. Diagrama esquemático del láser de fibra. FBG1 y FBG2 son las rejillas de Bragg q funcionan como acopladores. P_{s1} y P_{s2} son las señales de propagación en dirección positiva y negativa con respecto a z . P_p es la potencia de bombeo, t_1 y t_2 es la transmitancia en los empalmes de la fibra.

El núcleo de la fibra está homogéneamente dopado con una concentración de iones de erbio N_0 , la concentración de iones fuera del núcleo de la fibra es cero. Las rejillas de Bragg (FBG) juegan el rol de acopladores del láser de fibra, la reflectancia de la primera rejilla de Bragg (FBG1) es muy cercana al 100%, ambas rejillas trabajan a la misma longitud de onda. También se supone que todas las ondas que se propagan a través de la fibra (bombeo, señal y SE) tienen una distribución con perfil gaussiano. Esta suposición se tiene en cuenta para ambos modelos, el PDP y el RDP.

Las ecuaciones para la potencia normalizada para el bombeo y la señal

$s_{p,s} = P_{p,s} / P_{p,s}^{sat} = I_{p,s}(r=0) / I_{p,s}^{sat}$ ($P_{p,s}^{sat} = I_{p,s}^{sat} A_{p,s}$ son la potencia de saturación para bombeo y de señal, $A_{p,s}$ es el área del haz de bombeo y señal) a lo largo de la fibra son:

$$\frac{ds_p(z)}{dz} = -\alpha_p(z)s_p(z), \tag{2.4a}$$

$$\frac{ds_s^\pm(z)}{dz} = \pm g_s(z)s_s^\pm(z), \tag{2.4b}$$

Donde los signos (+) y (-) se refieren a la dirección de propagación de las ondas, en el sentido positivo y negativo en eje z, $\alpha_p(z)$ y $g_s(z)$ son la absorción de la fibra dependiente de z a la longitud de onda de bombeo y la ganancia de la fibra a la longitud de onda de la señal. La ganancia de la fibra y la absorción dependen del FL usado en la simulación. Por ejemplo, en el modelo PDP la población n_i no tiene dependencia radial, la ganancia de señal en la fibra $g_s(z)$ y la absorción en bombeo $\alpha_p(z)$ se encuentran de la siguiente manera:

$$\alpha_p(z) = \alpha_{p0} [n_1(z) - (\xi_p - \varepsilon_p)n_3(z)], \quad (2.5a)$$

$$g_s(z) = \alpha_{s0} [(\xi_s - \varepsilon_s)n_2(r, z) - n_1(r, z)]. \quad (2.5b)$$

Donde α_{p0} y α_{s0} son la absorción de la fibra de baja señal medida desde la longitud de onda de bombeo y láser, y n_i se encuentra en el eje del núcleo de la fibra.

El modelo más real, el RDP, toma en cuenta las intensidades normalizadas $s_s(r, z)$, $s_{se}(r, z)$, y $s_p(r, z)$ que dependen de la distancia radial al eje del núcleo. En este caso la ganancia de la señal de la fibra $g_s(z)$ y la absorción de bombeo $\alpha_p(z)$ se encuentran como se muestra a continuación [2.15 , 2.16].

$$\alpha_p(z) = \frac{\alpha_{p0}}{\Gamma_p} \frac{1}{A_p} \int_0^a [n_1(r, z) - (\xi_p - \varepsilon_p)n_3(r, z)] \exp[-2(r/w_p)^2] 2\pi r dr + \alpha_{BG}, \quad (2.6a)$$

$$g_s(z) = \frac{\alpha_{s0}}{\Gamma_s} \frac{1}{A_s} \int_0^a [(\xi_s - \varepsilon_s)n_2(r, z) - n_1(r, z)] \exp[-2(r/w_s)^2] 2\pi r dr - \alpha_{BG}, \quad (2.6b)$$

Donde Γ_p y Γ_s son un factor de traslape (*overlap factor*) del núcleo/haz [2.16] para el bombeo y señal, a es el radio del núcleo de la fibra, α_{BG} son las pérdidas por *Background (scattering)*, y $A_{p,s} = \pi w_{p,s}^2 / 2$ son los radios del haz de bombeo y señal. Los términos que contengan $\varepsilon_{p,s}$ corresponden a la absorción adicional de bombeo/señal debido a las pérdidas por ESA. La relación $\alpha_{p0,s0}/\Gamma_{p,s}$ describe la absorción de señal baja del núcleo de la fibra a las longitudes de onda de bombeo

y señal, y $(A_{p,s})^{-1} \int_0^a n_i(r,z) \exp[-2(r/w_{p,s})^2] 2\pi r dr$ es el factor de relación población/haz “efectivo” en los i -niveles. Hay que tomar en cuenta que se tiene una potencia baja en bombeo y señal, y que los factores de traslape $\Gamma_{p,s}$ son igual al “efectivo” que se encuentra en la población del primer nivel la población normalizada n_1 en este caso es igual al valor unitario y la población de los otros niveles es cero.

Para incluir las condiciones de frontera planteadas por los reflectores (espejos) y las pérdidas por empalme de la fibra (ver figura 2.2) se tiene:

$$s_p(0) = P_{p0} / P_p^{sat} \quad (2.7a)$$

$$s_s^+(0) = R_1 s_s^-(0) t_1^2 \quad (2.7b)$$

$$s_s^-(L) = R_2 s_s^+(L) t_2^2 \quad (2.7c)$$

Donde t_1 y t_2 es la trasmisión por empalme, P_{p0} es la potencia de bombeo en la entrada de la fibra activa, y R_1 y R_2 son las reflectancias de las rejillas de Bragg medidas a la longitud de onda de Bragg. Se supuso que las rejillas de Bragg tienen un ancho espectral muy estrecho de reflexión que esta centrado a una longitud de onda λ_s proporcionando un ancho espectral muy estrecho en el láser [2.7]. Cuando las condiciones de frontera (2.7b) y (2.7c) son satisfechas, la condición de ganancia para que el FL opere en un régimen continuo se da automáticamente (g_{th} es la ganancia del umbral a la longitud de onda del láser). Realizando la integración de las ganancias a lo largo de la fibra activa se tiene:

$$\int_0^L g(z) dl = g_{th} L = -0.5 \ln(R_1 R_2 t_1 t_2) + \alpha_{BG}, \quad (2.8)$$

La SE debido a la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ se considera. La potencia de SE generada por una sección corta de fibra dz para el modelo PDP esta dada por:

$$dP_{se}(z) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{h\nu_{se} N_0 n_2}{\tau_{21}} \pi a^2 dz = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se}} 2 \left(\frac{a}{w_{se}} \right)^2 P_{se}^{sat} n_2(z) dz \quad (2.9a)$$

Y para el modelo RDP esta dada por

$$dP_{se}(z) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{h\nu_{se} N_0}{\tau_{21}} dz \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0} P_{se}^{sat}}{\Gamma_{se} A_{se}} dz \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr \quad (2.9b)$$

En estas ecuaciones el $\Delta\Omega/4\pi$ representa la fracción de fotones SE guiados por el núcleo de la fibra en cada dirección ($\Omega = \pi NA^2/n^2$, donde NA es la apertura numérica de la fibra y n es el índice de refracción del revestimiento), α_{se0} es la absorción de baja señal de la fibra medida a la longitud de onda del pico del espectro del SE, Γ_{se} es el factor de traslape de núcleo/haz para la longitud de onda de SE, $A_{p,s} = \pi w_{p,s}^2/2$ es el área del haz de la SE, y $P_{se}^{sat} = I_{se}^{sat} A_{se}$ es la potencia de saturación a la longitud de onda de la SE. En el modelo se supuso que la sección transversal de SE es igual al valor medido al pico del espectro de SE ($\lambda_{se} = 1531$ nm). Por lo tanto, para el modelo PDP, la ecuación para la propagación ASE a través de la fibra esta dada por:

$$ds_{se}^{\pm}(z) = \pm \left(g_{se}(z) s_{se}^{\pm}(z) + 2 \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se}} \left(\frac{a}{w_{se}} \right)^2 n_2(z) \right) dz \quad (2.10a)$$

Y para el modelo RDP se tiene

$$ds_{se}^{\pm}(z) = \pm \left(g_{se}(z) s_{se}^{\pm}(z) + \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se} A_{se}} \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr \right) dz \quad (2.10b)$$

En las formulas anteriores, $s_{se}^{\pm} = P_{se}^{\pm}/P_{se}^{sat}$ son las potencias normalizadas SE sobre la potencia de saturación SE (los signos “+” y “-” se refieren a la dirección de propagación de las ondas SE, positivo o negativo de la dirección z) y g_{se} es la ganancia SE encontrada en el mismo camino que g_s (ver ecuación 2.5b). Las condiciones de frontera para las potencias SE son:

$$s_{se}^+(0) = 0 \quad (2.11a)$$

$$s_{se}^-(L) = 0 \quad (2.11b)$$

Las ecuaciones 2.11a y 2.11b describen el EDFL con ESA en las longitudes de onda tanto en el bombeo como de señal. El procedimiento de la simulación esta basada en la integración numérica de las ecuaciones (2.4) a (2.10), empezando con el valor conocido $s_p(0)$ y $s_{se}^+(0)$, posteriormente suponer algunos valores para $s_s^-(0)$ y $s_{se}^-(0)$ que son variados hasta lograr la convergencia (lograr que la SE en el final de la fibra sea cero). La potencia de salida es encontrada con:

$$P_{out} = s_s^+(L)t_2(1-R_2)P_s^{sat}$$

2.5 EJEMPLOS NUMERICOS

Para analizar las características del EDFL, se resolvieron las ecuaciones de razón (2.2), (2.3) y las ecuaciones del láser (2.4) ,(2.10) con las respectivas condiciones de frontera (2.7), (2.11). Se compararon dos modelos de EDLF, el modelo PDP y el RDP. Los parámetros de la fibra utilizada para el modelado se muestran en la tabla 2.1, la cual corresponde a una fibra con bajo dopaje *single clade erbium* (fibra Thorlabs M5-980-125). Todos los parámetros usados en la modelación son los mismos descritos en el experimento el cual se muestra a continuación. La longitud de onda de emisión del láser es de $\lambda_s = 1550$ nm, y la longitud de onda de bombeo es de $\lambda_p = 976$ nm.

En la figura (2.3) se muestra la dependencia de la potencia de salida del EDFL con respecto a la reflectancia de la segunda rejilla de Bragg (FBG2) para los siguientes parámetros del EDFL: se tiene 4m de fibra activa, la potencia de bombeo en la entrada de la fibra activa es de 200mW, reflectancia del 96% en la FBG1, pérdidas de *Background* de 3.1dB/Km en la EDF, y pérdidas por empalme

de 0 dB. El EDFL fue modelado por cuatro tipo de sistemas de niveles de energía: (i) sin la transición ESA para las longitudes de bombeo y laseo (ver curvas 1 y 1’), (ii) sin la transición ESA para longitud de onda de laseo o señal (ver curvas 2 y 2’), (iii) sin transición ESA para longitud de onda de bombeo (ver curvas 3 y 3’), y (iv) con todas las transiciones ESA (ver curva 4 y 4’).

Para tener una comparación, se han representado los resultados para ambos modelos, las curvas punteadas relacionan al modelo PDP y las líneas continuas representan al modelo RDP.

Parámetro	Modelo PDP
Absorción	$\alpha_p(z) = \alpha_{p0} [n_1(z) - (\xi_p - \varepsilon_p)n_3(z)],$
Ganancia	$g_s(z) = \alpha_{s0} [(\xi_s - \varepsilon_s)n_2(r, z) - n_1(r, z)].$
Potencia SE	$dP_{se}(z) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{h\nu_{se} N_0 n_2}{\tau_{21}} \pi a^2 dz = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se}} 2 \left(\frac{a}{w_{se}}\right)^2 P_{se}^{sat} n_2(z) dz$
Propagación ASE	$ds_{se}^{\pm}(z) = \pm \left(g_{se}(z) s_{se}^{\pm}(z) + 2 \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se}} \left(\frac{a}{w_{se}}\right)^2 n_2(z) \right) dz$
Parámetro	Modelo RDP
Absorción	$\alpha_p(z) = \frac{\alpha_{p0}}{\Gamma_p} \frac{1}{A_p} \int_0^a [n_1(r, z) - (\xi_p - \varepsilon_p)n_3(r, z)] \exp[-2(r/w_p)^2] 2\pi r dr + \alpha_{BG},$
Ganancia	$g_s(z) = \frac{\alpha_{s0}}{\Gamma_s} \frac{1}{A_s} \int_0^a [(\xi_s - \varepsilon_s)n_2(r, z) - n_1(r, z)] \exp[-2(r/w_s)^2] 2\pi r dr - \alpha_{BG}$
Potencia SE	$dP_{se}(z) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{h\nu_{se} N_0}{\tau_{21}} dz \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0} P_{se}^{sat}}{\Gamma_{se} A_{se}} dz \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr$
Propagación ASE	$ds_{se}^{\pm}(z) = \pm \left(g_{se}(z) s_{se}^{\pm}(z) + \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\alpha_{se0}}{\Gamma_{se} A_{se}} \int_0^a n_2(r, z) 2\pi r dr \right) dz$

Tabla 2.1. En esta tabla se puede observar fácilmente las ecuaciones empleadas para el modelo PDP y el modelo RDP.

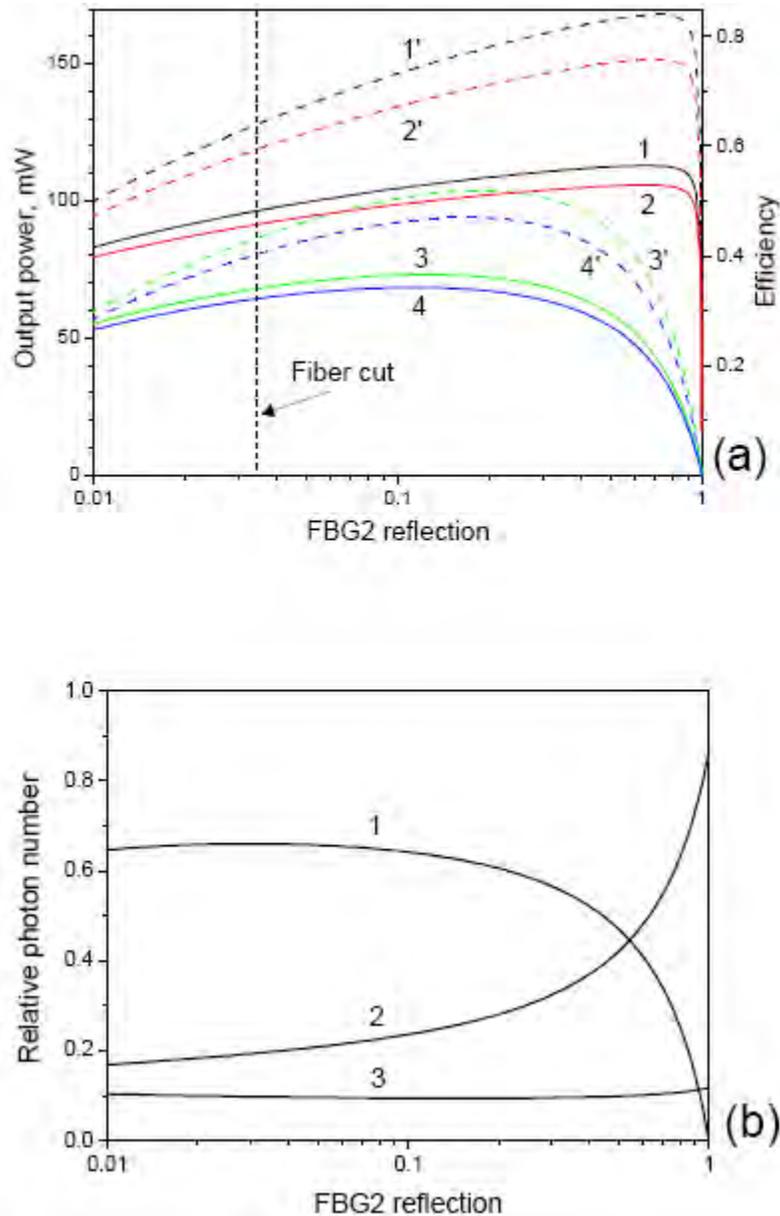


Fig. 2.3. (a) Potencia de salida en función de la reflectancia óptica del espejo R2. Las líneas continuas corresponden al modelo RDP, líneas punteadas corresponden al modelo PDP. La transmisión por empalmes son $t_1 = t_2 = 1$. La línea vertical punteada indica la *fiber cut* a 1550 nm (3.4%). (b) Relación de los fotones de bombeo absorbidos usados en la salida láser (curva 1), usados en la transición ESA a la longitud de onda de la señal (curva 2), y a la longitud de onda de bombeo (curva 3). Estos resultados fueron obtenidos con el modelo RDP.

Una observación importante es en la reflectancia óptica del espejo de salida, en la que se demuestra una máxima eficiencia en el EDFL, esta decrece drásticamente cuando las transiciones ESA son tomadas en cuenta. Por ejemplo, el modelo PDP muestra la reflectancia óptica cercana al valor de $R_2 = 75\%$, donde solamente se

consideran las pérdidas por *Background* en la EDF, mientras que la reflectancia efectiva es de $R_2 = 20\%$ cuando todos los tipos de pérdidas incluyendo las ESA son tomadas en cuenta. Análogamente para el modelo RDP los valores son de $R_2 = 67\%$ y $R_2 = 11.4\%$. El efecto del decrecimiento de la reflectancia optima cuando las transiciones ESA son tomadas en cuenta se debe a que al crecer la reflectancia en R_2 , crece la potencia láser dentro de la cavidad, esto ocasiona un crecimiento en el efecto ESA, y a su vez decrece la eficiencia en el *Fiber laser* (FL).

La fracción de fotones de bombeo absorbidos que se han gastado en la transición ESA con respecto a los fotones de bombeo absorbidos usados en la salida láser se muestran en la figura 2.3b. Se puede observar que la contribución por pérdidas por ESA es alta cuando la reflectancia en la FBG2 es alta, si la reflexión o reflectancia tiende al 100%, la potencia de bombeo absorbida se usa prácticamente en su totalidad en la transición ESA. El modelo RDP muestra que cuando la reflectancia de la FBG2 es optima ($R_2 = 11.4\%$.) cerca del 24% de los fotones absorbidos en bombeo son empleados en ESA a una longitud de onda de bombeo y cerca del 9.5% en ESA a una longitud de onda de leseo o señal.

Otra observación importante es el rango de las reflexiones de la rejilla de salida, en la cual la potencia de salida del láser varia dentro del 10% con respecto a su máximo valor, es muy general: desde 6.3% al 46% para el modelo PDP y desde un 2.5% al 34% para el modelo RDP.

El modelo PDP predice una potencia de salida del láser más alta que la calculada con el modelo RDP. Por ejemplo, las potencias de salida difieren en un 55% cuando la salida del espejo o FBG2 es optimizada. Por otra parte, cuando el EDFL es simulado usando el modelo PDP, la ley de la conservación de la energía no es satisfecha: el numero de fotones absorbidos en bombeo en el núcleo de la EDF es mucho menor que la sumatoria de los fotones en la salida láser junto con los fotones de la SE y un numero de fotones en bombeo. Los fotones de la señal y de

la SE se emplean en las transiciones ESA, en la dispersión de fibras intrínsecas (*background loss*) y en los empalmes de fibra. Por ejemplo, la máxima eficiencia láser limitada por las pérdidas por Stokes es $\eta = \lambda_p/\lambda_s = 0.63$ que son menores que las eficiencias estimadas usando el modelo PDP (ver curvas 1" y 2" de la figura 3a).

La violación de la ley de la conservación de la energía en el modelo PDP es explicada por el hecho de que las poblaciones $n_1 \dots n_5$ son calculadas en el eje central de la fibra ($r = 0$). Entonces, la ganancia y la absorción de la fibra son calculadas por las ecuaciones (5a) y (5b) usando estos valores de población. Como las poblaciones reales dependen de la distancia desde el eje de la fibra (ver figura 2.4), la ganancia de la fibra que se encuentra con el modelo PDP es siempre sobrevalorada (curvas correspondientes a nivel dos son cóncavas hacia abajo) y la absorción de la fibra es subestimada (curvas correspondientes al nivel uno son cóncavas hacia arriba).

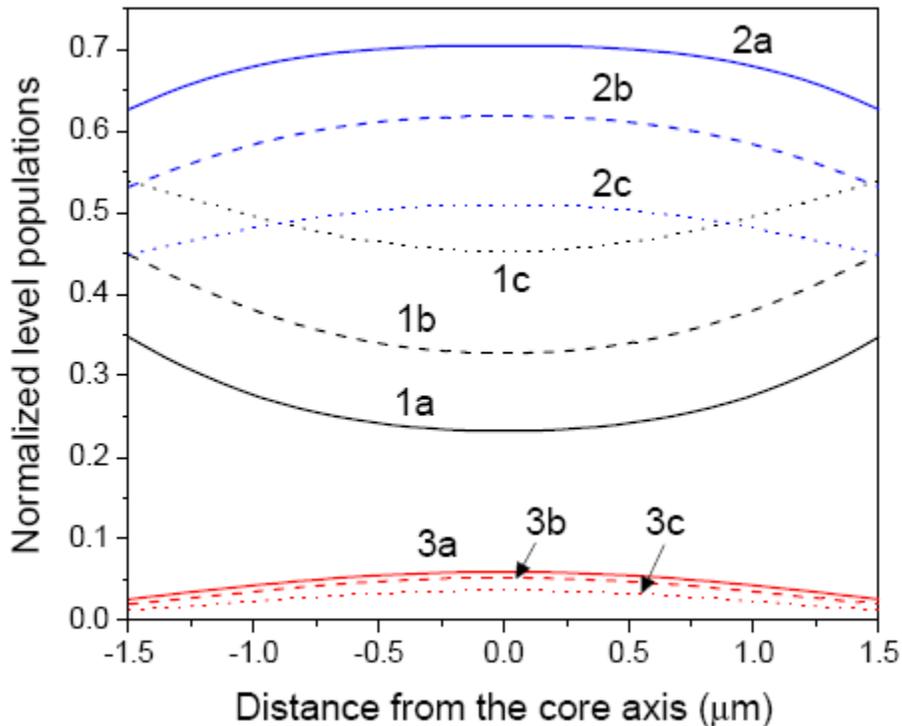


Fig. 2.4. Distribución Radial de las poblaciones normalizadas usando el modelo RDP. Curva 1 corresponde al nivel 1, curvas 2 al nivel dos, y curvas 3 al nivel 3. Las curvas marcadas con "a" fueron calculadas para $z = 0$, con "b" para $z = 2$ m, y "c" para $z = 4$ m. La longitud del EDFL es de 4 m y la reflectancia del FBG2 es del 11 %.

Para satisfacer las condiciones de umbral (ver ecuación 2.8) y , al mismo tiempo, las condiciones de frontera (ver ecuación 2.7), la potencia del láser dentro de la cavidad debe ser superior a la que se encuentra usando el modelo RDP. Así, el modelo PDP sobreestima la potencia del láser de salida y subestima la potencia de bombeo absorbida, lo que conduce finalmente a violar la ley de la conservación de la energía. Se encontró que el número total de fotones de señal y de SE generados en la cavidad láser es mayor al número de fotones de bombeo absorbidos en la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (ver figura 2.1) por aproximadamente un 40% para el modelo PDP y son prácticamente iguales en conjunto para el modelo RDP. En este último caso el error es del orden de unos pocos centésimos y depende del número de los anillos en los que se divide el núcleo de la fibra. En nuestros cálculos, se dividió el núcleo de la fibra en 20 anillos con una ancho de $\Delta r = a/20$, lo que conduce a un error del 1%–2%

La figura 2.5 muestra la dependencia de la reflectancia óptima del acoplador de salida del EDFL (R_2) y la eficiencia del EDFL encontrada a esa reflectancia óptima para esa longitud de fibra dopada con erbio (EDF).

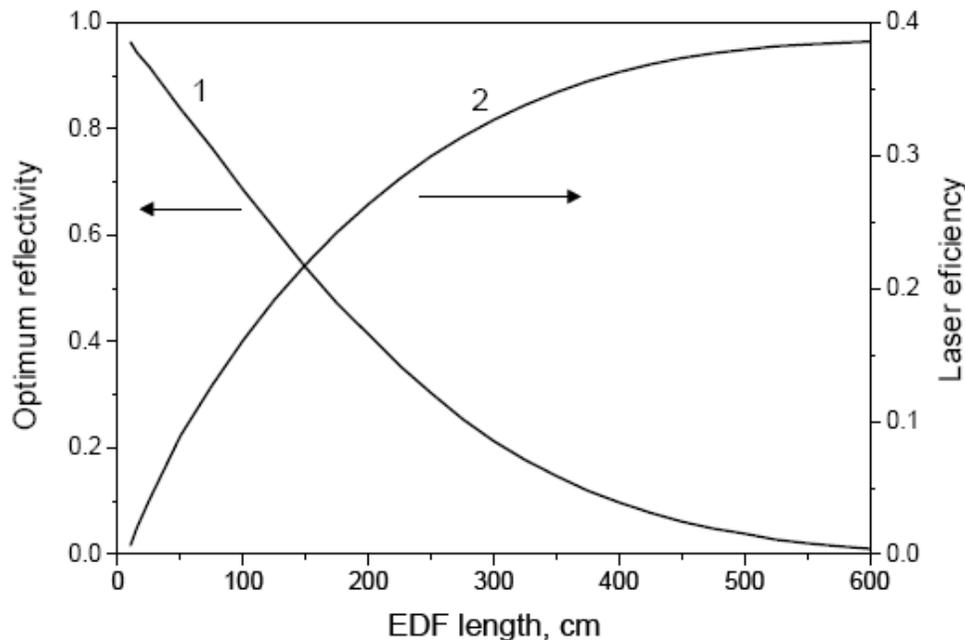


Fig. 2.5. Dependencia de la reflectancia óptima (curva 1) y de la eficiencia del EDFL (curva 2) con respecto a la longitud de la EDF. La eficiencia fue calculada para la óptima reflectancia en la FBG2.

Las dependencias mostradas en la figura anterior fueron obtenidas usando el modelo RDP que contiene todas las transiciones ESA. Se puede observar que la reflectancia óptima gradualmente decrece desde un 100% a prácticamente 0% parecida por la ley exponencial (decaimiento exponencial) cuando la longitud de la EDF aumenta de 0 a 6m. al mismo tiempo la eficiencia del láser aumenta de 0 a 38%. Tenga en cuenta que la reflexión por corte en la fibra a una longitud de onda de 1550nm es aproximadamente del 3.4% que es el óptimo para longitudes de EDF de alrededor de 5m.

2.6 COMPARACION DEL MODELO TEÓRICO Y EI ARREGLO EXPERIMENTAL

En esta sección se discuten los resultados del estudio experimental sobre la eficiencia del EDFL y se comparan estos con los obtenidos con la simulación usando el modelo RDP. El EDFL fue bombeado con un láser semiconductor con salida de fibra con una longitud de onda de $\lambda_p = 976\text{nm}$ a través de la FBG1 (ver figura 2.1). Una fibra estándar de bajo dopaje es utilizada como medio activo (EDF, Thorlabs M5-980-125) con una longitud de 4m, otros parámetros de interés de la fibra son presentados en la tabla 2.1. Las rejillas de Bragg han sido sintonizadas mecánicamente para ajustar su máximo espectro de reflexión a 1550nm. Los coeficientes de reflexión o reflectancia medidos para las rejillas de Bragg FBG1 y FBG2 son del 96% y 48% respectivamente. Para minimizar las pérdidas en la intra-cavidad se formó la cavidad del láser con dos rejillas de Bragg grabadas en la fibra, con la finalidad de evitar pérdidas en los empalmes. Es decir, las rejillas de Bragg fueron grabadas en el núcleo de la EDF después de ser previamente hidrogenizadas [2.21].

La dependencia experimental de la potencia de salida con respecto de la potencia de entrada del sistema EDFL se muestra en la figura 2.6a. La pendiente de esta dependencia se encuentra como la relación entre el cambio de la potencia del láser con el cambio de la potencia de bombeo (es decir, la eficiencia diferencial del láser) disminuye un 28% mientras que la potencia de bombeo crece de 100 mW a 630 mW (obsérvese la figura 2.6b).

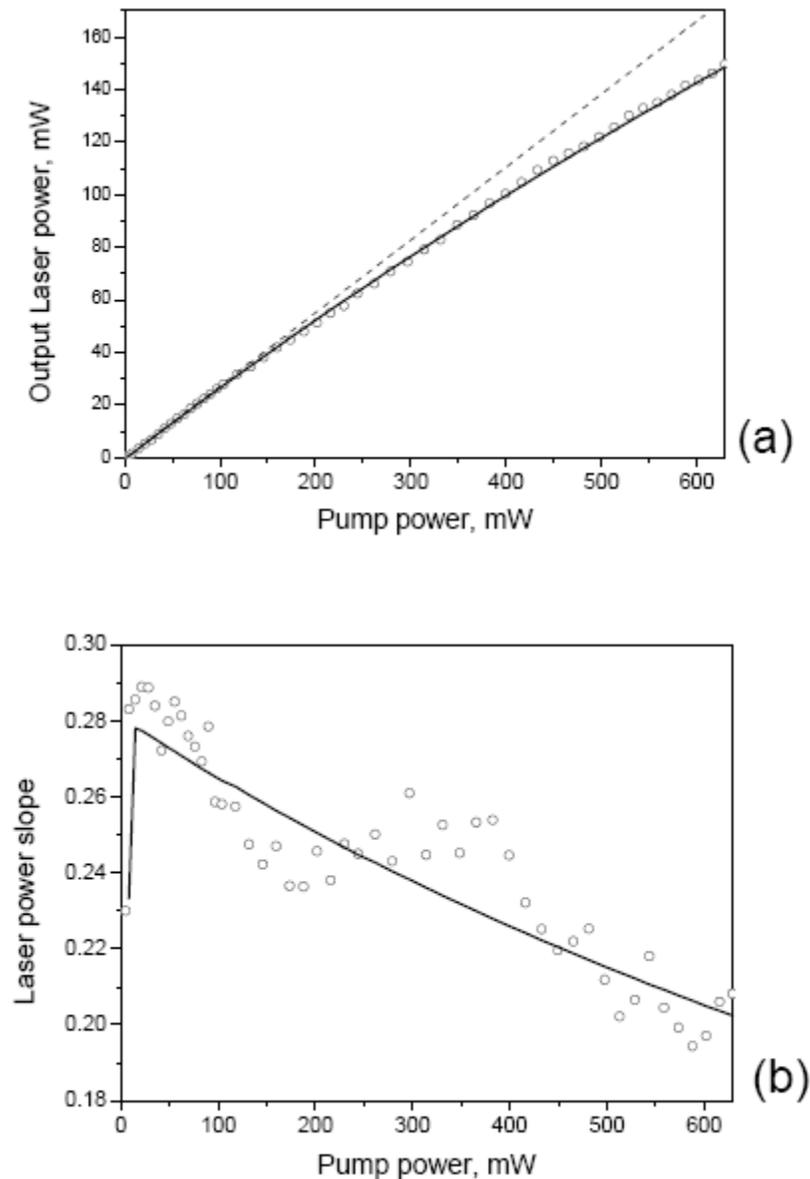


Fig. 2.6. (a) Dependencia de la potencia de salida del EDFL con respecto a la potencia de bombeo. La línea sólida representa el resultado teórico obtenido utilizando el modelo RDP, La línea circular son los datos experimentales para el EDFL de 4m; el umbral en el bombeo es aproximadamente 4 mW. La línea punteada representa la pendiente, la cual es la misma para la dependencia tanto teórica como experimental para potencias de bombeo pequeñas (< 100 mW). (b) Pendiente de la eficiencia láser teórica (línea continua) y experimental (círculos) contra potencia de bombeo.

Tal comportamiento del láser es explicado por la presencia de las pérdidas por ESA que depende de la potencia de bombeo: cuanto mayor sea la potencia de bombeo mayor es la potencia del láser en la cavidad, a su vez, resulta un aumento no lineal de las pérdidas ESA. Así, la eficiencia del EDFL decae cuando el

bombeo se incrementa. Nótese que este efecto no es observado en los láseres de fibra dopados con Iterbio, esto es porque los iones de Yb^{3+} no presentan transiciones ESA con estos efectos.

En la figura 2.7 se muestra la eficiencia del EDFL experimental (línea con círculos) y teórico (línea solida) en la potencia de bombeo. La eficiencia se calcula como el cociente entre la potencia de salida del láser y la potencia de entrada del bombeo. Se puede observar que si las transiciones ESA no son tomadas en cuenta la eficiencia del láser se satura aproximadamente a un nivel del 58% (ver la curva 1 de la figura 2.7). Esta eficiencia no alcanza el valor de 63% que es el máximo limitado solo por la pérdida de Stokes porque la potencia de bombeo no es completamente absorbida en la cavidad del EDFL. Si las transiciones ESA son consideradas, la eficiencia es aproximadamente dos veces menor que en el caso anterior. Por otra parte, se alcanza un máximo alrededor del 27% con un rango de bombeo 70-120 mW, y luego disminuye con el aumento de la potencia de bombeo (ver curva 2 de la figura 2.7.)

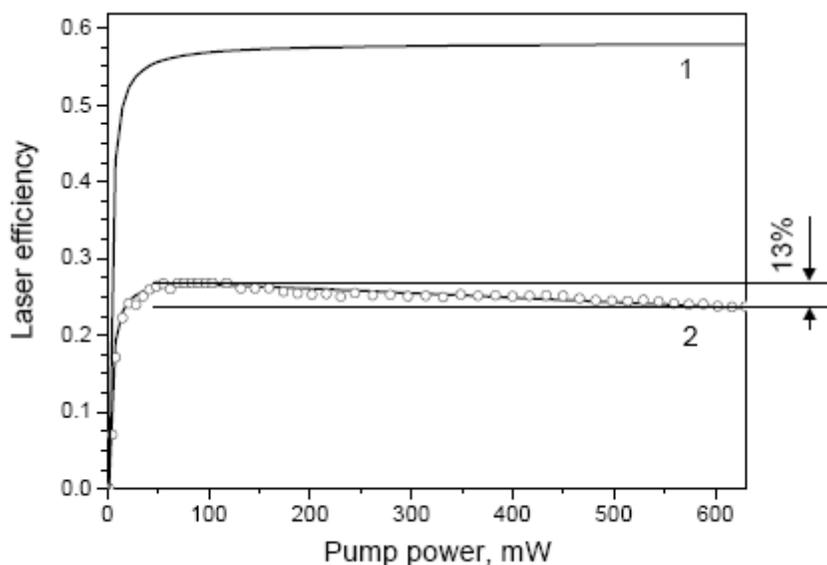


Fig. 2.7. Dependencia de la eficiencia del EDFL con respecto a la potencia de bombeo. La línea continua describe los resultados teóricos, la línea punteada los datos experimentales. La curva 1 corresponde al caso cuando las transiciones ESA no son consideradas, la curva 2 al caso cuando las transiciones ESA son consideradas.

La eficiencia del EDFL decrece aproximadamente un 13% cuando la potencia de bombeo incrementa desde 120mW a 630mW. Los datos experimentales de la eficiencia láser coinciden con los datos teóricos (curva 2), con lo que queda comprobado el modelo RDP.

En la siguiente figura se puede apreciar el diagrama esquemático experimental que fue utilizado para contrastar con los resultados teóricos (figura 2.8).

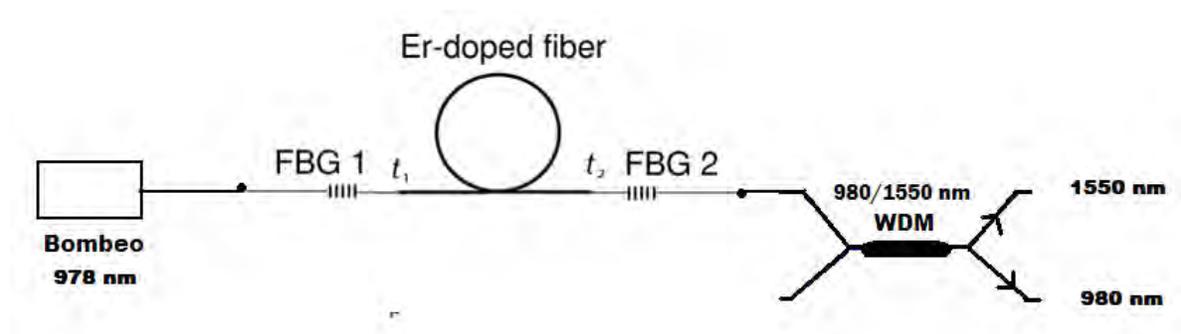


Fig. 2.8. Diagrama esquemático del sistema láser para obtener los datos experimentales.

2.7 CONCLUSIONES

En este trabajo se analizó un modelo distribuido de un láser de fibra de onda continua dopado con erbio. Este modelo se basa en dos ondas contra propagándose que viajan por el láser. El modelo considera un sistema energético de 5 niveles de iones de erbio, la absorción de estado excitado para longitudes de onda de bombeo y láseo, y la amplificación de emisión espontánea.

Los resultados obtenidos del modelo considerando una distribución radial de población en los niveles del ion erbio (modelo RDP) fueron comparados con otros resultados derivados de un modelo en donde se ignoró esta distribución. Se ha demostrado que el modelo que no toma en cuenta la distribución radial sobreestima la potencia de salida del láser y viola la conservación del número de fotones, mientras que el modelo que toma en cuenta la distribución radial de las poblaciones de los niveles de erbio, conserva el número de fotones.

Se demuestra además que el ESA afecta en gran medida a la eficiencia láser. Donde la reflectancia óptima tiene un rol principal para lograr una potencia máxima. Si la longitud de la EDF es de 4m y una potencia de bombeo de 200mW, la reflectividad óptima es cercana al 66% cuando no se toma en cuenta ESA, y 11% cuando ESA es considerada. La eficiencia del láser para estos dos casos difiere en aproximadamente a una relación de 2:1. Además de la reducción de la eficiencia láser, el ESA provoca la disminución de la eficiencia láser diferencial cuando la potencia de bombeo sobrepasa los 100mW (ver figura 2.7, curva 2).

El modelo propuesto del EDFL proporciona una herramienta útil para la optimización del láser. Por otra parte, permite explicar algunas características resultantes del ESA en la aparición del EDF a longitudes de onda de bombeo y láseo. El modelo presentado es consistente con el estudio experimental de la eficiencia del EDFL. Los resultados experimentales y los resultados de la simulación numérica concuerdan de manera excelente.

2.8 REFERENCIAS

[2.1] C.H. Yeh, F.Y. Shih, S. Wen, C.W. Chow, S. Chi, Opt. Comm. 282 (2009) 546.

[2.2] H. Sakata, H. Yoshimi, Y. Otake, Opt. Comm. 282 (2009) 1179.

[2.3] X.S. Liu, L. Zhan, X. Hu, H.G. Li, Q.S. Shen, Y.X. Xia, Opt. Comm. 282 (2009) 2913.

[2.4] S. Shahi, S.W. Harun, N.S. Shahabuddin, M.R. Shirazi, H. Ahmad, Opt. and Laser Technol. 41 (2009) 198.

[2.5] P. Perez-Millan, A. Diez , J.L. Cruz, M.V. Andres, Opt. Comm. 282 (2009) 621.

[2.6] Y.O. Barmenkov, A.V. Kiriyanov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J.L. Cruz, M.V. Andrés, IEEE Photonics Technol. Lett. 19 (2007) 480.

[2.7] A.D. Guzmán-Chávez, Y.O. Barmenkov, A.V. Kiriyanov, F. Mendoza-Santoyo, Opt. Comm. 282 (2009) 3775.

[2.8] O. Xu, S.H. Lu, S.C. Feng, Z.W. Tan, T.G. Ning, S.S. Jian, Opt. Comm. 282 (2009) 962.

[2.9] Y.O. Barmenkov, A.V. Kiriyanov, P. Pérez-Millán, J.L. Cruz, M.V. Andrés, IEEE J. Quantum Electron. 44 (2008) 718.

[2.10] Z. Fu, D. Yang, W. Ye, J. Kong, Y. Shen, Opt. and Laser Technol. 41 (2009) 392.

- [2.11] E. Yahel, O. Hess, A.A. Hardy, J. Lightwave Technol. 24 (2006) 1601.
- [2.12] A. Escuer, S. Jarabo, J.M. Alvarez, Opt. Comm. 187 (2001) 107.
- [2.13] F. Sanchez, B. Meziane, T. Chartier, G. Stephan, P.L. François, Appl. Opt. 34 (1995) 7674.
- [2.14] A.D. Guzmán-Chávez, Y.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, Appl. Phys. Lett. 92 (2008) 191111.
- [2.15] Y.O. Barmenkov, A.V. Kiriyanov, A.D. Guzmán-Chávez, J.L. Cruz, M.V. Andrés, J. Appl. Phys. 106 (2009) 083108.
- [2.16] M.J.F. Digonnet, ed. Rare-earth doped fiber lasers and amplifiers. Second ed. Marcel Dekker, New York, 2001, chapters 1 and 11.
- [2.17] R.S. Quimby, W.J. Miniscalco, B. Thompson, J. Appl. Phys. 76 (1994) 4472.
- [2.18] F. Sanchez, P. Le Boudec, P.L. François, G. Stephan, Phys. Rev. A 48 (1993) 2220.
- [2.19] A.V. Kir'yanov, Y.O. Barmenkov, Opt. Express 13 (2005) 8498.
- [2.20] E. Desurvire, Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications. John Wiley & Sons, New York, 1994, chapter 4.
- [2.21] A. Othonos, K. Kalli, Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing. Artech House, Boston, 1999, chapter 2.

Capítulo 3

“Modelo distribuido para un láser DFB dopado con erbio de onda continua”

- 3.1 Introducción.
- 3.2 Efecto del ESA en la eficiencia de un láser de fibra DFB dopado con erbio.
- 3.3 Ecuaciones de balance.
- 3.4 Modelo del ED-DFB-FL.
- 3.5 Resultados del modelado.
- 3.6 Optimización del ED-DFB-FL.
- 3.7 Conclusiones.
- 3.8 Referencias.

3.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se discute acerca de un modelo para un modelo distribuido para un láser DFB dopado con erbio de onda continua (*Erbium-doped distributed feedback fiber laser*). Este modelado está basado en un enfoque de la matriz fundamental y cuenta con todos los tipos de pérdidas, incluyendo la pérdidas que específica el fabricante (*background*) de la fibra activa, y las originadas por la absorción del estado excitado (ESA) inmanente a los iones de erbio. Se ha demostrado en el capítulo anterior que las pérdidas por ESA es el principal factor para limitar la eficiencia láser.

El modelo que se analiza en este capítulo permite optimizar los parámetros del láser incluyendo la transmitancia debida por el coeficiente de acoplamiento κL (*strength*) en la FBG en dB, y la posición del defecto de fase (π -*phase defect*). Se demuestra que a partir de la aplicación de este procedimiento, la razón de conversión de bombeo-signal puede ser incrementada en un 60% para el mismo dispositivo, con longitud y condiciones de bombeo.

3.2 EFECTO DEL ESA EN LA EFICIENCIA DE UN LÁSER DE FIBRA DFB DOPADO CON ERBIO

Los láseres de fibra de sílica (FLs) dopados con Erblio (ED) son atractivas fuentes ópticas que demuestran una amplia gama de longitudes de onda de operación, incluyendo las bandas de comunicación S, C y L [3.1], posibles multilongitud de onda [3.2, 3.3], ancho espectral muy estrecho [3.4], mono polarizado, un estable Q - *Swich*, *mode locking* y operaciones de solitón [3.5 - 3.8], generación del súper continuo [3.9, 3.10], etc. La información distribuida o *distributed feedback* (DFB) de los ED-FLs poseen de las principales ventajas de los EDFLs. Son compactos, prometedoras fuentes de luz para aplicaciones en comunicaciones, incluyendo la generación de microondas [3.11, 3.12], sensores [3.13, 3.16], espectroscopía [3.17], etc.

Un DFB-FL usualmente consiste en una rejilla de Bragg uniforme (FBG) grabada en una fibra óptica dopada con una tierra rara. A fin de mantener solo una frecuencia láser, generalmente se induce un cambio de valores π en la fase de la rejilla espacial en medio de la FBG. DFB-FLs son dispositivos de un solo modo longitudinal con estrecho pico espectral (*arrow line*) [3.15 , 3.18], con una alta razón o relación señal- ruido [3.18]. Para mantener la monopolarización, varias técnicas han sido aplicadas, incluyendo un cambio de fase dependiente de la polarización [3.19 , 3.20], manteniendo la polarización con fibra activa [3.21], FBG birrefringentes [3.22], auto inyección del *locking* [3.23], etc. DFB FLs han demostrado que oscilan en los regímenes de onda continua y en Q switch [3.15 , 3.24].

También es conocido que los ED-DFB-FLs no están libres de algunas desventajas, por ejemplo, tienen una relativa baja eficiencia comparado con los DFB FL dopados con iterbio. Por ejemplo, un ED DFB FL de onda continua se ha demostrado que la potencia de salida de un lado es menor que 1 mW [3.23], mientras que la potencia de salida dopado con iterbio puede ser en el orden de los cientos de mW [3.25], se supone que la razón de una baja eficiencia en un ED DFB FL es la presencia del ESA observada en las fibras dopadas con Erbio (EDFs) a la longitud de onda de bombeo y de laseo [3.26 , 3.27].

El objetivo del trabajo en este capítulo es presentar un modelo distribuido de ED-DFB-FL. El modelo se basa en un enfoque de la matriz fundamental [3.28]. Esta toma en cuenta las pérdidas de la fibra activa por Background y por ESA observadas en los iones de erbio a ambas longitudes de onda, la de bombeo y la de laseo. Se considero que un ion de erbio colocado en una matriz de sílice fundida puede ser descrito por un diagrama de energía de 5 niveles [3.27]. Se supone que el láser trabaja en un régimen de una sola polarización y que las interacciones entre los iones de erbio vecinos pueden ser ignorados [3.29 , 3.30].

El modelo toma en cuenta o representa la ganancia a la longitud de onda de láser, la absorción del bombeo, pérdidas por ESA, todas ellas tomadas como dependientes de la distancia a lo largo de la FBG y las pérdidas de la fibra por *Background*. También se muestra que las pérdidas por ESA son el factor principal que limita la eficiencia del láser. También se demuestra que la potencia de salida de un solo lado (*one-side*) del ED-DFB-FL puede ser incrementada cambiando el defecto de fase π (π -phase defect) de la mitad o media de la FBG, simultáneamente incrementando el *strength* en la FBG. La dependencia del *strength* óptimo en la FBG corresponde a la eficiencia máxima en su longitud.

3.3 ECUACIONES DE BALANCE

Con lo antes mencionado se asume que las transiciones de iones de erbio incorporados a la matriz de sílice se describen mediante un diagrama simplificado de energía mostrado en el capítulo anterior (ver figura 2.1). Cada nivel es marcado por la etiqueta comúnmente usada para los colectores de energía y por el número de orden.

Para este estudio se escogió una fibra con baja concentración de erbio para asegurar una despreciable contribución del up conversión [3.29- 3.30]. El modelo tiene en cuenta todas las transiciones radiativas y no radiativas mostradas en la figura 2.1, de la cual se observa que la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ corresponden a la absorción del estado base (GSA, *Ground state absorption*) con bombeo de $\lambda_p=978 \text{ nm}$ y láser a $\lambda_s=1530 \text{ nm}$. La transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ corresponde a la emisión estimulada (SE) a esas longitudes de onda. La absorción del estado excitado (ESA) se describe por las transiciones ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ a una longitud de onda de bombeo y ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ a una longitud de onda de láser, estas transiciones se observan cuando los niveles 2 y 3 tienen una población diferente de cero. Las líneas cercanas correspondientes a los niveles ${}^4F_{7/2}$, ${}^2H_{11/2}$, y ${}^4S_{3/2}$, en conjunto forman un solo nivel, el nivel 5.

Realizando esas suposiciones, las ecuaciones de balance en estado de equilibrio para láser de onda continua están dadas por las siguientes ecuaciones.

$$\frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s}N_1 - \frac{\sigma_{21}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \quad (3.1a)$$

$$\frac{\sigma_{13}I_p}{h\nu_p}N_1 - \frac{\sigma_{31}I_p}{h\nu_p}N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{35}I_p}{h\nu_p}N_3 + \frac{N_4}{\tau_{43}} = 0 \quad (3.1b)$$

$$\frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} = 0 \quad (3.1c)$$

$$\frac{\sigma_{35}I_p}{h\nu_p}N_3 - \frac{N_5}{\tau_{54}} = 0 \quad (3.1d)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 \quad (3.1e)$$

Donde h es la constante de Planck, ν_p , ν_s son la frecuencia de bombeo, señal (láser), σ_{ij} son las secciones transversales para las transiciones $i \rightarrow j$, t_{ij} es el tiempo de decaimiento entre los niveles i y j , I_p , I_s son las intensidades de bombeo y de la señal, N_i es la población que corresponde a los niveles del Er^{3+} , N_0 es la densidad de iones de Er^{3+} concentrados en el núcleo de la EDF

La solución de las ecuaciones anteriores se describe con detalle en la referencia [3.27]. Allí se introduce una notación normalizada de la población de Er^{3+} en los niveles: $n_i = N_i/N_0$. Introducido en la referencias [3.27, 3.31], y análogamente como se vio en el subcapítulo 2.3 se tiene que:

$\epsilon_p = \sigma_{35}/\sigma_{13}$, y $\epsilon_s = \sigma_{24}/\sigma_{12}$, son los parámetros ESA para el bombeo y señal, $\gamma_1 = \tau_{21}/\tau_{32}$ y $\gamma_2 = \tau_{53}/\tau_{21}$ son parámetros temporales, $\xi_p = \sigma_{31}/\sigma_{13}$ y $\xi_s = \sigma_{21}/\sigma_{12}$ son los coeficientes que caracterizan los radios de las secciones transversales de SE a GSA para longitudes de onda para bombeo (λ_p) y señal (λ_s). $s_p = I_p/I_p^{\text{sat}}$ y $s_s = I_s/I_s^{\text{sat}}$, son los parámetros de saturación para bombeo, señal. Las intensidades de saturación están definidas como $I_p^{\text{sat}} = h\nu_p/\sigma_{13}\tau_{21}$ y $I_s^{\text{sat}} = h\nu_s/\sigma_{12}\tau_{21}$. Tenga en cuenta que las intensidades normalizadas son igual a las potencias normalizadas

y se encuentran con $s_{p,s} = P_{p,s} / P_{p,s}^{sat} = I_{p,s}(r=0) / I_{p,s}^{sat}$, donde $P_{p,s}^{sat} = I_{p,s}^{sat} A_{p,s}$ son las potencias de saturación de bombeo y de señal, y $A_{p,s}$ son las áreas del haz gaussiano para bombeo y señal. Todos los parámetros de la fibra están presentados en la tabla 3.1 que se encuentra en el Apéndice II.

3.4 MODELO DEL ED-DFB-FL

En este modelo, se escogió una fibra Thorlabs estándar M-12/980/125 como fibra activa. Como se observa en la figura 3.2, la fibra presenta una máxima ganancia $g = 3.82 \text{ m}^{-1}$, una máxima señal de baja absorción $\alpha_0 = 4.2 \text{ m}^{-1}$, ambas medidas a 1530nm. La línea segmentada etiquetada con g_0 es el espectro de ganancia recalculado usando el conocido espectro ESA medido para un EDF (“net gain”) [3.26].

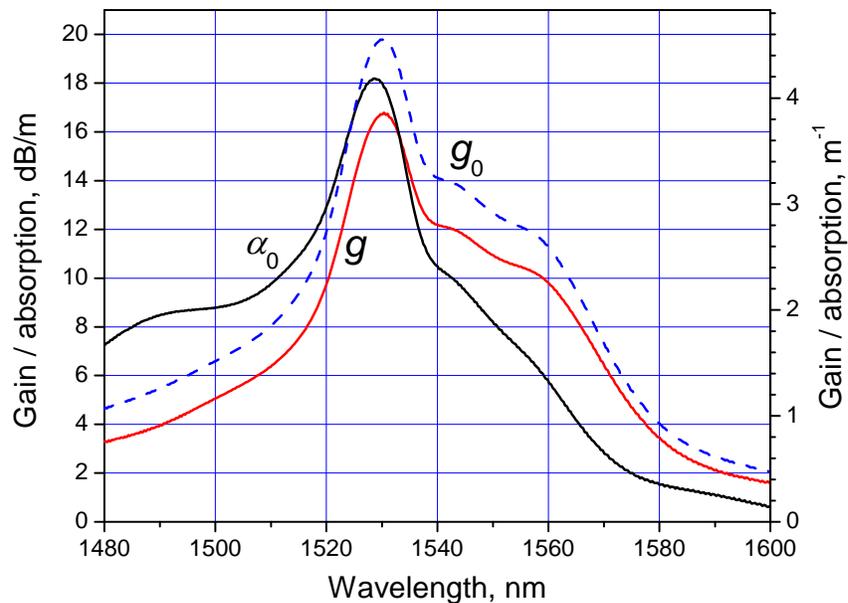


Figure 3.2. Espectro del *low-signal absorption* α_0 y la ganancia saturada g para señales pequeñas medidas para la fibra EDF M-12/980/125 (líneas continuas). La línea punteada corresponde al espectro de la ganancia recalculado usando el espectro ESA medido para la EDF.}

Se asumió que el núcleo de la fibra esta homogéneamente dopado con una densidad de iones de erbio $N_0 = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ de la absorción conocida, apertura numérica NA, longitud de onda de corte λ_c , y el factor de traslape a la longitud de onda de la señal Γ_s (ver tabla 3.1), la concentración de iones fuera del núcleo es cero. El núcleo de la fibra dopada con Erbio M-12/980/125 no contiene pentóxido de fósforo (P_2O_5) que es usado para incrementar la solubilidad en Er_2O_3 en fibras con alto dopaje, y al mismo tiempo, elimina la fotosensibilidad de la fibra a 244nm, longitud de onda del láser de argón de doble frecuencia utilizado para grabar la FBG. Por lo tanto, en este caso se puede grabar la rejilla de Bragg en el núcleo de la EDF después del procedimiento de hidrogenización preliminar.

Se asume que el ED-DFB-FL consiste en una sección ideal de fibra *step index* de longitud L, con una rejilla de Bragg uniforme grabada a lo largo de toda la longitud de la fibra (ver figura 3.3). El periodo de la rejilla de Bragg se escoge con el fin de reflejar la onda de la señal con longitud de onda de $\lambda_s = 1530 \text{ nm}$

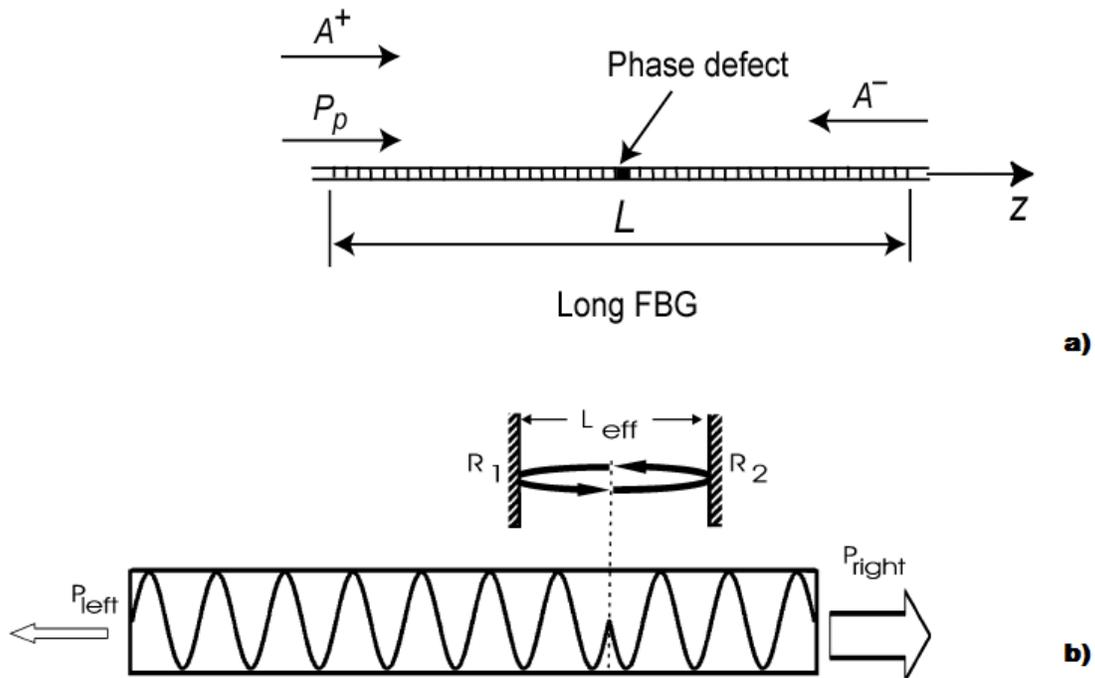


Figure 3.3. a) Diagrama esquemático del DFB-FL, b) Efecto del defecto de fase en el láser DFB [3.36].

Se tiene que la longitud efectiva viene dada por las siguientes ecuaciones [3.37].

$$L_{eff} = \frac{\lambda_0}{2\pi\Delta n} \tanh\left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda_0} L\right) \quad (3.2a)$$

$$L_{eff} = L \frac{\sqrt{R}}{2 \arctan(\sqrt{R})} \quad (3.2b)$$

La ecuación que describe la propagación de la potencia de bombeo a través del láser de fibra en la dirección z esta dada como

$$\frac{ds_p(z)}{dz} = -\alpha_p(z)s_p(z), \quad (3.2c)$$

Donde $\alpha_p(z)$ es encontrada como se describe en la referencia [3.31] .

$$\alpha_p(z) = \alpha_{p0} [n_1(z) - (\xi_p - \varepsilon_p)n_3(z)] + \alpha_{BGp}, \quad (3.2d)$$

Donde α_{p0} es la absorción de baja señal de la fibra medida a la longitud de onda de bombeo y α_{BGp} son las pérdidas de la fibra por *Background* a la longitud de onda de bombeo.

Las ecuaciones que describen las variaciones en la amplitud de dos ondas de señal (láser) contrapropagandose $A^+(z) = \sqrt{s_s^+(z)}$ y $A^-(z) = \sqrt{s_s^-(z)}$ (donde los signos “+” y “-” se refiere a la dirección de propagación de las ondas, positivo o negativo de la dirección z) se encuentra a partir de las ecuaciones de onda acopladas grabadas por *zero-detunning* desde la longitud de onda de resonancia de la estructura DFB con el defecto π colocado en medio del DFB [3.33].

En la figura siguiente (Figura 3.3 c) se muestra la variación de la transmitancia con respecto a la sintonización del valor del defecto de fase (*detunning*).

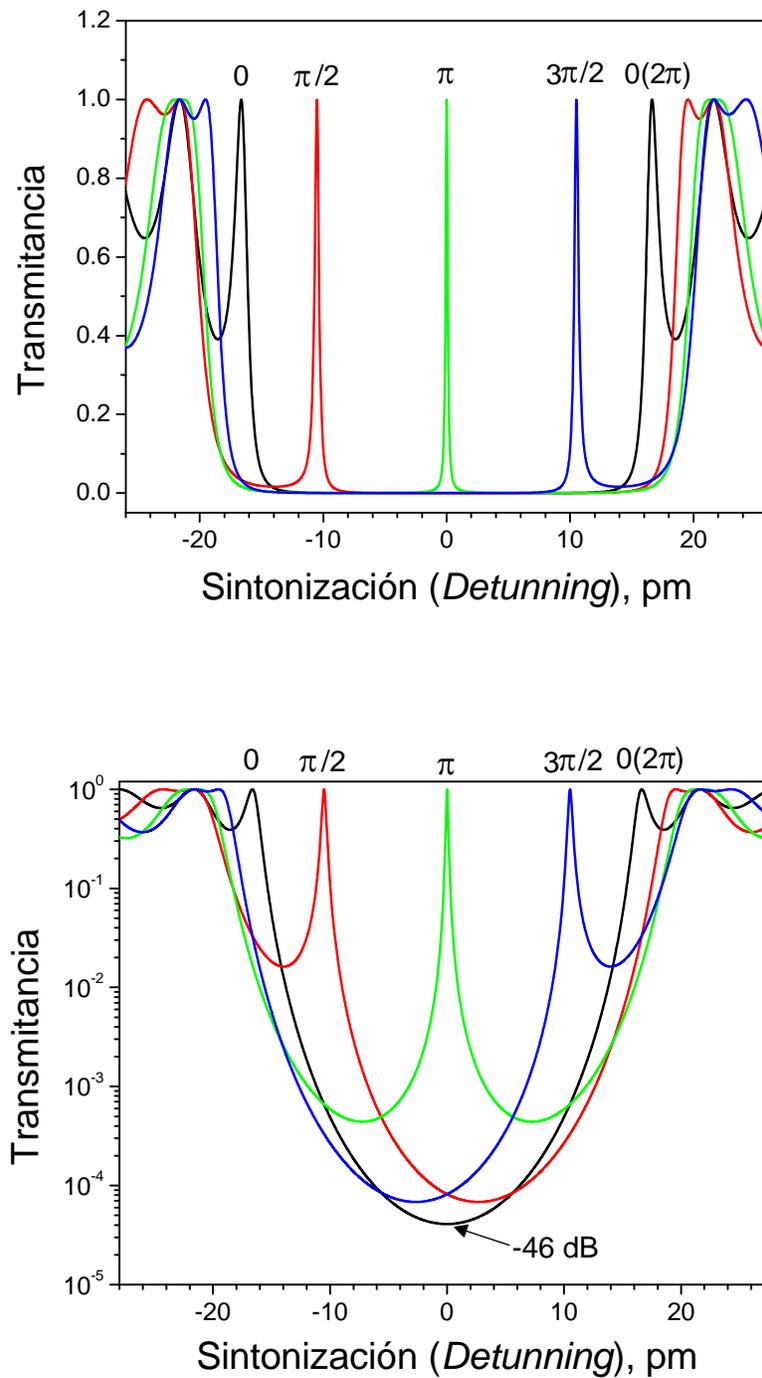


Figura 3.3 c. La imagen muestra el efecto del corrimiento de la transmitancia con respecto al valor del defecto de fase. La curva negra muestra el caso sin el defecto de fase. Para el caso del modelo, el defecto de fase tiene un valor de π (Curva verde). Longitud de rejilla = 10 cm, transmisión sin defecto = - 46 dB.

$$\frac{dA^+}{dz} = g(z)A^+(z) + i\kappa A^-(z) \quad (3.3a)$$

$$\frac{dA^-}{dz} = -g(z)A^-(z) - i\kappa A^+(z) \quad (3.3b)$$

Donde $g(z)$ es la ganancia dependiente de z para amplitudes de la onda de laseo, y $\kappa = \pi\Delta n/\lambda_s$ es el coeficiente de acoplamiento de la FBG (Δn es la amplitud de la rejilla de fase y $\lambda_s = c/v_s$ es la longitud de onda de laseo). La ganancia en amplitud de la fibra depende de la población de los niveles del Erbio [3.31].

$$g(z) = \frac{\alpha_{s0}[(\xi_s - \varepsilon_s)n_2(z) - n_1(z)] - \alpha_{BGs}}{2}, \quad (3.4)$$

Donde α_{BGs} es la absorción de baja señal de la fibra medida a la longitud de onda de señal, α_{s0} son las pérdidas de *background* en la fibra a la longitud de onda de laseo. En el modelo, la emisión espontánea es ignorada porque se ha observado que su potencia es insignificante en estructuras cortas de DFB.

Usando las ecuaciones (3.2c, 3.2d) a (3.4) uno puede introducir la matriz de transferencia para una sección corta del DFB ($\Delta z = L/N$), donde N es el número en el cual el láser de fibra DFB es dividido:

$$\begin{bmatrix} s_{p,k} \\ A_k^+ \\ A_k^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\alpha_{p,k} & 0 & 0 \\ 0 & g_k & i\kappa \\ 0 & -i\kappa & -g_k \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} s_{p,k-1} \\ A_{k-1}^+ \\ A_{k-1}^- \end{bmatrix} \times \Delta z, \quad (3.5)$$

Donde $k = 0 \dots N$ es el número de secciones de fibra para el modelo distribuido. La matriz de cambio de fase T_π corresponde al punto o defecto de fase π ubicado en el centro de la FBG [3.33] ($z = 5$ cm) es representado por:

$$T_{\pi} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(i\pi/2) & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-i\pi/2) \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Las ecuaciones (3.2c, 3.2d) a (3.4) deben seguir las siguientes condiciones de frontera (ver figura 3.2):

$$s_p(0) = s_{p,0} = P_{p0}/P_p^{sat} \quad (3.7a)$$

$$A^+(0) = A_0^+ = 0 \quad (3.7b)$$

$$A^-(L) = A_N^- = 0 \quad (3.7c)$$

Donde $s_p(0)$ es la potencia de bombeo normalizada en la fibra medida a la entrada del DFB FL. Observe que la potencia de la onda de laseo es encontrada como $P_s^{\pm}(z) = s_s^{\pm}(z)P_s^{sat} = |A_s^{\pm}(z)|^2 P_s^{sat}$.

3.5 RESULTADOS DEL MODELADO

Para analizar las características del ED-DFB-FL, se resolvieron las ecuaciones de razón (3.1) y la ecuación de la matriz del láser (3.5), (3.6) junto con las condiciones de frontera (3.7).

El procedimiento de la simulación se basa en una solución numérica de las ecuaciones (3.5) y (3.6), a partir del conocido $s_p(0)$ y $A^+(0) = 0$, un valor $A^-(0)$ que se obtiene variándolo hasta la condición de frontera (3.7c) sea cumplida o satisfecha. Nos hemos limitado para el caso común cuando la longitud de onda de laseo es $\lambda_s = 1530$ nm, en el que la fibra dopada con erbio presenta una máxima ganancia, la longitud de onda de bombeo es $\lambda_p = 978$ nm (Pico de absorción del Er^{3+} para la transición $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$), la potencia de bombeo es $P_p(z=0) = 100$ mW, y la longitud de la rejilla es $L = 10$ cm.

Elegimos las pérdidas del Background en la longitud de onda de bombeo y de láseo para que sean igual a las pérdidas de *Background* medidas a 1100, 1200 nm (α_{BG}), También se considera que el DFB-FL opera a una polarización y que el defecto de fase π es colocado en medio de la FBG.

En primer lugar, se ha estudiado la dependencia de la potencia de salida del láser con respecto al *strength* de la rejilla κL en tres casos (ver figura 3.4):

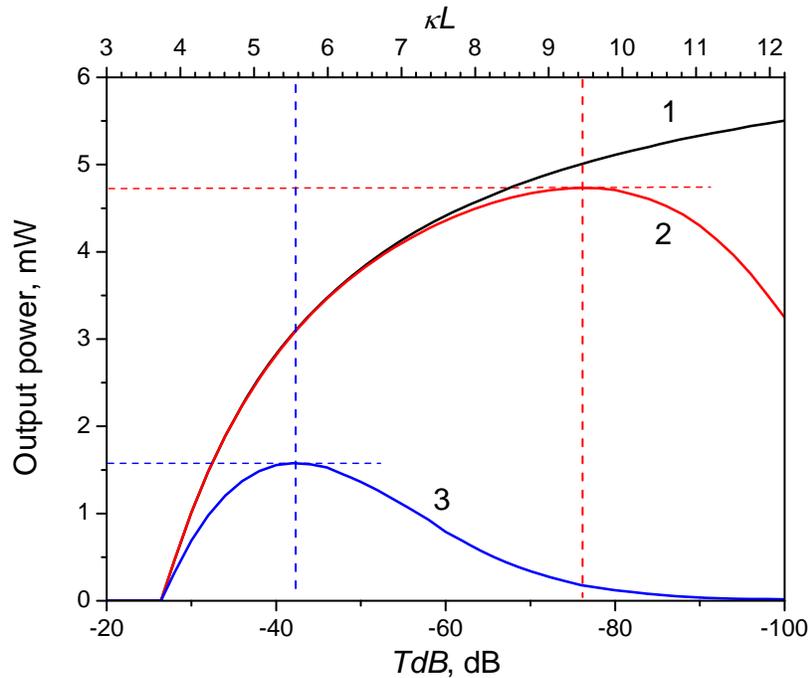


Figure 3.4. Dependencia de la potencia de salida con respecto a la FBG strength.

(i) cuando las pérdidas por la transición ESA y por *Background* no son consideradas (curva 1), (ii) cuando solo las pérdidas por *Background* son consideradas (curva 2) y (iii) cuando todas las pérdidas son consideradas (curva 3). Se puede ver en todos los casos que no se genera láseo cuando el valor del *strength* en la FBG κL es menor a 3.7 (la transmisión de la FBG a λ_s medida en dB es $TdB = -26.4$ dB), que se explica por la insuficiente retroalimentación en la cavidad láser. Por otra parte, en el caso donde todas las pérdidas son ignoradas, la potencia del láser se incrementa monótonamente con el crecimiento del *strength* en la FBG.

Esta curva es muy similar a la presentada en la referencia [3.16] . Sin embargo, si las pérdidas por *Background* son consideradas ($\alpha_{BG} = 6.5$ dB/km, ver Tabla 3.1), la potencia del láser alcanza un máximo de $\kappa L = 9.5$ ($TdB = -76$ dB) y luego cae (ver curva 2 de la figura 3.4). La máxima potencia calculada en un lado es de 4.75 mW. Una situación más dramática es cuando aparte de las pérdidas por *Background*, las pérdidas por ESA son consideradas (ver curva 3 de la figura 3.4). En éste caso la *strength* óptima en la FBG es cambiada a un valor comparativamente bajo, $\kappa L = 5.6$ ($TdB = -42$ dB), y la potencia de salida máxima disminuye aproximadamente a 1.5mW. De esta manera se puede concluir que las pérdidas por ESA es el factor principal limitante de la eficiencia láser.

Para explicar porque la eficiencia del láser baja, se encuentra razonable compararla con la distribución de la potencia total de la señal y las ganancias de la señal de encontrarse en $\kappa L = 9.5$ (la eficiencia óptima de la FBG cuando solo se consideran las pérdidas por *Background*) y en $\kappa L = 5.6$ (optimización cuando se toman en cuenta todas las pérdidas), observe la figura 3.5.

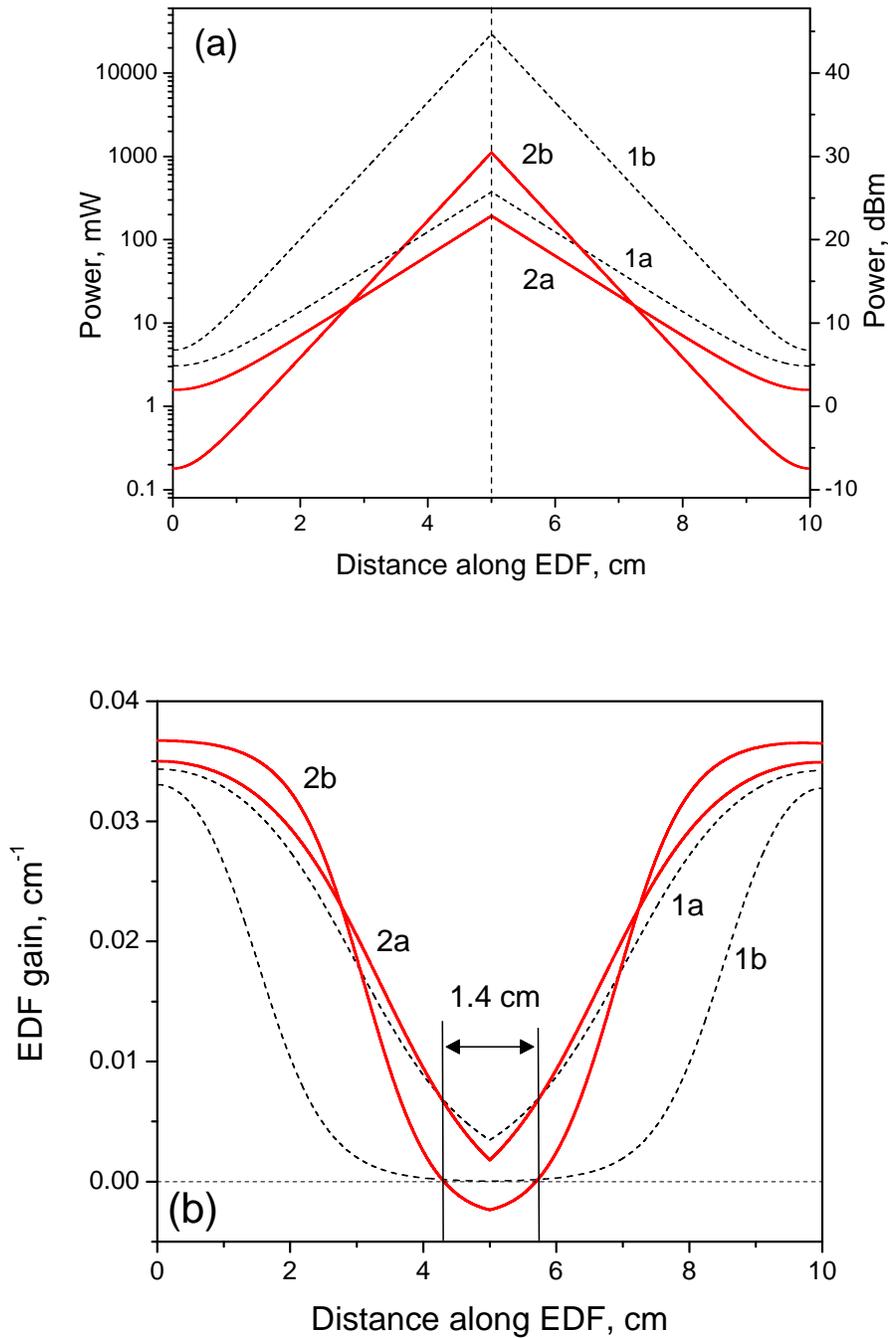


Figure 3.5. Distribución de la potencia total del láser (a), y (b) la ganancia de la fibra g_s a lo largo de la estructura DFB. Para ambas figuras, la “1” corresponde al modelo en donde se excluye el efecto por pérdidas ESA, las curvas “2”, corresponde al modelo incluyendo las pérdidas por ESA. Las curvas etiquetadas con “a” corresponde a la condición $\kappa L = 5.6$ y “b” a la condición $\kappa L = 9.5$.

La figura 3.5a ilustra la distribución de la intensidad total de la señal ($P_s^+(z) + P_s^-(z)$), dentro de la estructura del láser DFB. Se ve que una cantidad muy grande de potencia del láser se produce alrededor del defecto de fase inducido en $z = 5$ cm: la máxima potencia alcanza 30 W a la *strength* óptima del FBG cuando no se toma en cuenta el ESA ($\kappa L = 9.5$ ver curva 1b, figura 3.5), y desciende a 1W cuando se incluyen las pérdidas por ESA en el modelo (curva 2b, figura 3.5). En la parte final de la FBG la potencia del láser decrece aproximadamente a 38 dB.

Otra situación es observada cuando las ondas del láser se han calculado para la *strength* óptima de la FBG se encuentra cuando todas las pérdidas son consideradas ($\kappa L = 5.6$, ver curva 1a y 2a de la figura 3.5). A esta *strength* en FBG la potencia máxima cae de 370 mW a 190 mW (sin y con pérdidas ESA respectivamente). En la parte final de la fibra la potencia del láser decrece aproximadamente a 21 dB, que es mucho menor que en el caso cuando $\kappa L = 9.5$.

En la figura 3.5b se ilustra la distribución de ganancia que corresponde al caso discutido anteriormente. Se ve que la ganancia de la EDF cae prácticamente a cero alrededor del defecto de fase. Por otra parte, si las pérdidas por ESA son incluidas al modelo y la eficiencia de la FBG es alta ($\kappa L = 9.5$), la ganancia es negativa en un intervalo de ± 0.7 cm alrededor del defecto de fase (ver curva 2b de la figura 3.5). Note que este intervalo (1.4 cm) es más amplio que la longitud efectiva de la cavidad DFB, $L_{eff} \approx 1/\kappa = 1.05$ cm. Esta sección de 1.4cm de la FBG almacena cerca del 75% de toda la energía láser de la cavidad. Así, una gran cantidad de energía almacenada dentro de la cavidad es empleada en las transiciones ESA, lo cual decrece dramáticamente la eficiencia del láser. Si las pérdidas por ESA se excluyen del modelo, la ganancia siempre es positiva, pero en el amplio intervalo es prácticamente cero (± 1 cm cerca del defecto de fase, ver curva 1b de la figura 3.5). Estos 2 cm de la sección de la FBG es dos veces más amplia que la longitud efectiva L_{eff} y almacena cerca del 85% de toda la energía en la cavidad. En ambos casos discutidos aquí, el medio de presentación de una

ganancia positiva esta muy lejos de la cavidad efectiva del DFB, por lo tanto, la señal láser es amplificada por las secciones de fibra tendidas fuera de la cavidad efectiva.

3.6 OPTIMIZACION DEL ED-DFB-FL

En esta sección se analiza la dependencia óptima de la *strength* de la FBG en la que la potencia de salida alcanza su máximo, sobre la longitud de la FBG. Aplicando el procedimiento descrito en la sección 3.4 y considerando las pérdidas por *Background* y ESA se calcula la dependencia de la potencia de salida del DFB-FL en el rango común de longitudes de la FBG, de 4 cm hasta 20 cm (ver figura 3.6). Se observa que la *strength* óptima de la rejilla decrece monótonamente de $\kappa L = 6.8$ ($L = 4$ cm) a $\kappa L = 4.7$ ($L = 20$ cm) cuando la longitud de la FBG aumenta. Al mismo tiempo la potencia de salida aumenta monótonamente de 0.5 mW a 3.5 mW. Por lo tanto, cuanto más larga es la longitud de la FBG, mayor la potencia de salida del DFB-FL encontrada a la *strength* óptima de la FBG.

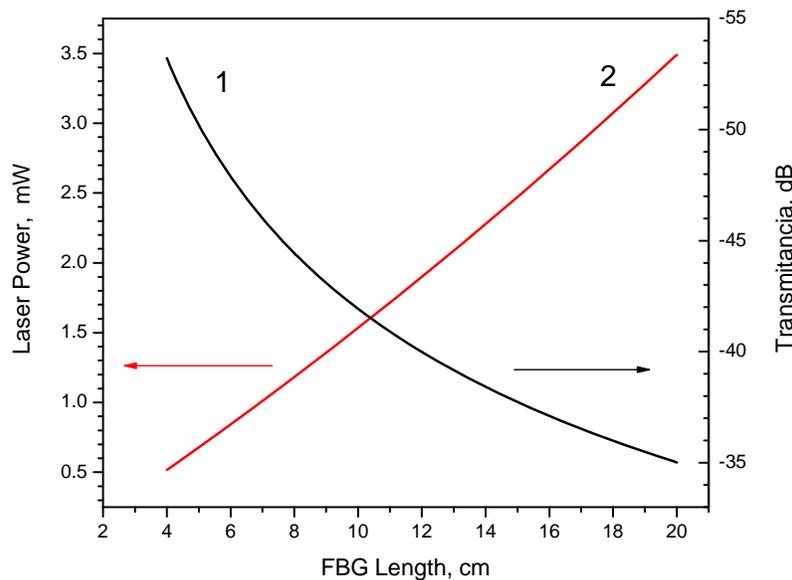


Figure 3.6. Dependencia de la *strength* óptima del la FBG (curva 1) y la potencia de salida *one-side* (curva 2) con respecto a la longitud de la FBG.

Nótese que la amplitud de la FBG óptima corresponde a la variación de la longitud de la rejilla, la cual varía dentro del rango de 8.3×10^{-5} hasta 1.15×10^{-5} con el aumento de la longitud de la FBG de 4cm a 20cm. Tenga en cuenta que estos valores son fácilmente alcanzables en EDFs comerciales con el núcleo de la fibra basado en sílica codopado con Al-Ge, incluida la fibra usada en este modelo. Los datos presentados en la figura 3.6 se adaptaron con las siguientes funciones analíticas que pueden ser utilizadas en la optimización del EDF-DFB-FL (observe la curva sólida de la figura 3.6):

$$TdB = -76.3L^{-0.26} \quad (3.8)$$

$$P_s[\text{mW}] = -0.098 + 0.147L + 0.00162L^2 \quad (3.9)$$

Aparte de la optimización del DFB-FL basado en el grabado de la rejilla con la *strength* óptima, otro método basado en variar la posición del defecto de fase es propuesta en [3.34]. Se observa que la potencia de un solo lado (*one side*) obtenida en un DFB-FL asimétrico codopado con Yb-Er alcanza el máximo a un cierto desplazamiento, ΔL , del defecto de fase de la mitad del DFB-FL [3.35].

El valor óptimo de ΔL depende de la *strength* en la FBG, y por otra parte la *strength* óptima en la FBG, y a su vez, depende del valor de desplazamiento. Los resultados de la optimización del ED-DFB-FL con respecto a la variación del defecto de fase se muestran en la siguiente figura. Aquí solo se discute el caso en donde la longitud de la FBG es de 10cm, el valor π del defecto de fase es aplicado, y las pérdidas por *Background* y por transición ESA son aplicadas también.

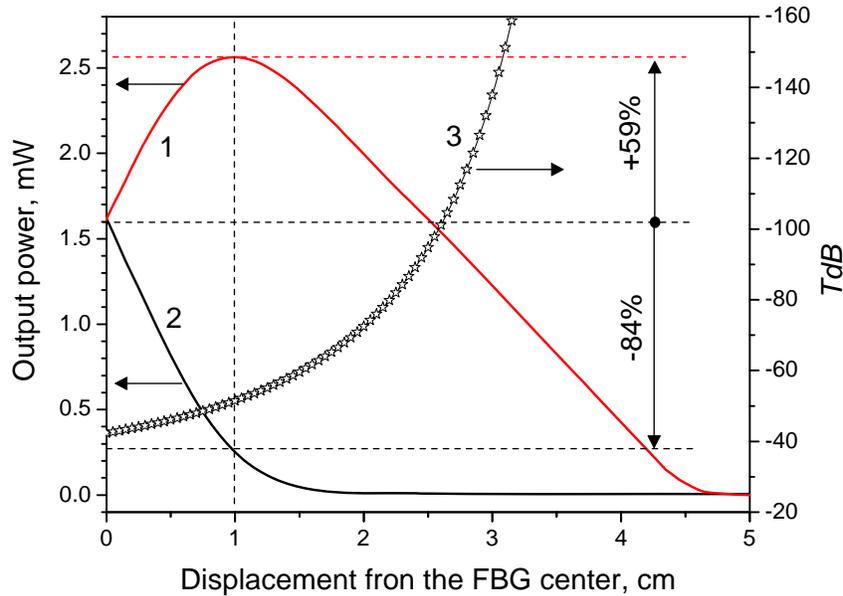


Figura 3.7. Dependencia de la potencia de salida del ED-DFB-FL para el lado derecho (curva 1), y para la potencia de salida de lado izquierdo (curva 2) con respecto al desplazamiento del defecto de fase desde el centro de la FBG. La *strength* óptima de la FBG es mostrada con la curva 3.

En la figura 3.7 se muestra la potencia de salida del láser desde la derecha (curva 1) y de la izquierda (curva 2), estas salidas del DFB-FL dependen del cambio del defecto de fase, por lo tanto, el procedimiento de optimización es el siguiente: para cada desplazamiento ΔL la *strength* óptima de la FBG cambia en relación con la potencia de salida de la derecha del DFB-FL (ver curva 3, figura 3.7). Por lo tanto, los valores de la potencia de salida del FL correspondientes a la derecha e izquierda se obtienen con la *strength* de la FBG indicadas con la curva 3 de la figura 3.7, diferente para cada desplazamiento ΔL . Es fácil ver que la potencia de salida de la derecha se incrementa en un 59% cuando el cambio del defecto de fase se desplaza 1 cm a la derecha desde el centro de la FBG (cambio óptimo), y al mismo tiempo la *strength* de la FBG se aumenta de $\kappa L = 5.6$ (-42 dB) a $\kappa L = 6.6$ (-51 dB). En estas condiciones la potencia de salida de la izquierda disminuye un 84%.

Un simple cambio en el defecto de fase en FBG aumenta los resultados en el menor incremento de la potencia de salida de un lado (aproximadamente 2.7%) [3.34]. Es interesante notar que cuando $L=10$ cm, la reflexión óptima de las partes de las secciones separadas de la FBG por el defecto de fase es igual a 0.984 en el caso simétrico, y 0.979 en el lado derecho y 0.998 en el lado izquierdo para un defecto de fase en caso asimétrico.

Para entender mejor el efecto de aumentar la potencia medida de un lado del DFB-FL, se encontró razonable demostrar las distribuciones de la potencia de la señal a lo largo de la cavidad DFB, cada señal contrapropagándose por separado (ver figura 3.8).

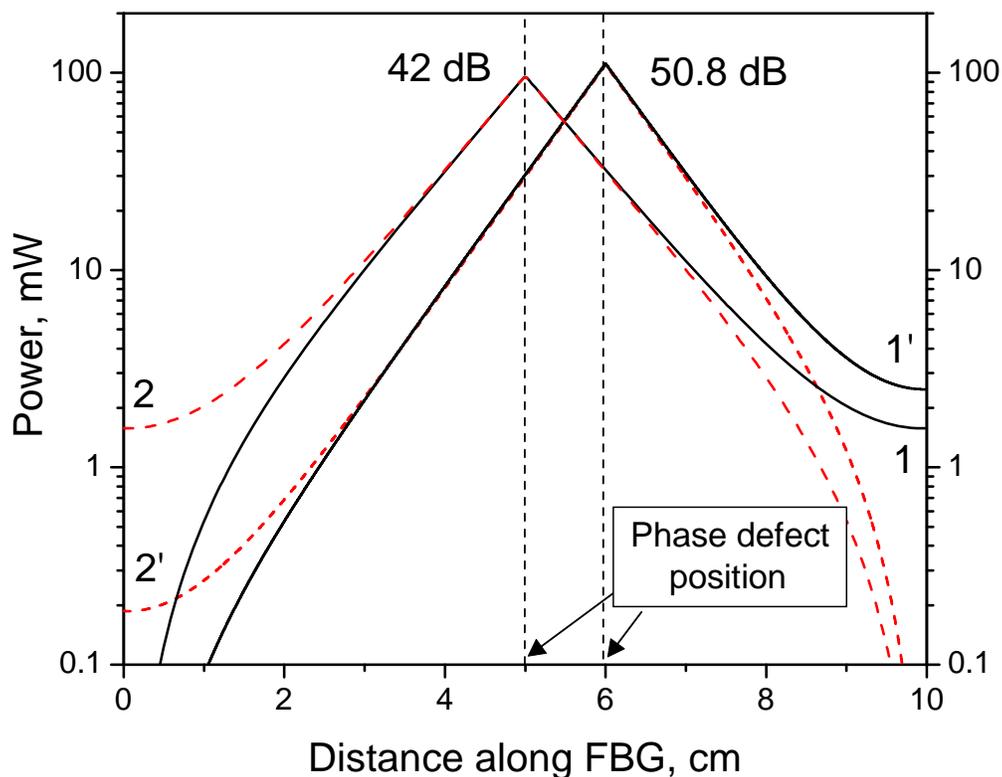


Figura 3.8. Distribución de la onda de láser viajando hacia la derecha (curvas sólidas 1 and 1') , onda de láser viajando a la izquierda (curva punteadas 2 and 2'). Las curvas 1 y 2 corresponden a DFB-FL simétrico, y las curvas 1' y 2' a la antisimétrica.

Se puede observar que cuando el defecto de fase esta en medio de la FBG, la distribución de ondas son casi simétricas y las potencias de salida iguales entre si. Cuando el defecto de fase es cambiado o desplazado 1 cm hacia la derecha (condiciones óptimas para la salida láser de la derecha) las distribuciones no son simétricas, la sección izquierda (más fuerte) del FBG trasmite mucho menor potencia de señal que la sección derecha (la mas débil) de la FBG. Téngase en cuenta que esta situación es común para los láseres de fibra convencionales Fabry-Perot, en la cual la máxima eficiencia es alcanzada cuando los acopladores de la cavidad tienen o son de reflexiones muy diferentes.

3.7 CONCLUSIONES

Se describió el modelo de distribución de un láser de fibra DFB dopado con erbio. El modelo esta basado en dos ondas viajeras contrapropagandose tomando en cuenta un diagrama de energía de 5 niveles para el ion erbio, la absorción de estado excitado (ESA) para longitudes de onda de bombeo y de laseo, así como las pérdidas de *Background*. Para resolver las ecuaciones del láser se aplicó el método de la matriz fundamental.

Usando el modelo, se mostró que las pérdidas originadas por el ESA siempre son observadas en fibras dopadas con erbio, las cuales afectan fuertemente los parámetros que optimizan el láser. Por ejemplo, tomando en cuenta las pérdidas por efecto ESA en el modelo, la *strength* óptima de la FBG decrece fuertemente así como la potencia de salida del láser. Por lo tanto, las pérdidas por ESA son el factor principal que limita la eficiencia del láser. El modelo predice la potencia de salida esta ligeramente sobreestimada con respecto a los resultados experimentales obtenidos del laser DFB basado en un EDF.

También se demostró que la eficiencia de un solo lado del ED-DFB-FL puede ser aumentada hasta un 60% aproximadamente por el desplazamiento o cambio del defecto de fase π desde la mitad de la FBG hacia la dirección de la principal salida del láser con incrementos simultáneos de las *strength* del DFB por ciertos valores.

Este modelo presentado en este capítulo es una herramienta muy importante y poderosa para optimizar ED-DFB-FLs de diferentes longitudes y diferentes longitudes de onda de bombeo. Este modelo no se limita solo los *DFB fiber laser*, también puede ser aplicado para obtener la distribución de láseres basados en reflectores de Bragg en EDF, u otros dispositivos donde exista FBG grabadas en Fibras dopadas con erbio.

3.8 REFERENCIAS

- [3.1] Q. Wang and Q. X. Yu, *Laser Phys. Lett.* 6, 607 (2009).
- [3.2] H. Ahmad, R. Parvizi, K. Dimiyati, M. R. Tamjis, and S. W. Harun, *Laser Phys.* 20, 1414 (2010).
- [3.3] S. Shahi, S. W. Harun, and H. Ahmad, *Laser Phys. Lett.* 6, 454 (2009).
- [3.4] A. D. Guzmán-Chávez, Y. O. Barmenkov, A. V. Kiriyanov, and F. Mendoza-Santoyo, *Opt. Commun.* 282, 3775 (2009).
- [3.5] N. K. Chen, Z. Z. Feng, and S. K. Liaw, *Laser Phys. Lett.* 7, 363 (2010).
- [3.6] S. W. Harun, R. Akbari, H. Arof, and H. Ahmad, *Laser Phys. Lett.* 8, 449 (2011).
- [3.7] H. Zhang, D. Y. Tang, L. M. Zhao, Q. L. Bao, K. P. Loh, B. Lin, and S. C. Tjin, *Laser Phys. Lett.* 7, 591 (2010).
- [3.8] D. Mao, X. M. Liu, L. R. Wand, X. H. Hu, and H. Lu, *Laser Phys. Lett.* 8, 134 (2011).
- [3.9] M. R. A. Moghaddam, S. W. Harun, R. Akbari, and H. Ahmad, *Laser Phys. Lett.* 8, 369 (2011).
- [3.10] L. R. Wang, X. M. Liu, Y. K. Gong, D. Mao, and H. Feng, *Laser Phys. Lett.* 8, 376 (2011).
- [3.11] M. Jiang, B. Lin, P. P. Shum, S. C. Tjin, X. Y. Dong, and Q. Z. Sun, *Applied Optics* 50, 1900 (2011).

[3.12] J. Fu, D. Chen, B. Sun, and S. Gao, *Laser Phys.* 20, 1907 (2010).

[3.13] H. Arellano-Sotelo, Y. O. Barmenkov, and A. V. Kiriyanov, *Laser Phys. Lett.* 5, 825 (2008).

[3.14] S. M. Idris, F. Abdullah, M. H. Al-Mansoori, M. Z. Jamaludin, and N. M. Din, *Laser Phys.* 20, 855 (2010).

[3.15] A. C. L. Wong, W. H. Chung, H. Y. Tam, and C. Lu, *Laser Phys.* 21, 163 (2011).

[3.16] G.A. Cranch, G.M.H. Flockhart, and C.K. Kirkendall, *IEEE Sensors J.* 8, 1161 (2008).

[3.17] N. Arsad, M. Li, G. Stewart, and W. Johnstone, *J. Lightw. Technol.* 29, 782 (2011).

[3.18] A. Suzuki, Y. Takahashi, M. Yoshida, and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 19, 1463 (2007).

[3.19] A. Fraser, M. Bernier, J.-D. Deschênes, E. Weynant, J. Genest, and R. Vallée, *Optics Lett.* 35, 1046 (2010).

[3.20] W. Fan, B. Chen, X. Li, L. Chen, and Z. Lin, *Optics Commun.* 204, 157 (2002).

[3.21] A. A. Vlasov, D. E. Churin, and S. A. Babin, *Laser Phys.* 20, 2045 (2010).

[3.22] Y. O. Barmenkov, A. V. Kiriyanov, J. Mora, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 28 (2005).

[3.23] X. H. Li, X. M. Liu, Y. K. Gong, H. B. Sun, L. R. Wang, and K. Q. Lu, *Laser Phys. Lett.* 7, 55 (2010).

[3.24] C. Cuadrado-Laborde, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, A. Díez, J. L. Cruz, and Y. O. Barmenkov, *Opt. Lett.* 33, 2590 (2008).

[3.25] S. A. Babin, D. V. Churkin, A. E. Ismagulov, S. I. Kablukov, and M. A. Nikulin, *Laser Phys. Lett.* 4, 428 (2007).

[3.26] A. D. Guzmán-Chávez, Y. O. Barmenkov, and A. V. Kiriyanov, *Appl. Phys. Lett.* 92, 191111 (2008).

[3.27] Y. O. Barmenkov, A. V. Kiriyanov, A. D. Guzmán-Chávez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, *J. Appl. Phys.* 106, 083108 (2009).

[3.28] M. Yamada and K. Sakuda, *Appl. Opt.* 26, 3474 (1987).

[3.29] F. Sanchez, P. Le Boudec, P. L. François, and G. Stephan, *Phys. Rev. A* 48, 2220 (1993).

[3.30] A. V. Kiriyanov and Y. O. Barmenkov, *Opt. Express* 13, 8498 (2005).

[3.31] S. A. Kolpakov, Y. O. Barmenkov, A. D. Guzman-Chavez, A. V. Kiriyanov, J. L. Cruz, A. Díez, and M. V. Andrés, *IEEE Quant. Electron.* 47, 928 (2011).

[3.32] A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Artech House, Boston, 1999), chapter 2.

[3.33] D. N. Maywar and G. P. Agrawal, *IEEE Quant. Electron.* 33, 2029 (1997).

[3.34] V. C. Lauridsen, J. J. Povlsen, and P. Varming, *Electron. Lett.* 34, 2028 (1998).

[3.35] K. Yelen, L. M. B. Hickey, and M. N. Zervas, *IEEE Quant. Electron.* 40, 711 (2004).

[3.36] Kuthan Yelen, Mikhail N. Zervas, and Louise M. B. *Journal of lightwave technology*, vol. 23, no. 1, january 2005.

[3.37] Yuri O. Barmenkov, Dobryna Zalvidea, Salvador Torres-Peiró, Jose L. Cruz, and Miguel V. Andrés. 10 july 2006 / vol. 14, no. 14 / *optics express* 6394



“Conclusiones”

CONCLUSIONES

En este trabajo se realizó el modelo distributivo de dos sistemas láser de Fibra dopados con Erblio. Para el primer caso un EDFL con rejillas de Bragg como acopladores, y para el segundo caso, un DFB-FL. Para ambos sistemas *fiber laser*, se demostró que el factor principal para la limitación de la eficiencia láser es debido al efecto de transiciones ESA.

Para el primer sistema se analizó un modelo distribuido de un láser de fibra de onda continua dopado con erbio. Este modelo se basa en dos ondas contra propagándose que viajan por el láser el cual es modelado por un sistema de energía de 5 niveles para los iones de erbio, la absorción de estado excitado para longitudes de onda de bombeo y láser, y la amplificación de emisión espontánea. Los resultados obtenidos del modelo considerando una distribución radial de población en los niveles del ion erbio (modelo RDP) fueron comparados con otros resultados derivados de un modelo en donde se ignoró esta distribución. Se demostró además que el ESA afecta en gran medida a la eficiencia del láser y la reflectividad óptima del espejo de salida, en el que la potencia de salida del láser llega a su valor máximo. Si la longitud de la EDF es de 4m y una potencia de bombeo de 200mW, la reflectividad óptima es cercana al 66% cuando no se toma en cuenta ESA, y 11% cuando el ESA es considerado. La eficiencia del láser para estos dos casos difiere en aproximadamente de una relación de 2:1. Además de la reducción de la eficiencia láser, el ESA provoca la disminución de la eficiencia láser diferencial cuando la potencia de bombeo sobrepasa los 100mW. El modelo presentado fue contrastado con el estudio experimental de la eficiencia del EDFL. Los resultados experimentales y los resultados de la simulación numérica concuerdan de manera excelente.

Para el segundo sistema o estructura *fiber laser*, se describió el modelo de distribución de un láser de fibra DFB dopado con Erbio. El modelo esta basado en dos ondas viajeras contra-propagándose tomando en cuenta un diagrama de energía de 5 niveles para el ion erbio, la absorción de estado excitado (ESA) para longitudes de onda de bombeo y de laseo, así como las pérdidas de *background*. Tomando en cuenta las pérdidas por efecto ESA en el modelo, la *strength* optima de la FBG decrece fuertemente así como la potencia de salida del láser. Por lo tanto, las pérdidas por ESA es el factor principal que limita la eficiencia del láser. El modelo predice la potencia de salida esta ligeramente sobreestimada con respecto a los resultados experimentales obtenidos del láser DFB basado en un EDF. Esta sobreestimación es debida por la posible falta de uniformidad de la FBG al momento de ser fabricada. También se demostró que la eficiencia de un solo lado del ED-DFB-FL puede ser aumentada hasta un 60% aproximadamente por el desplazamiento o cambio del defecto de fase π desde la mitad de la FBG hacia la dirección de la principal salida del láser con incrementos simultáneos de las fuerza del DFB para ciertos valores.

Estos modelos son una herramienta muy útil para optimizar ED-DFB-FLs de diferentes longitudes o diferentes longitudes de onda de bombeo. Este modelo no se limita solo a los *DFB fiber laser*, también puede ser aplicado para obtener la distribución de láseres basados en reflectores de Bragg en EDF, u otros dispositivos donde exista FBG grabadas en Fibras dopadas con erbio. Así que este trabajo abre muchas líneas de investigación. Además de lo antes dicho, al finalizar estos proyectos ha abierto una curiosidad enorme en aplicar modelos distributivos a diferentes sistemas *fiber laser*.

APÉNDICE I

TABLA 2.1

Parameters used in modeling.

Parameter	Value	Units
Low-signal absorption at 978 nm ^a	$\alpha_{p0} = 0.012$	cm^{-1}
Low-signal absorption at 1531 nm ^a	$\alpha_{se0} = 0.016$	cm^{-1}
Low-signal absorption at 1550 nm ^a	$\alpha_{s0} = 0.0069$	cm^{-1}
Back-ground (scattering) loss ^b	3.1	dB/km
Fiber numerical aperture ^b	$NA = 0.24$	
Cut-off wavelength ^b	$\lambda_c = 940$	nm
Fiber core diameter ^c	3.0	μm
ESA parameter at 978 nm ^d	$\epsilon_p = 0.95$	
ESA parameter at 1531 nm ^{d,e}	$\epsilon_{se} = 0.17$	
ESA parameter at 1550 nm ^{d,e}	$\epsilon_s = 0.22$	
SE/GSA cross-section ratio at 976 nm ^d	$\xi_s = 1.08$	
SE/GSA cross-section ratio at 1531 nm ^{d,e}	$\xi_s = 1.08$	
Saturation power at 976 nm ^d	$P_p^{sat} = 0.380$	mW
Saturation power at 1531 nm ^{d,e}	$P_{se}^{sat} = 0.287$	mW
Saturation power at 1550 nm ^f	$P_s^{sat} = 0.626$	mW
Relaxation time for ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ transition ^{d,e}	$\tau_{21} = 10$	ms
Relaxation time for ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition ^{d,e}	$\tau_{32} = 5.2$	μs
Relaxation time for ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition ^{d,e}	$\tau_{43} = 5$	ns
Relaxation time for $({}^4F_{7/2}/{}^2H_{11/2}/{}^4S_{3/2}) \rightarrow {}^4I_{9/2}$ transition ^d	$\tau_{54} = 1$	μs
Er^{3+} concentration in the fiber core ^g	$N_0 = 6.5 \times 10^{18}$	cm^{-3}

^a Experimental data.

^b Supplier data.

^c Estimated value based on the values of NA and λ_c provided by supplier.

^d Data from Ref. [15].

^e Data from Ref. [14].

^f Estimation made using the values of the fiber absorption at 1531 nm and 1550 nm, the saturation power at 1531 nm, and the wave modal radii at 1531 nm and 1550 nm.

^g Estimation made using the fiber absorption, the saturation power, and the wave modal radius, all at 1531 nm.

APÉNDICE II

TABLA 3.1

Parameters used in modeling

Parameter	Value	Units
Low-signal absorption at 978 nm ^a	$\alpha_{p0} = 0.012$	cm ⁻¹
Low-signal absorption at 1530 nm ^a	$\alpha_{s0} = 0.016$	cm ⁻¹
Back-ground (scattering) loss ^b	6.5	dB/km
Fiber numerical aperture ^b	$NA = 0.22$	
Cut-off wavelength ^b	$\lambda_c = 940$	nm
ESA parameter at 978 nm ^c	$\epsilon_p = 0.95$	
ESA parameter at 1530 nm ^{c,d}	$\epsilon_s = 0.17$	
SE/GSA cross-section ratio at 978 nm ^c	$\xi_p = 1.08$	
SE/GSA cross-section ratio at 1530 nm ^{c,d}	$\xi_s = 1.08$	
Saturation power at 978 nm ^c	$P_p^{sat} = 0.380$	mW
Saturation power at 1530 nm ^{c,d}	$P_s^{sat} = 0.287$	mW
Relaxation time for ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ transition ^{c,d}	$\tau_{21} = 10$	ms
Relaxation time for ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition ^{c,d}	$\tau_{32} = 5.2$	μ s
Relaxation time for ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition ^{c,d}	$\tau_{43} = 5$	ns
Relaxation time for $({}^4F_{7/2}/{}^2H_{11/2}/{}^4S_{3/2}) \rightarrow {}^4I_{9/2}$ transition ^c	$\tau_{54} = 1$	μ s
Er ³⁺ concentration in the fiber core ^e	$N_0 = 1.6 \times 10^{19}$	cm ⁻³

^aExperimental data.

^bSupplier data.

^cData from Ref. [27].

^dData from Ref. [26].

^eEstimation made using the low-signal EDF absorption at 1530 nm, NA and λ_c .