

TESIS DEFENDIDA POR
Gabriela Alvarez Mota
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director del Comité

Dr. Anatoli Khomenko Filatova
Miembro del Comité

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Miembro del Comité

Dra. Beatriz Cordero Esquivel
Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov
*Coordinador del programa de
posgrado en Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias
Rosales
Director de Estudios de Posgrado

26 de agosto de 2007

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**ANÁLISIS EXPERIMENTAL DEL MODELO DE GILES USADO PARA
LA CARACTERIZACIÓN DE FIBRAS DOPADAS CON ERBIO**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

GABRIELA ALVAREZ MOTA

Ensenada, Baja California, México, agosto del 2008.

RESUMEN de la tesis de **Gabriela Alvarez Mota**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California. Agosto 2008.

ANÁLISIS EXPERIMENTAL DEL MODELO DE GILES USADO PARA LA CARACTERIZACIÓN DE FIBRAS DOPADAS CON ERBIO

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director de Tesis

Los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio, EDFAs por sus siglas en inglés, han adquirido gran importancia dentro de las comunicaciones ópticas debido a su operación en la región de 1.55 μm . Entre sus aplicaciones se incluyen aplicaciones terrestres, submarinas y sistemas de CATV. El objetivo de este trabajo es el de evaluar la variación inducida en la predicción del coeficiente de ganancia modificando los parámetros usados para determinar las secciones transversales de absorción. El estudio de la metodología de medida de estos parámetros es importante ya que a pesar de la extensa variedad de modelos y resultados que se pueden encontrar dentro de la literatura, no existe acuerdo sobre el procedimiento de medida que debe seguirse. Esta información es vital para describir las propiedades de amplificación de las fibras dopadas con erbio, empleando ya sea un modelo microscópico o uno de bloques. En este trabajo se usó el enfoque microscópico debido a que es el más utilizado [Giles y Desurvire, 1991]. Para describir las propiedades de amplificación de la fibra este modelo usa las ecuaciones de flujo de población, los coeficientes de emisión y absorción y la estructura de la fibra. Para determinar los coeficientes de absorción y de ganancia (emisión estimulada), en esta tesis se trabajó con señales de banda angosta (monocromáticas) y señales de banda ancha (espectro blanco); además de un bombeo de saturación a 980nm para el caso de ganancia. La muestra utilizada tiene una concentración media de erbio (Er^{3+}). Se obtuvieron medidas directas de absorción y emisión empleando muestras cortas de fibra, que mostraron una dependencia importante con el valor de las potencias empleadas para la señal y principalmente con la longitud de la fibra. Cuando estos parámetros de medida no son adecuados generan efectos no deseados como corrimientos y huecos espectrales (SHB). Los valores calculados para las secciones transversales de emisión difieren al menos en un orden de magnitud con respecto a los valores medidos en forma directa. Se considera que esto se debe a que en la metodología de medición usada [Giles *et al.*, 1991] participan otros fenómenos que en el modelo usado se consideran despreciables.

Palabras Clave: secciones transversales, amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA).

ABSTRACT of the thesis presented by **Gabriela Alvarez Mota** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in optoelectronics. Ensenada, Baja California, México. August 2008.

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF THE MODEL OF GILES USED FOR THE CHARACTERIZATION OF ERBIUM-DOPED FIBERS

The erbium-doped fiber amplifiers, known by their English acronym as EDFAs, have acquired great importance in optical communications due to their operation in the 1.55 μm region. Their applications include terrestrial, submarine and CATV systems. The objective of this work is to evaluate the variation induced in the prediction of the gain coefficient when some measurement parameters used to determine the absorption cross sections are modified. Studying the measurement methodology is important given that although there is an extensive variety of models and results in scientific literature, there is no agreement on the measurement procedure that must be followed. This information is vital to describe the properties of amplification of erbium-doped fiber amplifiers using either a microscopic or an analytical model. This work is based on the most commonly used microscopic approach [Giles and Desurvire, 1991]. To describe the amplification properties of the fiber this model uses population flow equations, the coefficients of emission and absorption and the fiber structure. This investigation used narrow band (monochromatic) and broadband signals (white spectrum) to determine the gain and absorption coefficients (stimulated transitions); saturation pumping at 980 nm was also used for gain determination. The sample that is used has a medium erbium (Er^{3+}) concentration (960 ppm weight). Direct measures of absorption and emission using short fiber samples showed an important dependency with the signal power used and particularly with the fiber length. When these parameters of measurement are inadequate, they generate unwanted effects like wavelength shifts and spectral hole burning (SHB). The values calculated for the emission cross-sections differ at least in an order of magnitude with respect to the values measured directly. It is concluded that the methodology used by Giles and collaborators [1991] neglects the contributions of phenomena that cannot be considered insignificant for the sample we used.

Key words: cross-sections, erbium fiber doped amplifier (EDFA).

Dedico este trabajo a mis padres y hermanas que han estado presentes a cada paso de mi vida, llenándola de amor y confianza.

Agradecimientos

Agradezco a mis padres Julieta Mota y Luis G. Alvarez por el apoyo que me han dado a lo largo de todos mis proyectos, a mis hermanas Minerva y Atenea B. Alvarez por el amor, y la confianza que siempre han tenido en mí.

A mis buenos amigos Héctor Cruz, Ernesto Ledesma, Raúl Borja, Pedro Piza, David Domínguez, Felipe Ortiz, Josué E. Castillo, Fernando Pérez y Omar Champo que estuvieron a lo largo de este viaje que fue la maestría. Sin olvidar a mis nuevos amigos y compañeros de cubo Claudia I. García y Toño Arias.

A mi gran amigo Irwin A. por su gran apoyo.

A la Dra. Diana Tentori por permitirme trabajar a su lado, por su gran dedicación, apoyo en mi trabajo de tesis y su gran paciencia.

A los integrantes de mi comité de tesis Dr. Anatoli Khomenko, Víctor Ruiz, y a la Dra. Bety Cordero por sus comentarios y apoyo en este trabajo de tesis.

A Miguel Farfán, por su gran apoyo en el laboratorio y sus amenas charlas.

Al Dr. Horacio Soto por su apoyo con el equipo de laboratorio que nos prestó.

A la doctora Elena Tchaikina y sus alumnas Paty y Noemí, por facilitarnos la clivadora con tanta rapidez.

A todos mis maestros por guiarme y compartir sus conocimientos a través de toda mi formación académica.

A Isaac Fimbres y Pedro Leree por su gran apoyo técnico.

Al personal del CICESE por su eficiencia y apoyo en todos mis trámites Norma A. Fuentes, Citlali Romero, Dolores Sarracino, Ivonne Best, Ana Gallego, Carmen Ochoa, Olga Badillo, y Deyanira Juárez.

Al personal de la biblioteca Ceci González y Lupita Morales por su amable trato.

Y finalmente agradezco a CICESE y CONACYT por la oportunidad y el apoyo que me proporcionaron para llevar a cabo estos estudios de maestría.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xv
Capítulo I. Introducción	1
I.1 Objetivo.....	2
I.2 Metas.....	2
I.3 Organización de la tesis.....	3
Capítulo II. Absorción y emisión de luz	4
II.1 Espectroscopia.....	4
II.1.1 Línea espectral.....	5
II.1.2 Emisión espontánea.....	6
II.1.3 Emisión estimulada.....	6
II.1.4 Absorción.....	6
II.2 Secciones transversales.....	7
II.2.1 Definición de sección transversal.....	7
II.3 Transiciones entre niveles no degenerados.....	8
II.3.1 Coeficientes de Einstein.....	9
II.3.2 Secciones transversales para un sistema no degenerado.....	12
II.3.3 Diagrama de Jablonski básico del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$	13
II.3.4 Tiempo de vida del fotón.....	13
II.4 Transiciones entre niveles degenerados.....	14
II.4.1 Efecto Stark.....	15
II.4.2 Diagrama de Jablonski de un sistema degenerado.....	15
II.4.3 Degeneración en el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$	15
II.4.4 Transiciones ópticas en el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$	17
II.5 Modelo de Fuchtbauer-Ladenburg.....	18
II.7 Modelo de McCumber.....	22
II.8 Cambio en el concepto de sección transversal.....	24

CONTENIDO (continuación)

Capítulo III. Ganancia.....	26
III.1 Ganancia en amplificadores de fibra óptica dopada con erbio (EDFA).....	26
III.1.1 Ecuaciones de población para el modelo de tres niveles del Er^{3+}	26
III.2 Ganancia en amplificadores de fibra.....	30
III.2.1 Ganancia para señal pequeña.....	31
III.2.2 Régimen de saturación.....	33
III.3 Emisión espontánea amplificada.....	34
Capítulo IV. Metodología experimental.....	37
IV.1 Absorción en banda ancha. Arreglo experimental.....	37
IV.1.1 Absorción de banda ancha. Desarrollo experimental.....	39
IV.2 Coeficiente de ganancia. Arreglo experimental.....	41
IV.2.1 Coeficiente de ganancia de banda ancha. Metodología experimental.....	42
IV.3 Coeficiente de absorción para banda angosta. Arreglo experimental.....	44
IV.3.1 Coeficiente de absorción para banda angosta. Desarrollo experimental.....	45
IV.4 Tiempo de vida de la fluorescencia. Arreglo experimental.....	45
IV.4.1 Tiempo de vida de la fluorescencia. Desarrollo experimental.....	47
Capítulo V. Resultados de absorción y emisión.....	48
V.1 Coeficiente de absorción.....	48
V.1.1 Parámetros usados para la medición del coeficiente de absorción de muestras de sílice dopado con erbio (vidrios y fibras ópticas).....	48
V.1.2 Absorción para una fibra (INO NOI 402K5) usando señales monocromáticas.....	51
V.1.3 Resultados medidos para absorción usando señales de entrada de banda ancha.....	58
V.1.4 Influencia longitudinal de la fibra en los coeficientes de absorción...	65
V.2 Coeficiente de ganancia.....	69
V.2.1 Metodologías para la medición del coeficiente de ganancia para fibras de vidrio de sílice dopado con erbio.....	70
V.2.2 Resultados medidos para emisión estimulada. Señales de entrada de banda ancha.....	71
V.2.3 Emisión para una fibra (INO NOI 402K5) de longitud menor a un metro.....	81
V.3 Tiempo de vida de la fluorescencia. Resultados.....	83
Capítulo VI. Secciones transversales de absorción y emisión.....	85
VI.1 Modelo de Giles.....	86
V.1.1 Factor de traslape.....	87
VI.2 Secciones transversales de absorción. Resultados experimentales.....	90

CONTENIDO (continuación)

	Página
VI.2.1 Secciones transversales de absorción para señales monocromáticas. Longitud de la muestra 12.8cm.....	90
VI.2.1.1 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción para señales monocromáticas.....	93
VI.2.2 Secciones transversales de absorción de banda ancha. Longitud de la muestra 5.8 cm.....	94
VI.2.3 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de banda ancha.....	97
VI.3 Secciones transversales de emisión. Resultados experimentales.....	98
VI 3.1 Secciones transversales de absorción en banda ancha. Longitud de la muestra 5.4cm.....	98
VI.3.2 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de emisión de banda ancha.....	100
VI.4 Sección transversal de absorción vs. Sección transversal de emisión.....	102
Capítulo VII. Discusión final y conclusiones.....	105
Conclusiones.....	109
Literatura Citada.....	112
Apéndice A.....	115
Apéndice B.....	117
Apéndice C.....	120
Apéndice D.....	122

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		Página
1	Transiciones posibles de la interacción de un átomo con un fotón. (a) emisión espontánea, (b) emisión estimulada, (c) absorción.....	6
2	Rebanada delgada de espesor Δz con densidad de población N	8
3	Diagrama de Jablonski básico del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$	13
4	Diagrama de Jablonski.....	16
5	Niveles de energía correspondientes al ion Er^{3+}	17
6	Diagrama que muestra las poblaciones determinadas por el factor de Boltzmann para estados dentro de una banda. Sistema en equilibrio térmico (a) tasa de bombeo baja y (b) mayor tasa de bombeo.....	21
7	Comparación de la sección transversal medida con la calculada a partir de la sección transversal de absorción, empleando la teoría de McCumber, según Miniscalco y Quimby (1991).....	24
8	Modelo de tres niveles para un amplificador dopado con Er^{3+}	27
9	Inversión poblacional $(N_2 - N_1)/N$ para un sistema de tres niveles..	29
10	Regiones dentro de la curva de ganancia para un EDFA.....	34
11	Potencia total ASE en propagación y en contrapropagación a lo largo de la fibra.....	35
12	Arreglo empleado para medir la absorción espectral. La señal es generada por la fibra EDF1 al ser bombeada. Empleando un aislador/multiplexor WDM se acoplan el bombeo y la señal a EDF2, la fibra cuyo coeficiente de absorción se caracteriza. La potencia del espectro de salida se mide con un analizador de espectros.....	38

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
13	Arreglo experimental empleado para medir el coeficiente de ganancia, en el EDFA ubicado a la salida del Aislador/WDM. La potencia del espectro amplificado de banda amplia se determina usando un analizador de espectros ópticos.....	42
14	Arreglo experimental para obtener el coeficiente de absorción de banda angosta.	44
15	Arreglo experimental para la medición del tiempo de vida de la fluorescencia. El chopper funciona como obturador mecánico a una frecuencia constante.....	46
16	(a) Señal de entrada (potencia de -5dBm, 0.316mW), (b) Señal a la salida de una fibra INO NOI 402K5 (12.8 cm).....	52
17	Absorción en dB de la señal (P = -5 dBm) en una EDF INO NOI 402K5 de 12.8cm.....	53
18	Coefficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -5 dBm (0.316 mW).....	54
19	Coefficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -4 dBm (0.398 mW).....	54
20	Coefficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -3 dBm (0.794 mW).....	55
21	Coefficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -2 dBm (0.794 mW).....	55
22	Coefficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -1 dBm (0.794 mW).....	56

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
23	Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de 0 dBm (1 mW).....	56
24	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de señales de entrada (bombeo de 5 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción obtenido para las señales promedio de las curvas espectrales en (a) y (b), d) Coeficiente de absorción obtenido para las señales promedio de las curvas espectrales en (a) y (b) eliminando la 7ª y la 8ª curvas.....	59
25	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 10 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	60
26	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 20 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante entre las señales promedio de (a) y (b).....	61
27	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 30 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	62
28	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 40 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	63
29	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 50 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	64

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
30	Coeficiente de absorción para un tramo corto (5.8cm) de fibra INO NOI 402K5. Estos valores se determinaron empleando el método de recorte y señales con potencias de 20 a 40 mW, espaciadas entre sí 2 mW.....	66
31	Diferencia en dB entre la potencia de la señal de entrada (P = -5 dBm) y la señal transmitida a través de una EDF INO NOI 402K5 de 150 cm.....	67
32	Coeficientes de absorción medidos para señales monocromáticas a diferentes potencias (a) -5 dBm (0.316 mW), (b) -4 dBm (0.398 mW), (c) -3 dBm (0.501 mW), (d) -2 dBm (0.631 mW), (e) -1 dBm (0.794 mW), (f) 0 dBm (1 mW), (g) 3 dBm (1.995 mW), (h) 4 dBm(2.512 mW); empleando una fibra dopada INO NOI 402K5 de 150 cm.....	68
33	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (5 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	72
34	FWHM medido para el perfil espectral de la figura 33.....	73
35	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (10 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	74
36	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (20 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	75
37	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (30 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	76

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
38	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (40 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	77
39	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (50 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	78
40	(a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (60 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).....	79
41	Potencias espectrales de entrada y de salida de un tramo corto (5.8cm) de una fibra INO NOI 402K5 con una longitud inicial de 95.9 cm. La fibra se bombeó a 980 nm usando una potencia de 30 mW.....	82
42	Cambio en la potencia espectral de un tramo de fibra corta (5.8cm) INO NOI 402K5, obtenido empleando el método del recorte. Para este tramo tan corto no se obtiene amplificación, el ruido oscila alrededor de un valor nulo.....	82
43	Cambio en la potencia espectral de entrada al amplificarse en un tramo de fibra corta (5.8cm) INO NOI 402K5, empleando el método del recorte para señales obtenidas a partir de una potencia de 20 a 40 mW espaciadas entre sí por 2 mW de potencia.....	83
44	Decaimiento del haz de fotones, empleando una potencia de bombeo de 5mW.....	84
45	Traslape entre el modo y la distribución de los iones de erbio. En general el diámetro de la fibra (r) difiere del radio de distribución de los iones de erbio en el núcleo (R).....	87

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
46	Distribución radial de los iones de erbio en una fibra monomodal y su distribución equivalente “sombbrero de copa”.....	89
47	Secciones transversales de absorción para señales monocromáticas con potencias de (a) -5 dBm, (b) -4 dBm, (c) -3 dBm, (d) -2 dBm, (e) -1 dBm, (f) 0 dBm.....	91
48	Comparación entre las secciones trasnversales de absorción de banda angosta para una potencia baja (-5dBm) con respecto de una alta (0dBm).....	92
49	Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción en banda angosta para señales de (a) -5dBm y (b) 0dBm.....	93
50	Sección transversal de absorción para diferentes potencias de bombeo.....	94
51	Sección transversal de absorción para las potencias de 5, 10, 20, 30 y 40 mW.....	95
52	Sección transversal de absorción para las potencias de 30 y 40 mW.....	96
53	Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción obtenidas para una señal obtenida empleando un bombeo de 30mW.....	97
54	Sección transversal de emisión para señales de entrada de banda ancha obtenidas bombeando otra fibra láser a diferentes potencias (5 a 60 mW).....	99
55	Sección transversal de emisión para señales de entrada de banda ancha obtenidas bombeando otra fibra láser a diferentes potencias (5 a 60 mW).....	99
56	Sección transversal de emisión para las potencias de 30 y 40mW.	100

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
57	Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción obtenidas para una señal obtenida usando un bombeo de 30 mW.....	101
58	Sección transversal de emisión σ_e vs. Sección transversal de absorción σ_a , con una señal de obtenida a partir de 30 mW.....	101
59	Desplazamiento entre la señal de entrada y la de salida para una señal de entrada con $\lambda=1546.95$ nm.....	108

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Tiempos de vida del nivel $^4I_{13/2}$ del Er^{3+} en varios vidrios.....	14
II	Especificaciones de la fibra de baja concentración (EDF1) empleada para emitir el espectro de banda ancha o señal.....	39
III	Especificaciones de la fibra de concentración media (EDF2) empleada para medir el coeficiente de absorción en banda ancha.	39
IV	Fuentes de luz utilizadas para medir el coeficiente de absorción..	49
V	Longitudes de fibra utilizadas para medir el coeficiente de absorción.....	50
VI	Variación del coeficiente de absorción (dB/m) de señales monocromáticas al modificar la potencia de la señal.....	57
VII	Recomendaciones para la evaluación del coeficiente de ganancia.....	70
VIII	Posición espectral y ancho FWHM para los coeficientes de ganancia del pico más alto, para diferentes valores de la potencia de bombeo usada para generar la señal.....	80
IX	Tiempos en el que ocurre el decaimiento del fotón para las diferentes potencias. Medida para un decremento de $1/e$ en el tiempo de decaimiento τ	84

Capítulo I

Introducción

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs) proporcionan ganancias altas con un ruido bajo en longitudes de onda importantes para las comunicaciones ópticas (operan cerca de $1.55 \mu\text{m}$). Se usan como elevadores de potencia, repetidores en línea y preamplificadores de bajo ruido. Las aplicaciones en sistemas basados en EDFAs incluyen aplicaciones terrestres, submarinas y sistemas de CATV (Digonnet, 1993).

Los primeros modelos usados pretendían operar con una ganancia espectral plana, para lo cual se requiere un conocimiento preciso de la estructura de la guía, la composición química de la fibra (dopantes y codopantes) y de las probabilidades de absorción y emisión (estimulada y espontánea).

En la actualidad, para simular el desempeño de un EDFA se emplean *dos tipos de modelos*:

- Los modelos más ampliamente usados describen a la fibra de erbio desde el punto de vista microscópico usando las ecuaciones de flujo de población y mediciones de algunos parámetros asociados a sus propiedades de emisión y absorción y a la estructura física y química de la fibra. Específicamente, requieren un conocimiento preciso de la estructura de la guía, la composición de los dopantes y codopantes y, de mediciones de su respuesta de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada por unidad de longitud. Sustituyendo los valores medidos en las ecuaciones de población se calculan numéricamente los cambios en la potencia de las señales que se propagan a lo largo de la fibra (bombeo, señal, emisión espontánea amplificada) usando diferentes modelos descritos por investigadores como Morkel y Laming, 1989; Digonnet, 1993; Giles, 1991 y Becker *et al.*, 1999.

- El otro modelo, relativamente reciente, hace uso parcial de un enfoque macroscópico y, debido a su simplicidad y exactitud se ha difundido rápidamente. En este método se mide, además de los coeficientes espectrales de absorción y emisión, el coeficiente de ganancia del EDFA. Para ello DiMuro, 2000 emplea la técnica de distorsión de la ganancia dinámica (dynamic gain tilt, DGT).

Hasta ahora los resultados obtenidos no alcanzan la precisión que los diseñadores requieren. Algunos autores [Wang y Andrejco, 2005; Boltshyansky, 2003] consideran que es necesario entender y controlar otros efectos que exhiben estas fibras, que deterioran el desempeño del amplificador; mientras que para otros [Martin *et al.*, 2001; Cheng y Xiao, 2005] lo que se requiere es mejorar la exactitud de los datos usados.

Dentro de la literatura existen varios modelos para determinar el valor de las secciones transversales (modelos macroscópicos y microscópicos) debido a que el sistema de Er^{3+} :vidrio de sílice es difícil de describir. Esto se debe a que no ha sido posible identificar la posición espectral y fuerza de las 56 transiciones ópticas posibles entre los niveles $^4I_{13/2}$ (nivel metaestable) y $^4I_{15/2}$ (nivel láser inferior) [Desurvire y Simpson, 1990; Zemon *et al.*, 1991]. Sin embargo existe un modelo ampliamente aceptado para describir el desempeño de los EDFAs, propuesto por C.R. Giles y E. Desurvire (1991) el cual considera que en el sistema Er^{3+} :sílice participan tres niveles atómicos, que pueden simplificarse a dos. Cada uno de ellos es un multiplete, desdoblado por efecto Stark. Las transiciones ópticas entre el multiplete del estado metaestable y el multiplete del estado base, forman una banda continua debido al ensanchamiento homogéneo que exhiben estas transiciones. Para incluir el perfil modal de la señal y la distribución de los iones activos en la fibra, el modelo de Giles redefine las secciones transversales incluyendo la arquitectura de la fibra.

1.1 Objetivos

El objetivo de este trabajo es analizar la precisión de medida alcanzable usando un enfoque microscópico y la metodología basada en el modelo de Giles.

1.2 Metas

Analizar la metodología de medición para la predicción del coeficiente de ganancia en

fibras ópticas dopadas con erbio.

Determinar el valor de las secciones transversales de absorción y emisión, usando el modelo de Giles.

Establecer la correspondencia entre las secciones transversales de absorción y emisión medidas.

1.3 Organización de la tesis

El contenido de este trabajo está organizado de la siguiente manera. En el Capítulo II se describe brevemente el sistema Er^{3+} :sílice modelado como un sistema de tres niveles, empleando los diagramas de Jablonski para sistemas degenerados y no degenerados, así como las transiciones posibles en el sistema. Además se describen los modelos de Fuchtbauer-Ladenburg y McCumber, empleados ampliamente a lo largo de la literatura para el cálculo de las secciones transversales de emisión, a partir de los valores medidos para las secciones transversales de absorción. En el Capítulo III se analizan los EDFAs haciendo uso de las ecuaciones de población para el modelo de tres niveles del erbio (Er^{3+}). En este mismo capítulo, suponiendo que se tiene un medio unidimensional, se define la ganancia en amplificadores de fibra considerando la ganancia para señal pequeña, el régimen de saturación y se incluye al ruido introducido por la emisión espontánea amplificada (ASE por sus siglas en inglés). En el Capítulo IV se describen los arreglos experimentales, los cuales fueron automatizados mediante un programa de matlab (Apéndice D), y la metodología empleada para realizar la medición directa del coeficiente de absorción empleando señales monocromáticas y de banda ancha, así como del coeficiente de ganancia y del tiempo de vida de la fluorescencia. En el Capítulo V se muestran los resultados experimentales obtenidos para los coeficientes de absorción y emisión estimulada (coeficiente de ganancia); así como para el tiempo de vida de la fluorescencia. En el Capítulo VI se calculan las secciones transversales obtenidas para la muestra empleada, usando el modelo propuesto por Giles y Desurvire, 1991. Finalmente en el capítulo VII se presenta una discusión final y las conclusiones obtenidas en el presente trabajo.

Capítulo II

Absorción y emisión de la luz

II. 1 Espectroscopia

La luz se emite y absorbe en pequeñas unidades denominadas fotones o cuantos, cuya energía es directamente proporcional a la frecuencia (ν), e inversamente proporcional a la longitud de onda (λ). Lo anterior queda expresado mediante la siguiente fórmula:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

donde h corresponde a la constante de Planck y c es la velocidad de la luz en el vacío. Cuando se hace incidir un haz de luz sobre un medio, los fotones interactúan con los átomos y las moléculas de ese medio. Cuando éstos absorben su energía, se produce una reducción en la energía final medida, la cual es estudiada por la espectroscopia de absorción. A su vez, como respuesta a alguna excitación, los átomos y moléculas pueden ser capaces de emitir fotones detectables y a esta interacción se le conoce como espectroscopia de emisión. Por ejemplo, la luz infrarroja origina vibraciones de los enlaces dentro de la molécula, la luz visible y la ultravioleta excitan a los electrones de los enlaces; mientras que para longitudes de onda menores, la energía es mayor e interactúan con los electrones cercanos al núcleo de un átomo o con el núcleo mismo.

En el átomo, la interacción de la luz con el núcleo no contribuye a la emisión o absorción. Debido a su lentitud y peso, para excitar al núcleo se requiere de una energía mayor que la de los fotones, por lo que la luz es absorbida por los electrones externos, que pueden saltar de una órbita a otra. La estructura atómica o molecular de la materia, así como los movimientos periódicos de las partículas que los conforman determinan las longitudes de

onda absorbidas o emitidas. Cabe señalar que la simetría de la molécula juega un papel importante en la apariencia del espectro, pues entre más sencilla sea, más sencillo será su espectro.

Por tanto, medir las longitudes de onda de los fotones emitidos por una molécula o átomo, nos permite obtener información sobre su estructura y sobre los distintos modos de movimiento periódico de sus componentes. De manera alternativa, el conocer la estructura del átomo nos permite saber a que longitudes de onda es posible excitarlo o bien, a que longitudes de onda puede emitir.

II.1.1 Línea espectral

En la interacción entre un sistema cuántico (usualmente átomos) y los fotones, se produce una línea espectral la cual puede ser una línea de emisión (línea brillante) ó una línea de absorción (línea oscura). Estas son el resultado de un exceso o deficiencia de fotones en un rango estrecho de frecuencias, en comparación con el número promedio de fotones de las frecuencias cercanas.

La línea de emisión se produce cuando un electrón de un átomo efectúa una transición de un nivel de energía mayor a uno de menor energía, emitiendo un fotón con energía y longitud de onda particulares. Su perfil espectral corresponde a un pico a la longitud de onda asociada con estos fotones, cuya intensidad relativa indica la probabilidad de ocurrencia de esta transición.

La línea de absorción se produce en un proceso contrario, cuando el electrón realiza una transición de un nivel de menor energía a otro de energía superior. Es decir, en este proceso se absorbe un fotón. Estos fotones absorbidos generalmente provienen de una radiación de fondo continua y el espectro de dicha radiación muestra una caída a la longitud de onda asociada con los fotones absorbidos.

La energía se libera en una transición hacia abajo de un electrón y se absorbe en una transición hacia arriba. Cuando un fotón interactúa con un átomo, tal es el caso que estudiamos, se producen tres formas posibles de interacción: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción (figura 1).

II.1.2 Emisión espontánea

Si el electrón se encuentra inicialmente en un nivel de mayor energía E_2 , este puede decaer espontáneamente; es decir, sin ningún estímulo externo, a un nivel de menor energía E_1 y emitir un fotón de energía $h\nu$.

II.1.3 Emisión estimulada

En el caso de la emisión estimulada, debido a la presencia de un estímulo externo¹ se produce la transición del electrón que se encuentra en un nivel de energía E_2 , a un nivel de energía menor. En este proceso se emite un fotón con la misma energía, frecuencia, fase, estado de polarización y dirección de propagación, es decir un fotón con las mismas características del fotón incidente.

II.1.4 Absorción

Finalmente, la absorción es el proceso contrario a la emisión. Si el átomo se encuentra inicialmente en un nivel de energía menor e incide un fotón, este átomo pasa a un nivel de energía mayor absorbiendo al fotón incidente.

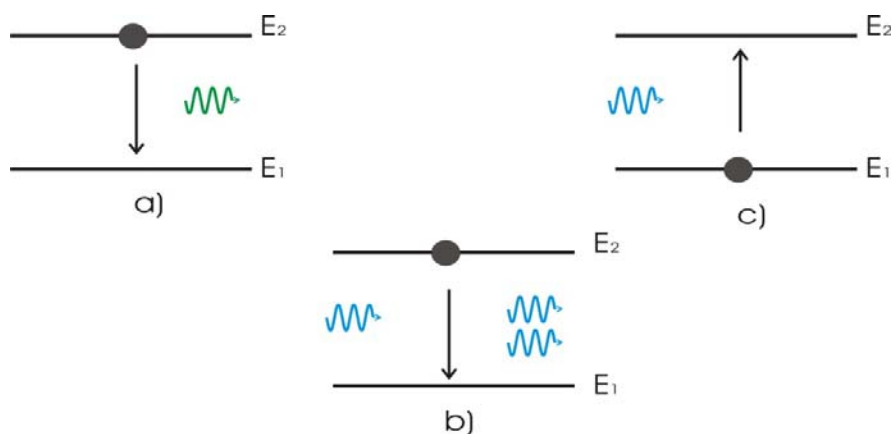


Figura 1. Transiciones posibles de la interacción de un átomo con un fotón (a) emisión espontánea, (b) emisión estimulada, (c) absorción.

¹ Campo electromagnético externo de frecuencia $\nu = (E_2 - E_1)/h$

La emisión estimulada y la absorción son transiciones estimuladas; es decir, son resultado de la interacción de un átomo con un fotón. Sin embargo, las transiciones espontáneas hacia arriba no existen por lo que para el caso de la absorción por lo general se omite el término “estimulada” [Iizuka, 2002].

II.2 Secciones transversales

Para describir la probabilidad de que ocurra una transición óptica atómica o molecular se hace uso de varios parámetros (coeficientes de Einstein, fuerza de la transición, momentos dipolares de la transición). En este trabajo se hace uso del concepto de sección transversal. Este es un parámetro muy útil, que como se discute a continuación, indica la probabilidad de interacción entre un átomo y un fotón.

II.2.1 Definición de sección transversal

Si iluminamos una pequeña partícula (que absorbe como un cuerpo negro) con una onda luminosa cuya intensidad es $I \equiv P/A$ (potencia/área) y tenemos una pequeña área de captura a la cual llamaremos sección transversal σ , la potencia absorbida corresponde al producto de la sección transversal de absorción por la intensidad:

$$\Delta P_{abs} = \sigma \times (P / A) = \sigma I . \quad (2)$$

Consideremos que tenemos una rebanada delgada, de grueso Δz , con un área transversal A (figura 2), en la que la densidad de población en el nivel inferior (E_1) es N_1 y la densidad de población en el nivel superior (E_2) es N_2 . La transición atómica ocurre entre estos dos niveles de energía.

En el nivel superior de los átomos de esta rebanada se tiene un número total de átomos $N_2 \Delta z$ y en el inferior el número de átomos es $N_1 \Delta z$. Las áreas totales de absorción o emisión correspondientes, son iguales a la población de átomos en el respectivo nivel por su sección transversal; $N_2 \sigma_{21} \Delta z$ y $N_1 \sigma_{12} \Delta z$, respectivamente, donde σ_{21} es la sección transversal de emisión estimulada para el nivel E_2 y σ_{12} es la sección transversal de absorción para el nivel E_1 .

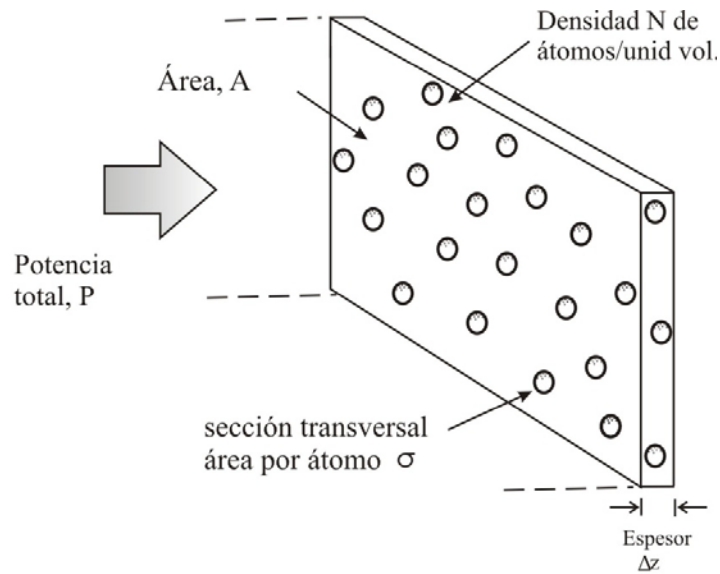


Figura 2. Rebanada delgada de espesor Δz , con una densidad de población N .

Parte de la energía incidente es absorbida, excitando a los átomos. Estos átomos excitados por el campo óptico incidente emiten en forma estimulada o por decaimiento espontáneo. Para esta rebanada de medio amplificador, la señal potencia neta absorbida del haz incidente, de potencia P , es:

$$\Delta p_{abs} = (N_1 \sigma_{12} - N_2 \sigma_{21}) \times P \Delta z ; \quad (3)$$

donde σ_{12} y σ_{21} son las secciones transversales de absorción y emisión respectivas [Siegman, 1983].

II.3 Transiciones entre niveles no degenerados

En un átomo, las transiciones inducidas entre niveles no degenerados ocurren en presencia de un campo electromagnético cuya frecuencia $\nu = (E_2 - E_1)/h$ corresponde a una transición posible. Los casos posibles dependen del nivel en que se encuentre el átomo. Si éste se encuentra en el nivel E_1 , el campo electromagnético incidente provocará que pase al nivel E_2 , produciéndose de esta manera la absorción de un fotón del campo. En cambio, si se encuentra en el nivel E_2 , se producirá una transición hacia abajo, es decir hacia E_1 , produciéndose a su vez un fotón de energía $h\nu$.

Para que exista emisión, ya sea estimulada o espontánea, es necesario que exista absorción; es decir, que el átomo se encuentre en un estado excitado. Cuando la excitación inducida por un bombeo óptico es tal que se alcanza una inversión de población, la presencia de la señal puede favorecer que la emisión estimulada domine sobre la emisión espontánea.

II.3.1 Coeficientes de Einstein

La relación de equilibrio que existe entre las transiciones ópticas espontáneas y estimuladas fue estudiada por Einstein, 1916, quien con base en el modelo cuántico y la ley de radiación de Planck, propuso dos coeficientes que determinan la probabilidad relativa de que ocurra una transición espontánea o estimulada.

Para hacer referencia a estos coeficientes será necesario considerar que contamos con un número grande de átomos idénticos. Estos átomos se encuentran inmersos en un campo de radiación cuya densidad de energía por unidad de frecuencia, distribuida uniformemente alrededor de la frecuencia de transición, se denota como $\rho(\nu)$. Si suponemos que las probabilidades de transición desde los niveles E_1 y E_2 son proporcionales a la densidad de energía $\rho(\nu)$, tenemos que la proporción de fotones emitidos en forma estimulada y la proporción de fotones absorbidos satisface:

$$\begin{aligned} (W'_{21})_{inducida} &= B_{21}\rho(\nu) \\ (W'_{12})_{inducida} &= B_{12}\rho(\nu) \end{aligned} \quad (4)$$

Ya que $\rho(\nu)$ es igual para ambos casos, las constantes a determinar son B_{21} y B_{12} . La proporción de átomos que decaen del nivel dos al uno, denotada como W''_{21} , corresponde tanto a las transiciones inducidas como a la emisión espontánea; por tanto, está dada por:

$$W''_{21} = B_{21}\rho(\nu) + A_{21}. \quad (5)$$

Para que el sistema se encuentre en equilibrio, la proporción de átomos transferidos del nivel 1 al 2 debe ser la misma. Considerando que los coeficientes B no dependen del campo de radiación, sino que son una propiedad específica de los átomos, cuyo valor se mantiene fijo cuando los átomos se encuentran en equilibrio térmico con el campo de radiación a una temperatura T , se tiene que la densidad de energía emitida está dada por la *Ley de radiación de Planck*:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} ; \quad (6)$$

donde n el índice de refracción del medio. Debido a que en equilibrio térmico las poblaciones promedio no varían con el tiempo, se establece que:

$$N_2 W_{21} = N_1 W_{12}, \quad (7)$$

donde N_1 y N_2 son las densidades de población correspondientes a cada nivel, por lo que:

$$N_2 [B_{21}\rho(\nu) + A_{21}] = N_1 B_{12}\rho(\nu). \quad (8)$$

Sustituyendo en la relación (8) la expresión de $\rho(\nu)$ dada por la ley de radiación de Planck, tenemos que:

$$N_2 \left[B_{21} \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)} + A_{21} \right] = N_1 \left[B_{12} \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)} \right]. \quad (9)$$

Debido a que los átomos se encuentran en equilibrio térmico, la razón N_2/N_1 está dada por la ley de distribución de Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu/kT}. \quad (10)$$

Igualando las ecuaciones (9) y (10) obtenemos:

$$\frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)} = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{h\nu/kT} - B_{21}}. \quad (11)$$

Para que la Ec. (11) se satisfaga es necesario que:

$$B_{12} = B_{21}, \quad (12)$$

y además que:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3}. \quad (13)$$

Estas dos últimas relaciones fueron obtenidas por Einstein, por lo que los coeficientes A y B , reciben el nombre de coeficientes de Einstein.

Empleando las ecuaciones (12) y (13) podemos describir la ecuación (4) de la siguiente manera:

$$W'_i = \frac{A_{21}c^3}{8\pi n^3 h\nu^3} \rho(\nu) = \frac{c^3}{8\pi n^3 h\nu^3 \tau} \rho(\nu). \quad (14)$$

Esta relación nos indica el valor de la razón de transición de un conjunto grande de átomos que emiten debido a la temperatura a la que se encuentran. Esta emisión da como resultado un espectro blanco; es decir, un espectro que contiene todas las frecuencias. Debe notarse sin embargo que para caracterizar a la fibra el valor que nos interesa es el que corresponde a las transiciones inducidas por un campo de frecuencia ν .

La magnitud de la interacción es proporcional a la intensidad del campo aplicado para cada frecuencia $W_i(\nu) \propto g(\nu)$; donde $g(\nu)$ es el perfil de línea de la transición. En este caso W_i debe tomar el valor:

$$W_i(\nu) = \frac{c^3 \rho(\nu)}{8\pi n^3 h\nu^3 \tau} g(\nu);$$

donde $\rho(\nu)$ es la densidad de energía del campo electromagnético que induce las transiciones. Reescribiendo esta ecuación en términos de la intensidad, $I(\nu) = c\rho(\nu)/n$, de la onda óptica:

$$W_i(\nu) = \frac{A_{21}c^2 I(\nu)}{8\pi n^2 h\nu^3} g(\nu) = \frac{\lambda^2 I(\nu)}{8\pi n^2 h\nu \tau} g(\nu); \quad (16)$$

en donde c es la velocidad de propagación de la luz en el vacío y $\tau \equiv 1/A_{21}$ [Yariv, 1991].

Para un sistema no degenerado de dos niveles, describiendo el proceso de absorción en términos de los coeficientes de Einstein, la razón de transición es:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{abs} = B_{12} \rho(\nu) N_1; \quad (17)$$

donde B_{12} es el coeficiente B de Einstein, $\rho(\nu)$ es la densidad de energía del campo óptico y N_1 la población del nivel 1. Para el caso de emisión:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{emis} = -[A_{21} + B_{12} \rho(\nu)] N_2; \quad (18)$$

en donde $A_{21} = 1/\tau$ corresponde al coeficiente A de Einstein.

II.3.2 Secciones transversales para un sistema no degenerado

En un sistema no degenerado la probabilidad de que exista una transición hacia arriba ó hacia abajo es la misma y se representará como W_s para la señal. Este valor es proporcional a la densidad de energía ρ . Esta densidad de energía corresponde a la luz que pasa a través de una sección transversal de material de área s (m^2) a una velocidad v , en un 1 segundo; entonces la cantidad de energía luminosa contenida en este volumen será Is donde I es la intensidad de la luz en W/m^2 ; por lo tanto la densidad de energía luminosa es:

$$\rho = \frac{Is}{sv} = \frac{I}{v}, \quad (19)$$

en términos de la intensidad y considerando la misma probabilidad de absorción y emisión, la razón de transición queda determinada por:

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{stim} = W_s (N_2 - N_1), \quad (20)$$

donde W_s es proporcional a la densidad de energía $W_s = B\rho$, siendo B la constante de proporcionalidad conocida como coeficiente B de Einstein. Si se incluye el perfil de línea $g(\nu)$, el cual es una combinación del ensanchamiento homogéneo y el heterogéneo:

$$W_s(\nu) = B \frac{g(\nu)}{v} I, \quad (21)$$

de acuerdo a la relación entre los coeficientes A y B de Einstein dada en la ecuación (13) y ya que $\tau = 1/A_{21}$, la ecuación (21) puede reescribirse como:

$$W_s(\nu) = \sigma_s \frac{I}{h\nu}, \quad (22)$$

en donde $\sigma_s = \sigma_{21}$ es la sección transversal de emisión estimulada y queda definida por:

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 \tau} g(\nu). \quad (23)$$

Usando la densidad de flujo de fotones $I / h\nu$ [Iizuka, 2002] y la tasa de fotones por cm^2 que es interceptada por los iones, σN , el número total de portadores estimulados puede escribirse como:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma N \frac{I}{h\nu}, \quad (24)$$

o bien, en términos de emisión y absorción:

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_2 - N_1) \sigma_s \frac{I}{h\nu}. \quad (25)$$

II.3.3 Diagrama de Jablonski básico del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$

En la descripción del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ se emplea un sistema atómico de tres niveles, el cual se describe a través de un *diagrama de Jablonski* como el que se muestra en la figura 3. Está compuesto por el nivel 1 (o base), el nivel 2 (metaestable) que cuenta con un tiempo de vida largo, τ , y el nivel 3 ó nivel de bombeo. En el diagrama de la figura 3 la tasa de bombeo del nivel 1 al 3 se denota como R_{13} y la tasa de emisión estimulada del nivel 1 al 3 como R_{31} . Para el nivel de bombeo existen dos posibilidades de decaimiento, la radiante ($A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) y la no radiante A_{32}^{NR} . Los resultados experimentales indican que el decaimiento no radiante predomina, es decir $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$. Las probabilidades de absorción y emisión estimuladas se definen como W_{12} y W_{21} , correspondientemente.

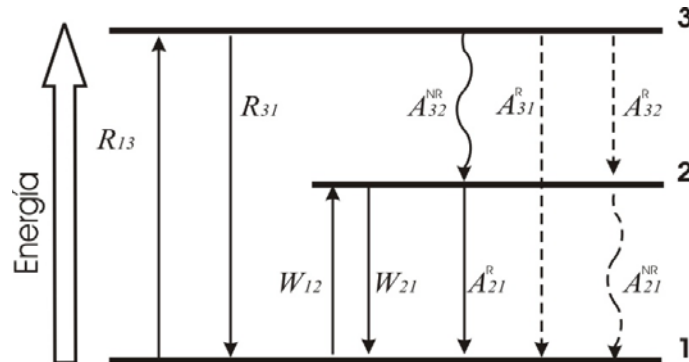


Figura 3. Diagrama de Jablonski básico del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$

Los decaimientos espontáneos radiante y no radiante son representados mediante $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$ donde $A_{21}^R = 1/\tau$, siendo τ el tiempo de vida de la fluorescencia, y debido a que este es predominantemente radiante tenemos que $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$.

II.3.4 Tiempo de vida del fotón

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida del ion del estado excitado. Las contribuciones al tiempo de vida pueden ser radiantes o no radiantes:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}, \quad (26)$$

donde τ es el tiempo total de vida, τ_r es el tiempo de vida radiante y τ_{nr} es el tiempo de vida no radiante. El tiempo de vida radiante está asociado a la fluorescencia del nivel excitado hacia el nivel inferior (transiciones ópticas). En los procesos no radiantes, los procesos de desactivación de los niveles excitados de tierras raras son acompañados por la emisión de uno o más fonones (vibraciones elementales del vidrio anfitrión).

Tabla I. Tiempos de vida del nivel $^4I_{13/2}$ del Er^{3+} en varios vidrios.

Vidrio anfitrión	Tiempo de vida en el nivel $^4I_{13/2}$ (ms)
Sílice	14.7
Sílice L-22	14.5
Al-P Sílice	10.8
Al-Ge sílice	9.5-10.0

La composición del vidrio tiene un gran efecto en los tiempos de vida, radiantes y no radiantes, del estado excitado del Er^{3+} . El tiempo de vida del Er^{3+} en el nivel $^4I_{13/2}$ se muestra en la tabla I para varias composiciones del vidrio anfitrión.

La tasa de transición desde el nivel superior, $^4I_{11/2}$ (o niveles más altos) es significativamente más rápida debido a que es predominantemente fonónica. Por ejemplo, la tasa de transición desde el nivel $^4I_{11/2}$ para vidrios de silicato es de alrededor de 10^5 s^{-1} (lo cual corresponde a un tiempo de vida de $10 \mu\text{s}$) y se incrementa a $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ para vidrios de fosfato.

A concentraciones altas de erbio, puede ocurrir un efecto conocido como amortiguamiento del bombeo [Digonnet, 1993].

II.4 Transiciones entre niveles degenerados

En presencia de un campo eléctrico o de un campo magnético, los estados electrónicos de un átomo, asociados al mismo número cuántico se separan; adquieren energías ligeramente distintas, cuyo valor depende de las interacciones dominantes entre los electrones y el campo que induce el desdoblamiento. A los estados de energía desdoblados, denominados multipletes, se les conoce también como niveles degenerados.

II.4.1 Efecto Stark

La distribución de carga en la matriz de vidrio del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ genera un campo eléctrico permanente, denominado campo del cristal o campo de ligadura. La presencia del campo de ligadura induce el efecto Stark, el cual consiste en el desdoblamiento de los niveles de energía del sistema debido a la presencia de un campo eléctrico. Los niveles de energía del sistema (1, 2 y 3) están caracterizados por su momento orbital total J ; cada uno se desdobra en $g/2$ subniveles; donde $g = 2J + 1$ corresponde a la degeneración total.

La distribución de población dentro de los subniveles, aparentemente compleja debido a la multiplicidad y magnitud del desdoblamiento, se simplifica como resultado del *efecto de termalización interna* (Apéndice A). Este efecto permite mantener una distribución de población en los subniveles correspondientes, determinada por la distribución de Boltzmann y las potencias de los campos ópticos presentes (bombeo, señal, ASE). Esto permite eventualmente tratar a estos niveles degenerados como niveles de energía sin desdoblamiento.

Por otra parte, gracias a que las poblaciones dentro de cada nivel están desdobladas, formando un multiplete, es posible bombear el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ directamente al nivel 2 (usando luz de 1480 nm) y alcanzar una inversión total de población entre los niveles 1 y 2. Esto no sería posible sin el desdoblamiento inducido por el efecto Stark.

II.4.2 Diagrama de Jablonski de un sistema degenerado

Supondremos, un sistema de dos niveles discretos de energía E_1 y E_2 , los cuales se desdoblan, respectivamente en g_1 y g_2 subniveles. A las cantidades g_1 y g_2 se les llama factores de degeneración. Las densidades de población respectivas de cada nivel (figura 4) se continúan denotando como N_1 y N_2 .

II.4.3 Degeneración en el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$

En las tierras raras el electrón activo que participa en la transición óptica es uno de los electrones $4f$, mismos que se encuentran apantallados por los electrones con número cuántico principal $n = 5$ y 6 . Se considera que como consecuencia de ello, los niveles de energía dependen débilmente de la red base. Sin embargo, las características de los estados

cuánticos se especifican empleando la nomenclatura espectroscópica de *Russell- Saunders* y esta nomenclatura indica que existe un acoplamiento inducido por el medio anfitrión.

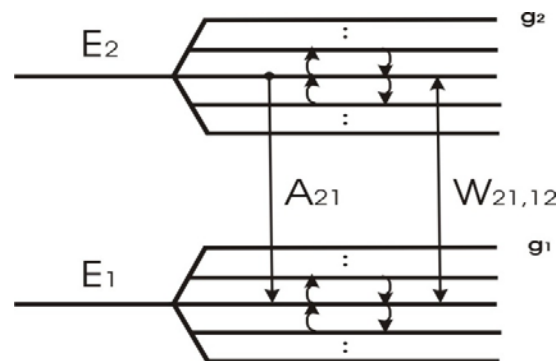


Figura 4. Diagrama de Jablonski.

Los niveles que participan en estas transiciones se denotan usando el siguiente esquema:

$$\text{Superíndice} = \text{número} \quad [\text{letra}] \quad \text{subíndice} = \text{número}$$

La letra es el número cuántico de momento angular orbital, basado en la notación que se presenta a continuación:

letra	S	P	D	F	G	H	I	...
L=	0	1	2	3	4	5	6	...

El valor del superíndice corresponde a $2S+1$, donde S es el momento angular total de espín; mientras que el subíndice es igual a J , que representa el número cuántico del momento angular total. De esta manera, el nivel que tiene una nomenclatura $^4I_{11/2}$, recibe el nombre de cuarteto -I- once medios. Con base en su nombre podemos conocer la degeneración total del nivel $g = 2J+1 = 12$ [Verdeyen, 1995]. Cabe señalar que para el sistema de vidrio de sílice dopado con erbio el desdoblamiento es incompleto, ya que es inducido por un campo eléctrico (efecto Stark). En cada nivel el número de subniveles presente es igual a $\frac{1}{2} g$, debido a que el sistema es sensible sólo a la magnitud del campo eléctrico, no a su signo.

II.4.4 Transiciones ópticas en el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$

A continuación se considera que se trabaja con un sistema láser de tres niveles (figura 5) simplificado a dos niveles, los cuales se encuentran degenerados. Se denota como m_1 y m_2 a los subniveles de los niveles 1 y 2, respectivamente. Ya que en un medio láser el flujo de población está regido por la fuerza de cada una de las transiciones entre los niveles que participan, el flujo poblacional en el caso de la absorción, para un sistema con estados degenerados no se describe en términos de la Ec. (17). Se puede determinar usando:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{abs}} = \sum_{m_1, m_2} R(m_1, m_2) N_{m_1}, \quad (26)$$

donde $R(m_1, m_2)$ corresponde a las razones de transición estimulada entre los subniveles m_1 y m_2 . Para el caso de la emisión se ve involucrado el término $A(m_1, m_2)$, que corresponde a la razón de transición espontánea entre los subniveles m_1 y m_2 ; por lo que en lugar de la Ec. (18) se utiliza:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{emis}} = \sum_{m_1, m_2} [A(m_1, m_2) + R(m_1, m_2)] N_{m_2}. \quad (27)$$

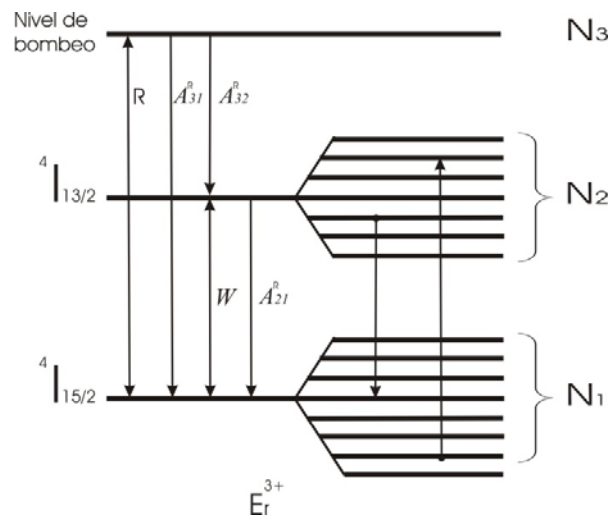


Figura 5. Niveles de energía correspondientes al ion Er^{3+} .

En el caso estudiado contamos con dos niveles degenerados como se muestra en el diagrama de Jablonski de la figura 5, donde se aprecia el nivel de bombeo² y los dos niveles

² El cuál se encuentra despoblado de acuerdo a la sección anterior.

degenerados debido al efecto Stark ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$, correspondientes a las transiciones para la banda que va de $\lambda = 1.53$ a $1.56 \mu\text{m}$.

Para el vidrio de sílice dopado con erbio la espectroscopia no permite determinar los perfiles de línea asociados a cada una de las transiciones posibles, por lo que se desconoce el valor de $R(m_1, m_2)$ y $A(m_1, m_2)$ en las ecuaciones (30) y (31). Se considera que esto se debe al fuerte traslape que presentan los perfiles de línea de dichas transiciones. Además, en este medio láser el nivel base (${}^4I_{15/2}$) se desdobra en 8 subniveles y el nivel superior (${}^4I_{13/2}$) en 7 subniveles, por lo que son 56 las transiciones ópticas esperadas. Por otra parte, sumado al ensanchamiento homogéneo de cada uno de los perfiles de línea, existe un ensanchamiento heterogéneo de la transición debido tanto a la naturaleza amorfa del vidrio, como al efecto Stark (variaciones sitio a sitio del campo de ligadura). Estos ensanchamientos convierten al sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ en un medio láser complicado. Debido a la falta de datos espectroscópicos sobre los perfiles de línea de las transiciones, para modelar este sistema es necesario proponer aproximaciones que permitan limitar el número de incógnitas [Desurvire y Simpson, 1989].

II.5. Modelo de Fuchtbauer-Ladenburg

El modelo de Fuchtbauer-Ladenburg (FL) usa los coeficientes A y B de Einstein para describir a un sistema de dos niveles degenerados, considerando que los subniveles que los forman se encuentran igualmente poblados. En este caso, de acuerdo con la Ley de Distribución de Boltzmann:

$$\frac{N_2 / g_2}{N_1 / g_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (28)$$

de donde:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right); \quad (29)$$

considerándose ésta una generalización de la Ley de Distribución de Boltzmann.

A partir de la distribución de población para cada subnivel y haciendo uso de las ecuaciones (17) y (18) para un nivel no degenerado tenemos que para cada nivel:

$$B_{21}\rho(\nu) = \frac{1}{g_2} \sum_{m_1, m_2} R(m_1, m_2), \quad (30)$$

$$B_{12}\rho(\nu) = \frac{1}{g_1} \sum_{m_1, m_2} R(m_1, m_2); \quad (31)$$

en este caso B_{12} corresponde a la fuerza de la transición hacia arriba desde un subnivel “promedio” del nivel 1 y hasta un subnivel promedio del nivel 2. Se sigue un enfoque análogo para considerar el caso de B_{21} . Con base en (30) y (31) obtenemos:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (32)$$

De esta manera puede demostrarse que $A_{21} = \frac{8\pi n^3 h \nu^3}{c^3} B_{21} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{21}$. La hipótesis más importante para validar la deducción de estas ecuaciones es considerar que la población se encuentra distribuida de manera uniforme en todos los subniveles dentro de un mismo nivel.

Para líneas de transición de ancho finito, caracterizadas por el perfil de línea, la sección transversal de absorción para una frecuencia (ν) puede expresarse como:

$$\sigma_{12} = \frac{h\nu n}{c} B_{12} g_{12}(\nu) = \frac{h}{\lambda} B_{12} g_{12}(\nu). \quad (33)$$

De la misma forma puede deducirse la sección transversal de emisión:

$$\sigma_{21} = \frac{h\nu n}{c} B_{21} g_{21}(\nu) = \frac{h}{\lambda} B_{21} g_{21}(\nu); \quad (34)$$

donde ν y λ son la frecuencia y longitud de onda de la transición, mientras que $g_{21}(\nu)$, y $g_{12}(\nu)$ representan a los perfiles de línea normalizados de absorción y emisión, respectivamente. Manteniendo la idea de que los subniveles se encuentran igualmente poblados, se llega a la conclusión de que los perfiles de absorción y emisión son iguales. De esta forma, integrando (44) y (45), se obtiene la siguiente relación:

$$g_1 \int \sigma_{12}(\nu) d\nu = g_2 \int \sigma_{21}(\nu) d\nu, \quad (35)$$

que permite determinar el valor espectral de la sección transversal de emisión estimulada, si se conoce el valor espectral de la sección transversal de absorción y los factores de degeneración.

Existe otro parámetro importante, que es el tiempo de vida de la radiación, $\tau = \tau_{21}$, que es el tiempo que dura la emisión de fluorescente (emisión espontánea del nivel superior al

inferior). Este tiempo se relaciona directamente con las secciones transversales de emisión y absorción, de la siguiente forma:

$$\frac{1}{\tau_{21}} = A_{21} = \frac{8\pi}{\lambda^2} \int \sigma_{21}(\nu) d\nu = \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_1}{g_2} \int \sigma_{12}(\nu) d\nu; \quad (36)$$

donde λ es la longitud de onda de la transición en el medio, la cual corresponde a la longitud de onda en el vacío entre el índice de refracción del medio (λ_0/n). Estas ecuaciones (35) y (36) reciben el nombre de relaciones de Fuchtbauer-Ladenburg.

Al emplear esta aproximación [Becker *et al.*, 1999] se mide el espectro de absorción y su amplitud absoluta se determina ajustando a la integral sobre el espectro de absorción (Ec. 34). Este modelo fue usado en los primeros estudios realizados para secciones transversales. Debido a que las secciones transversales calculadas no coincidían con las experimentales, este problema fue tratado usando otro criterio [McCumber, 1960].

II.6 Uso de la Ley de Distribución de Boltzmann dentro de cada nivel

El desdoblamiento Stark para los niveles inferiores del ión erbio ($^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$), es del orden de $300\text{-}400\text{cm}^{-1}$; i.e. es mayor que el promedio de la energía térmica kT , que es aproximadamente igual a 200 cm^{-1} . Debido a esto, la hipótesis de que todos los subniveles dentro de cada nivel se encuentran igualmente poblados, no es válida.

Considerando que tenemos un conjunto de átomos de erbio idénticos y en equilibrio térmico a una temperatura T , estos siguen la ley de distribución de Boltzmann. Esto puede describirse usando el factor de probabilidad $P(E_m)$:

$$P(E_m) \propto \exp(E_m kT), \quad m = 1, 2, \dots \quad (37)$$

donde E_m corresponde al nivel ocupado por un átomo arbitrario y k es la constante de Boltzmann ($k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$); además se considera que el coeficiente de proporcionalidad es tal que $\sum_m P(E_m) = 1$. La probabilidad de ocupación $P(E_m)$ es una exponencial decreciente, que es función de E_m .

Hasta ahora se ha considerado que si contamos con un número grande de átomos (densidad N) y N_m corresponde a la densidad de átomos que ocupan el nivel de energía E_m , la probabilidad de distribución se encuentra dada por la fracción $N_m/N \approx P(E_m)$.

Para una fibra dopada con erbio, en equilibrio térmico, la tasa promedio de densidad de población satisface:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (38)$$

Donde el factor N_1 corresponde a los átomos ocupan el nivel 1 y N_2 a los átomos que ocupan el nivel superior (nivel 2).

Cuando el sistema se encuentra en equilibrio térmico y se aplica una tasa de bombeo baja, las densidades de población de los niveles 1 y 2 ya no están descritas por la Ec. (10), pero los subniveles dentro de cada nivel sí siguen la distribución de Boltzmann, como se puede apreciar en la figura 6(a). Cuando se incrementa la tasa de bombeo, la distribución se modifica, pero se considera que dentro de cada nivel se sigue cumpliendo la ley de distribución de Boltzmann, como se puede apreciar en la figura 6 (b).

Cuando la distribución de población se debe exclusivamente a que el sistema se encuentra en equilibrio térmico, la población de un nivel de energía es siempre mayor que la del nivel inmediato superior. Cuando se añade un bombeo óptico y se alcanza la inversión de población, un nivel de energía alto puede tener una mayor población que un nivel de energía inferior.

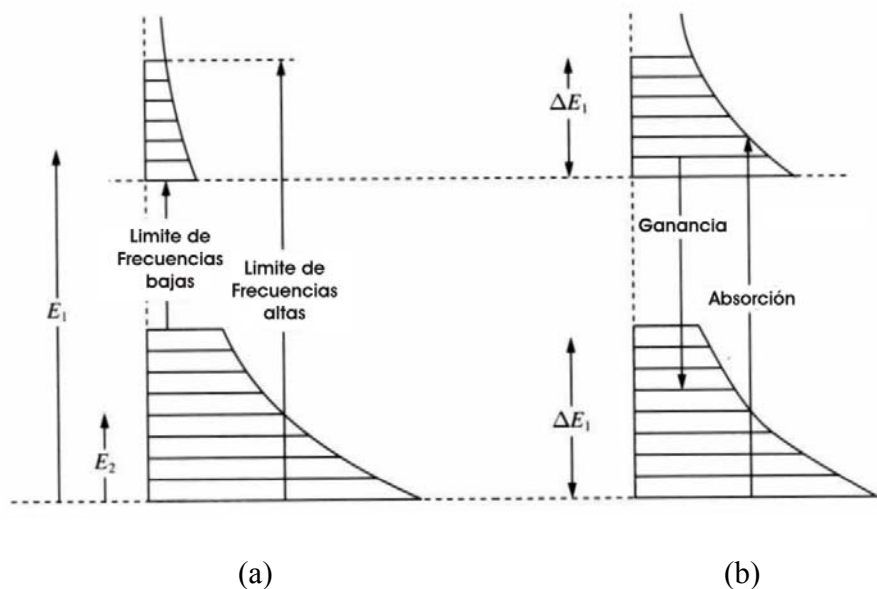


Figura 6. Diagrama que muestra las poblaciones determinadas por el factor de Boltzmann para estados dentro de una banda. Sistema en equilibrio térmico (a) tasa de bombeo baja y (b) mayor tasa de bombeo.

II.7 Modelo de McCumber

En el caso estudiado los niveles 1 y 2 se encuentran desdoblados y la distribución de población dentro de cada multiplete no es uniforme. Se considera que dentro de cada subnivel la densidad de población está determinada por la ley de distribución de Boltzmann. De acuerdo al trabajo realizado por Payne *et al.*, 1992 se obtiene una expresión para la sección transversal total de la transición del nivel 1 al 2, como la sumatoria total de las secciones transversales entre subniveles. De esta manera la sección transversal de emisión y absorción para la transición entre los niveles 1 y 2 queda determinada por:

$$\sigma_{em}(\nu) = \sum_{m_1, m_2} \left(\frac{e^{-E_{m_2}/kT}}{Z_2} \right) \sigma_{m_2, m_1}(\nu), \quad (39)$$

y

$$\sigma_{abs}(\nu) = \sum_{m_1, m_2} \left(\frac{e^{-E_{m_1}/kT}}{Z_1} \right) \sigma_{m_1, m_2}(\nu), \quad (40)$$

siendo Z_i las funciones de partición definidas como $Z_i = \sum_{m_1, m_2} e^{-E_{m_i}/kT}$ donde las secciones transversales correspondientes a cada subnivel $\sigma_{m_1, m_2}(\nu)$ contienen toda la información del perfil de línea.

A partir de las relaciones (39) y (40) se puede rescatar, para el caso límite cuando la temperatura es muy alta ($kT \rightarrow \infty$), el resultado obtenido al usar el modelo de Ladenburg-Fuchtbauer. Bajo estas condiciones las expresiones (39) y (40) se reducen a:

$$\sigma_{21}(\nu) = \frac{1}{g_2} \sum_{m_2, m_1} \sigma_{m_2, m_1}(\nu), \quad (41)$$

y

$$\sigma_{12}(\nu) = \frac{1}{g_1} \sum_{m_1, m_2} \sigma_{m_1, m_2}(\nu) = \frac{g_2}{g_1} \sigma_{21}(\nu), \quad (42)$$

ya que a esta temperatura todos los subniveles se encuentran igualmente poblados.

Con base en las ecuaciones (39) y (40) y usando $E_{m_2} = E_{m_1} + h\nu - E_{12}$, se obtiene:

$$\frac{\sigma_{em}(\nu)}{\sigma_{abs}(\nu)} = \frac{Z_1}{Z_2} \frac{\sum_{m_1, m_2} e^{-E_{m_2}/kT} \sigma_{m_2, m_1}(\nu)}{\sum_{m_1, m_2} e^{-E_{m_1}/kT} \sigma_{m_1, m_2}(\nu)}.$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{Z_1}{Z_2} e^{(E_{12}-h\nu)/kT} \frac{\sum_{m_1, m_2} e^{-E_{m_1}/kT} \sigma_{m_1, m_2}(\nu)}{\sum_{m_1, m_2} e^{-E_{m_1}/kT} \sigma_{m_1, m_2}(\nu)}, \\
&= \frac{\sigma_{em}(\nu)}{\sigma_{abs}(\nu)} = \frac{Z_1}{Z_2} e^{(E_{12}-h\nu)/kT}. \tag{43}
\end{aligned}$$

Frecuentemente el término $(Z_1/Z_2)e^{E_{12}/kT}$ es remplazado por la expresión $e^{\varepsilon/kT}$. La ecuación (44) permite determinar la sección transversal de emisión estimulada si se conoce el valor de la sección transversal de absorción.

Miniscalco y Quimby reintrodujeron la teoría de McCumber en el modelado de las fibras dopadas con erbio. El resultado obtenido usando el modelo de McCumber permite liberarse de la consideración de que todos los estados se encuentran igualmente poblados y que tienen la misma probabilidad de transición en el contexto de niveles multiestado. McCumber asume que se alcanza el equilibrio térmico en un tiempo de vida muy corto comparado con el tiempo de vida del multiplete. Esta consideración se cumple en la mayoría de los casos, especialmente para la transición del Er^{3+} entre los multipletes $^4I_{15/2} \leftrightarrow ^4I_{13/2}$. De esta manera la relación de McCumber para la sección transversal de emisión σ_{21} y la sección transversal de absorción σ_{12} se define como:

$$\sigma_{21}(\nu) = \sigma_{12}(\nu) e^{(\varepsilon - h\nu)/kT}, \tag{44}$$

donde ε corresponde a la energía “promedio” requerida para efectuar una transición entre los dos multipletes. De la relación (44) se aprecia que las secciones transversales de emisión y absorción no son iguales, solamente son iguales en un punto de cruce el cual se determina experimentalmente para el Er^{3+} .

McCumber calcula la probabilidad de transición espontánea integrando las probabilidades de transición determinadas por una función, f_λ , la cual es igual al promedio de la intensidad en fotones/s, por unidad de intervalo de frecuencia, sobre todas las frecuencias, para un ángulo sólido $d\Omega$ y sobre todos los estados de polarización [McCumber, 1964]:

$$\frac{1}{\tau_{ji}} = \sum \lambda \int d\Omega_{k\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} f_\lambda(\mathbf{k}, \omega)_{ji}, \tag{45}$$

simplificado esto queda:

$$\frac{1}{\tau_{21}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_{21}(\nu) d\nu, \quad (46)$$

donde se relaciona el tiempo de vida de la fluorescencia $A=1/\tau_{21}$, con la sección transversal de emisión; n es el índice de refracción del vidrio.

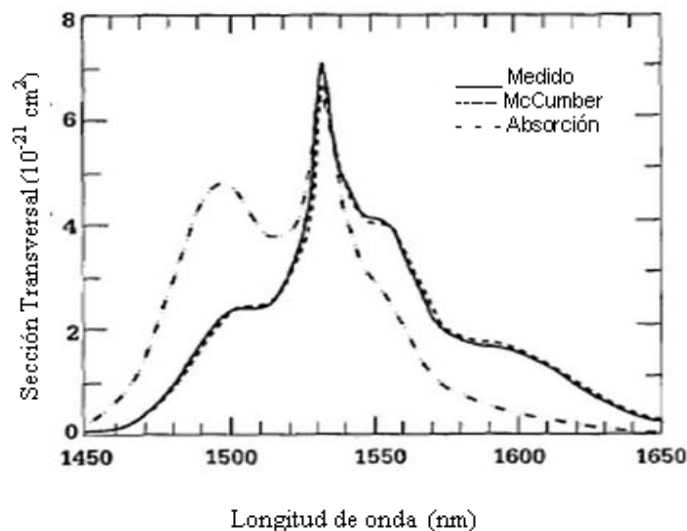


Figura 7. Comparación de la sección transversal medida y con la calculada a partir de la sección transversal de absorción, empleando la teoría de McCumber según Miniscalco y Quimby, 1991.

Haciendo uso de la ecuación (46) es posible calcular la sección transversal de emisión, considerando el tiempo de vida τ_{21} y de esta manera obtener después la sección transversal de absorción (Ec. 44). Para la obtención de estos resultados McCumber se basó en los principios del balance detallado (McCumber, 1964). La coincidencia entre los resultados teóricos y los obtenidos experimentalmente se puede apreciar claramente en la gráfica mostrada en la figura 7, tomada del trabajo de Miniscalco y Quimby.

II.8 Cambio en el Concepto de Sección Transversal

La sección transversal definida de acuerdo a los modelos FL o de McCumber ya no es una propiedad del átomo de erbio. Considera un desdoblamiento que, como se sabe, depende de la composición del vidrio que funge como medio anfitrión; por tanto, los valores obtenidos

para las secciones transversales dependen de la composición específica usada por el fabricante.

Ya que las secciones transversales calculadas para este sistema degenerado no son propiedades específicas de los iones de erbio, conviene tratarlas simplemente como una respuesta cinética, como se hace en los modelos de bloques [DiMuro, 2000].

Capítulo III

Ganancia

III.1 Ganancia en Amplificadores de Fibra Óptica Dopada con Erblio (EDFAs)

La ganancia obtenida en un sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ corresponde al intercambio de energía entre dos multipletes (${}^4\text{I}_{15/2} \leftrightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$) que incluyen 56 transiciones electrónicas, por lo que el amplificador opera en una banda ancha (1530 a 1560 nm). Para modelar su funcionamiento se sigue la metodología desarrollada dentro de la física de láseres, siendo el punto de vista microscópico el más ampliamente utilizado. Dentro de esta perspectiva, la interacción luz-materia se describe con base en la interacción de un fotón (del haz de la señal o del haz de bombeo) con un ión de erbio inmerso en el vidrio anfitrión. Los parámetros de operación del EDFA se relacionan con la potencia emitida en forma estimulada partiendo de las ecuaciones de densidad de población.

III.1.1 Ecuaciones de población para el modelo de tres niveles del Er^{3+}

Para predecir el comportamiento del amplificador en función de la potencia de bombeo usamos el sistema de tres niveles que se muestra en la figura 8. Las condiciones de operación que destacan en este estudio son: 1) las requeridas para alcanzar el umbral de amplificación y 2) aquéllas para las que la potencia de la señal amplificada es tal que la ganancia se satura. Los parámetros usados para describir el flujo poblacional en este sistema de tres niveles son: τ_{ij} , el tiempo de vida de la transición del nivel i al nivel j , ϕ_p usado para denotar al flujo del haz de bombeo y σ_p es la sección transversal de bombeo; de

manera análoga, los parámetros usados para la sección transversal y el flujo de la señal son ϕ_s y σ_s , respectivamente.

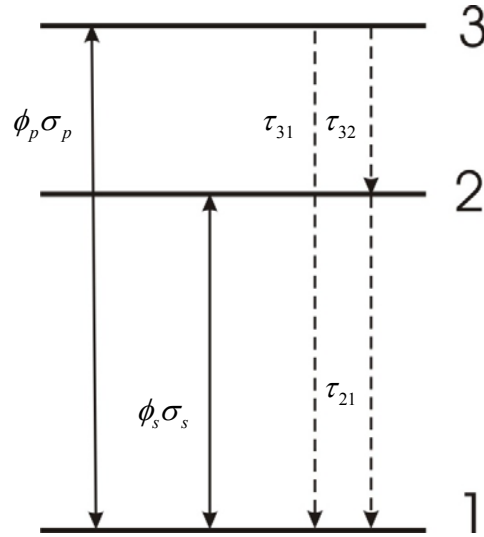


Figura 8. Modelo de tres niveles para un amplificador dopado con Er^{+3} .

El flujo de población para este sistema de tres niveles se describe usando las ecuaciones que se muestran a continuación:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p, \quad (47)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s; \quad (48)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s. \quad (49)$$

En las relaciones (47) a (49) la población de cada nivel se describe para un volumen unitario del medio amplificador, de manera que N_i denota al número de iones por unidad de volumen que se encuentran en el nivel i . Además, para un medio láser en equilibrio, el flujo de población entre los niveles involucrados es tal que las densidades de población son invariantes en el tiempo: $\frac{dN_i}{dt} = 0$. Ya que la *población total* (N) del sistema permanece

fija, se satisface la igualdad $N = N_1 + N_2 + N_3$. Empleando estas relaciones es posible demostrar que la densidad de población para el nivel 3 [Ec. (47)] está dada por:

$$N_3 = \frac{1}{1 + \Gamma_{32}/\phi_p \sigma_p} N_1 . \quad (50)$$

Debido a que el tiempo de vida en el nivel 3 es muy corto en comparación con la tasa de absorción del bombeo del nivel 1 al nivel 3 (la transición del nivel 3 al nivel 2 es fonónica), N_3 es muy cercana a cero (Apéndice B); por lo que se considera que el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ funciona como un medio láser de dos niveles.

Las poblaciones de los niveles 1 y 2 pueden relacionarse sustituyendo (50) en (48):

$$N_2 = \frac{(\sigma_p \phi_p / \Gamma_{32}) + \sigma_s \phi_s}{\Gamma_{21} + \sigma_s \phi_s} N_1 . \quad (51)$$

Y, ya que $N \approx N_1 + N_2$, la inversión de población $\Delta N = N_2 - N_1$ está dada por:

$$N_2 - N_1 = \frac{\phi_p \sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\phi_s \sigma_s + \phi_p \sigma_p} N . \quad (52)$$

La condición de *inversión de población* es: $N_2 \geq N_1$; mientras que la *condición de umbral* es $N_2 = N_1$. Para alcanzar la condición de umbral la densidad de flujo fotónico requerido para el bombeo es:

$$\phi_{th} = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_{21} \sigma_p} . \quad (53)$$

Cuando el flujo fotónico de la señal es muy pequeño y la tasa de decaimiento Γ_{32} es grande comparada con la tasa de absorción del bombeo, $\phi_p \sigma_p$, resulta conveniente normalizar a la inversión de población usando como factor de referencia a la densidad total de iones de erbio:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\phi'_p - 1}{\phi'_p + 1} . \quad (54)$$

En este caso el flujo fotónico de bombeo también se normaliza, usando como factor de referencia al flujo fotónico de umbral:

$$\phi'_p = \frac{\phi_p}{\phi_{th}} . \quad (55)$$

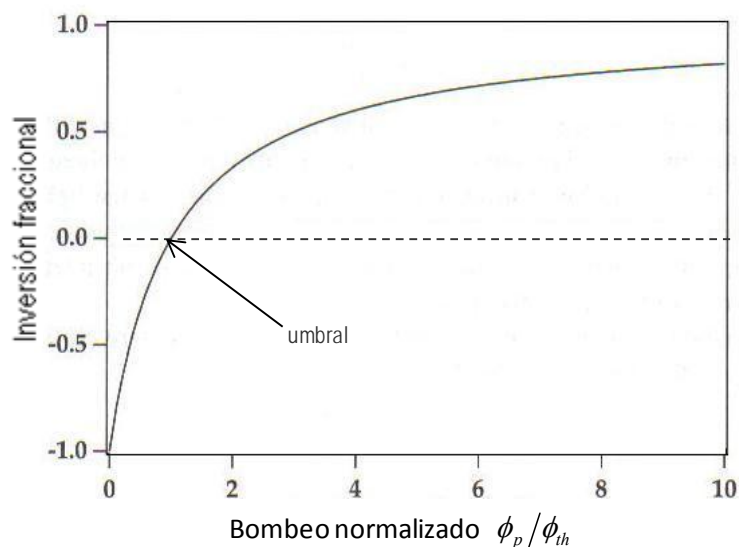


Figura 9. Inversión poblacional $(N_2 - N_1)/N$ para un sistema de tres niveles.

Representando a la intensidad de bombeo como $I_p = h\nu_p \phi_p$, se encuentra que el umbral de bombeo está dado por la expresión:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p \Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_{21}}. \quad (56)$$

En la figura 9 se representa la inversión de población dada en la ecuación (56). La parte que se encuentra bajo el umbral de bombeo (zona punteada) tiene una inversión negativa, lo que indica que existen más transiciones de absorción que transiciones de emisión, por lo que el efecto neto observado es que la señal se atenúa. Por encima de este umbral, la señal experimenta una ganancia positiva.

Se aprecia que para una σ_p grande, la probabilidad de absorción será grande y será menor el número de fotones de bombeo requeridos para alcanzar el umbral de bombeo. Con respecto al tiempo de vida τ_{21} , cuando éste es largo se emplea una menor cantidad de fotones de bombeo para mantener poblado el nivel 2.

En resumen, las condiciones para que el bombeo de umbral sea bajo son:

- Secciones transversales de absorción grandes.
- Tiempo de vida largo del nivel metaestable.

III.2. Ganancia en amplificadores de fibra

Inicialmente consideraremos a la fibra como un medio unidimensional, al que se le inyecta un flujo de fotones que viajan a lo largo de la dirección z . Al aplicarle un bombeo externo se produce una inversión de población, que da como resultado el incremento de la densidad de flujo de fotones $\phi(z)$, conforme la distancia (z) crece. Y, debido a que los fotones emitidos estimulan a su vez otras emisiones, el crecimiento de la densidad de fotones aumenta exponencialmente conforme se propagan a lo largo de z .

Consideraremos un cilindro de longitud dz y área transversal unitaria, y denotaremos a las densidades de flujo de fotones entrante y saliente del cilindro como $\phi(z)$ y $\phi(z) + d\phi(z)$, respectivamente. Por tanto, $d\phi(z)$ es la densidad de flujo de fotones emitida en dicho cilindro [Saleh, 1991]. Este incremento de fotones por unidad de área por unidad de tiempo es simplemente el número de fotones ganados por unidad de tiempo, por unidad de volumen, $\Delta N W_i$, multiplicado por el espesor del cilindro dz :

$$d\phi(z) = \Delta N W_i dz ; \quad (57)$$

donde $W_i = \Delta N \sigma(\nu)$.

En el caso de absorción pura se supone que la evolución de la densidad del flujo de fotones a lo largo de la fibra satisface la Ley de Beer: $d\phi/dz = -\alpha(\nu)\phi(z)$, donde $\alpha(\nu)$ es el coeficiente de absorción; en el caso de la emisión se supone un comportamiento similar como se muestra más adelante (Ec. 60).

Escribiendo (57) de forma diferencial se obtiene:

$$\frac{d\phi(z)}{dz} = \gamma(\nu)\phi(z) . \quad (58)$$

El coeficiente $\gamma(\nu)$ es la ganancia total en la densidad del flujo de fotones por unidad de longitud en el medio:

$$\gamma(\nu) = N\sigma(\nu) = \Delta N \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}} g(\nu) . \quad (59)$$

En la ecuación (59) $t_{sp} = \tau_{21}$ (tiempo de vida del nivel metaestable). La solución de la ecuación diferencial (58) es una exponencial creciente:

$$\phi(z) = \phi(0)e^{\gamma(\nu)z} . \quad (60)$$

Ya que la intensidad óptica está dada por: $I(z) = hv\phi(z)$, la relación (60) también puede escribirse en términos de I como:

$$I(z) = I(0)e^{\gamma(\nu)z}; \quad (61)$$

donde $\gamma(\nu)$ es proporcional a la diferencia de población $\Delta N = N_2 - N_1$. No obstante que en el ejemplo anterior se ha considerado que ΔN es positiva, esta deducción es válida para cualquier signo de ΔN . La ganancia total del amplificador láser para una región de interacción de longitud total d , se define como la tasa de la densidad del flujo de fotones a la salida, a la densidad de flujo de fotones a la entrada, $G(\nu) = \phi(d)/\phi(0)$; así que:

$$G(\nu) = e^{\gamma(\nu)d}. \quad (62)$$

III.2.1 Ganancia para señal pequeña

En esta sección se trata la propagación de la señal en el medio amplificador suponiendo que éste es unidimensional, es decir se describe su evolución a lo largo del eje z . Esta hipótesis nos permite simplificar el carácter tridimensional de la distribución de iones de erbio en el núcleo y de los modos de los campos ópticos que se propagan por la fibra.

La fibra interactúa con dos campos, el de la señal y el de bombeo y el flujo de fotones se da en función de las intensidades y las frecuencias de la señal y el bombeo,

$$\phi_s = \frac{I_s}{h\nu_s}, \quad (63)$$

y

$$\phi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}, \quad (64)$$

respectivamente. La intensidad del campo corresponde a:

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{A_{eff}}; \quad (65)$$

donde Γ representa el factor de traslape y A_{eff} (Apéndice C) representa el área de la sección transversal. Asumiendo que los haces de la señal y el bombeo se propagan a lo largo del eje z en la misma dirección, es decir, en copropagación, e incluyendo los procesos

de absorción y amplificación, la variación del campo para una longitud diferencial de fibra está dada por:

$$\frac{d\phi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\phi_s ; \quad (66)$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\phi_p , \quad (67)$$

para el haz de la señal y el haz de bombeo, respectivamente. Haciendo uso de (66) y (67) podemos calcular el incremento en la intensidad de la señal:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N . \quad (68)$$

Y se puede escribir la atenuación de la intensidad del haz de bombeo como:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\Gamma_{21} + \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N . \quad (69)$$

La ecuación (68) permite establecer que la condición para que la ganancia de la señal sea positiva es:

$$I_p \geq I_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_{21}} , \quad (70)$$

siendo I_{th} la intensidad de umbral para el haz de bombeo, que corresponde a la longitud de onda de la señal considerada. Para simplificar un poco las ecuaciones, las intensidades de bombeo y de la señal se normalizan con respecto a la intensidad de umbral de bombeo, escribiéndolas como $I'_p = \frac{I_p}{I_{th}}$ e $I'_s = \frac{I_s}{I_{th}}$, respectivamente. Además, definiendo la cantidad

η como:

$$\eta = \frac{h\nu_p}{h\nu_p} \frac{\sigma_s}{\sigma_p} , \quad (71)$$

se puede describir a la intensidad de saturación de la señal como:

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I'_p(z)}{2\eta} . \quad (72)$$

Las ecuaciones normalizadas que representan la intensidad de la luz del campo de la señal y del campo de bombeo conforme estos se propagan son:

$$\frac{dI'_s}{dz} = \frac{1}{1 + I'_s(z)/I_{sat}(z)} \left(\frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1} \right) \sigma_s I'_s(z) N; \quad (73)$$

$$\frac{dI'_p}{dz} = \frac{1 + \eta I'_s(z)}{1 + 2\eta I'_s(z) + I'_p} \sigma_p I'_p(z) N, \quad (74)$$

respectivamente. Estas ecuaciones describen, de manera simple, el comportamiento de un amplificador de fibra dopada con erbio.

La ganancia se presenta cuando la intensidad del bombeo es mayor que la requerida para alcanzar el umbral de amplificación; en caso contrario la señal se atenúa. Cuando la intensidad de la señal es pequeña ($I \ll I_{sat}$), puede considerarse que la tasa de bombeo es constante a lo largo de la fibra. En ese caso, la propagación de la señal como función de la posición está dada por la ecuación:

$$I'_s(z) = I'_s(0) \exp(\alpha_p z); \quad (75)$$

siendo el coeficiente de ganancia para esta aproximación:

$$\alpha_p = \frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1} \sigma_s \Delta N. \quad (76)$$

Si la intensidad del haz de bombeo es muy alta, la inversión de población que se produce es total ($\Delta N \approx N$) y el coeficiente de la relación (76) puede escribirse como:

$$\alpha_p = \sigma_s N. \quad (77)$$

Por tanto, para señal pequeña, la ganancia por unidad de longitud se calcula simplemente multiplicando la cantidad de erbio por la sección transversal de emisión de la señal.

III.2.3 Régimen de saturación

Cuando la ganancia alcanza un valor muy alto, la ecuación (24) deja de ser válida puesto que el amplificador entra a lo que es conocido como *régimen de saturación*, lo cual ocurre cuando $I'_s \approx I_{sat}$; la razón entre estas intensidades es ≥ 1 . En este caso el crecimiento de la señal se puede determinar usando:

$$\frac{dI'_s}{dt} = I_{sat} \left(\frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \right) \sigma_s N. \quad (78)$$

La relación (78) nos indica que para una señal de saturación el crecimiento es lineal. La ganancia, en dB, de la señal antes de una longitud L de la fibra se define como: $G = \log(I'_s(z=L)) / I'_s(z=L)$.

En la figura 10 se pueden apreciar las diferentes regiones de operación de la señal amplificada y se observa además la reducción en la ganancia de la señal debida al efecto de saturación de la emisión espontánea amplificada (ASE).

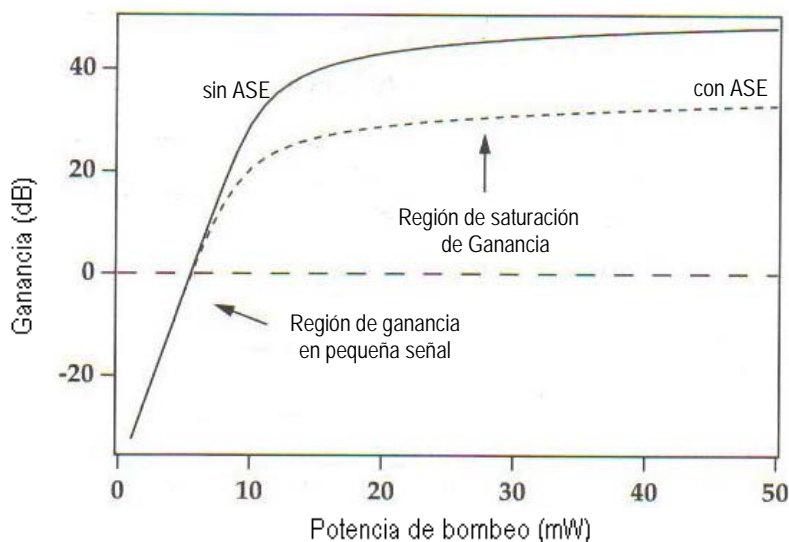


Figura 10. Regiones dentro de la curva de ganancia para un EDFA.

Experimentalmente, la potencia de saturación se define como aquella para la que la ganancia se reduce en 3 dB [Becker *et al.*, 1999]. La potencia de saturación es mayor para 1.55 μm que para 1.53 μm , debido a que su sección transversal es menor; *i.e.* la potencia de saturación es inversamente proporcional a la sección transversal de emisión.

III.3 Emisión espontánea amplificada

Hasta el momento no se ha considerado el fenómeno de la emisión espontánea amplificada ó ASE, por sus siglas en inglés (Amplified Spontaneous Emission), la cual afecta en forma

directa a la ganancia y degrada la razón señal a ruido ó SNR (Signal to Noise Ratio) [Desurvire y Simpson, 1989].

El ASE tiene como característica que puede propagarse en ambas direcciones de la fibra, puede tener salida hacia delante en $z = L$ ó hacia atrás en $z = 0$; dicho de otra forma, se propaga o se contrapropaga. En la figura 11 se aprecia la diferencia entre ambas contribuciones de ruido.

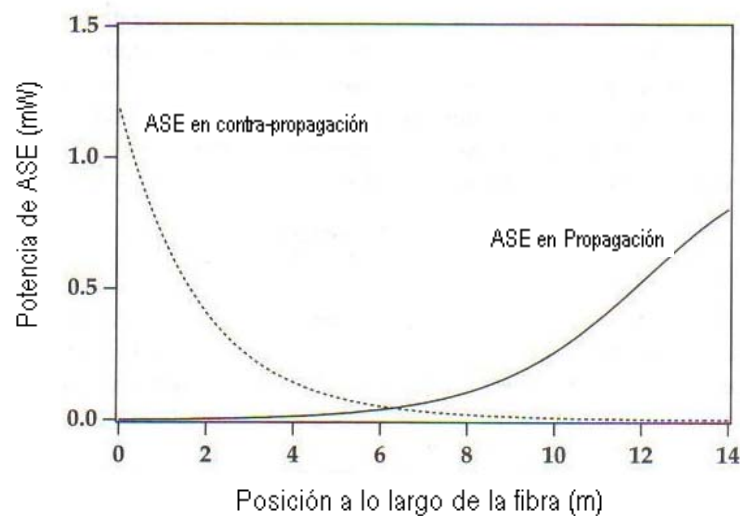


Figura 11. Potencia total de ASE en propagación y contrapropagación a lo largo de la fibra.

La potencia ASE a lo largo de la fibra puede representarse por medio de la función $P_f^\pm(z, \nu)$; donde z corresponde a la distancia, ν es la frecuencia óptica y la etiqueta f empleada como subíndice de la potencia indica que es emisión espontánea (fluorescencia), amplificada al propagarse. El signo + se usa para indicar que se propaga, a lo largo del eje z , en la dirección de la señal; se usa un signo - si viaja en contrapropagación con respecto a la señal (Rebolledo y Jarabo, 1994).

El ASE se produce al relajarse espontáneamente un ión, el electrón decae del nivel superior al estado base, produciendo un fotón que nada tiene que ver con los fotones de la señal; sin embargo, se amplifica en su viaje por la fibra y puede a su vez estimular a los iones excitados para que emitan más fotones, los cuales pertenecerán al mismo modo del fotón espontáneo original. En fibras de vidrio dopadas con erbio el rango espectral del ASE se encuentra entre 1520 y 1560 nm para las transiciones de ${}^4I_{13/2}$ a ${}^4I_{15/2}$ [Jeong *et al.* 2003].

Este proceso reduce la ganancia pues emplea la misma densidad de población de iones excitados, que podrían estar participando en la emisión estimulada de la señal (figura 10); limita por tanto, la ganancia total disponible para el amplificador.

Se pueden calcular los cambios introducidos en el amplificador por la presencia del ruido ASE si se conoce la potencia de emisión espontánea a la entrada y a la salida de la fibra. Esta última recibe el nombre de potencia de ruido equivalente. En una fibra con un solo modo transversal, con dos polarizaciones independientes para un cierto modo de la señal de frecuencia ν , la potencia de ruido en un ancho de banda $\Delta\nu$ corresponde a:

$$P_{ASE}^0 = 2h\nu\Delta\nu. \quad (79)$$

Y la potencia total en un punto z es la suma de la potencia ASE de las secciones anteriores de la fibra, más la potencia de ruido local P_{ASE}^0 , la cual estimula, proporcionalmente al producto $\sigma^{(e)}N_2$, la emisión de fotones de los iones de erbio excitados; donde $\sigma^{(e)}$ corresponde a la sección transversal de emisión estimulada a una frecuencia ν . La ecuación de propagación en una dirección determinada corresponde a:

$$\frac{dP_{ASE(\nu)}}{dz} = (N_2\sigma^{(e)}(\nu) - N_2\sigma^{(a)}(\nu))P_{ASE}(\nu) + P_{ASE}^0(\nu)\sigma^{(e)}(\nu) \quad (80)$$

El ASE puede ser tratado como una señal extra con un ancho de banda que corresponde al ancho de banda efectivo de la transición completa. Considerando el caso más usual en el que la señal y el bombeo son monocromáticos, el ASE en copropagación y el ASE en contrapropagación son policromáticos, debido a la policromaticidad de la emisión espontánea [Rebolledo y Jarabo, 1994].

Para su descripción, el espectro ASE se divide en canales, de ancho $\Delta\nu$ mucho menor al ancho de la banda de fluorescencia. El considerar la propagación en ambas direcciones involucra un cálculo complicado pues el ASE a la entrada es mayor que a la salida, debido a que conforme se propaga esta señal de ruido hacia la entrada de la fibra, la potencia de bombeo es mayor y por tanto, la inversión de población es mayor.

Capítulo IV

Metodología Experimental

Para modelar el funcionamiento de un EDFA, es necesario conocer diversos parámetros de la fibra dopada. En este capítulo se describen los arreglos experimentales y la metodología seguida para la obtención del coeficiente de absorción espectral y del coeficiente de ganancia espectral.

IV.1 Absorción en Banda Ancha. Arreglo experimental

En la figura 12 se muestra un diagrama del arreglo experimental usado para medir la absorción en banda ancha, para tramos cortos de fibra dopada con erbio (960 ppm en peso). Este arreglo puede dividirse en dos bloques; el primero corresponde a la generación de la señal y el segundo a su detección. De acuerdo al diagrama, una fibra dopada con erbio (Tabla II) es bombeada con un diodo láser de onda continua (CW), Nortel LC92A80, acoplado al puerto 1 de un aislador/multiplexor (aislador/WDM) E-TEK Dynamics Inc., Mod. IWDMC1121AA60. El aislador/WDM, diseñado para un bombeo en contrapropagación, se usa para inyectar el haz de bombeo (longitud de onda de $\lambda_p = 980nm$) a la fibra dopada con erbio, EDF1.

Para entender la naturaleza de la señal de entrada usada para caracterizar la absorción de la fibra, se describe a continuación como se genera. En una rebanada diferencial de fibra, en la vecindad inmediata de la cara de entrada de EDF1, el bombeo excita a los iones de erbio; a continuación, éstos se relajan en forma espontánea, produciendo una emisión de banda ancha (espectro de fluorescencia). Esta emisión fluorescente no tiene una dirección privilegiada de propagación, por lo que parte se propaga a lo largo de la fibra (con la onda de bombeo o en sentido opuesto) y parte se fuga de ésta.

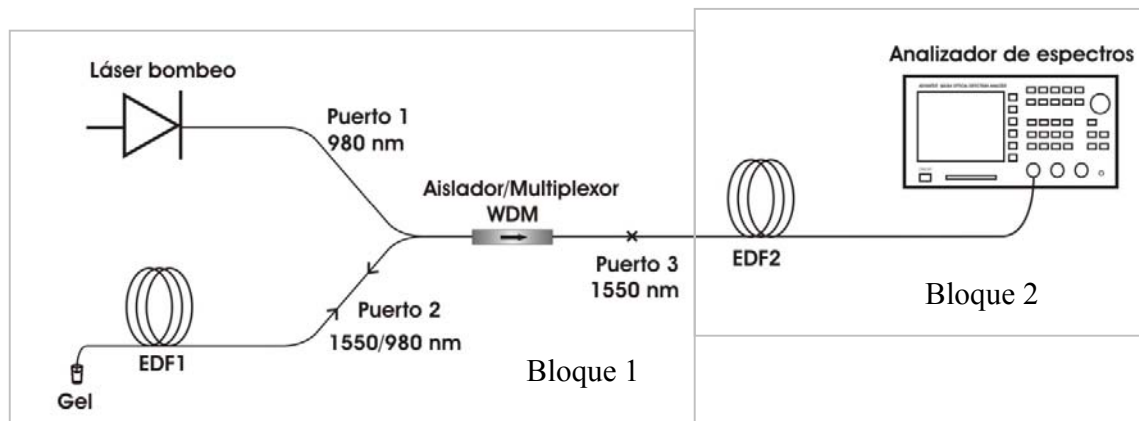


Figura 12. Arreglo empleado para medir la absorción espectral. La señal es generada por la fibra EDF1 al ser bombeada. Empleando un aislador/multiplexor WDM se acoplan el bombeo y la señal a EDF2, la fibra cuyo coeficiente de absorción se caracteriza. La potencia del espectro de salida se mide con un analizador de espectros.

En el siguiente tramo diferencial de fibra, además del haz de bombeo, se tiene como señal de entrada la emisión fluorescente de la sección anterior, que viaja a lo largo de la fibra. La combinación de estos dos haces ocasiona que parte de los iones excitados se relajen en forma estimulada. Por otra parte, la emisión fluorescente que viaja en contrapropagación regresa a la primera rebanada diferencial, amplificándose también debido a la presencia del haz de bombeo. Este proceso se repite en cada nueva rebanada diferencial de fibra, de forma tal que tanto en la cara de entrada, como en la cara de salida de EDF1 se obtiene una señal de banda amplia (emisión espontánea amplificada, denotada como ASE por sus siglas en inglés). En la cara de salida de EDF1 se tiene además, la parte de la señal de bombeo que no fue absorbida. Para evitar que estas señales se reflejen, la punta de salida de EDF1 se sumerge en un gel o en un líquido con el mismo índice de refracción de la fibra; esto evita que se forme una cavidad láser en la fibra garantizándonos una señal libre de ruido.¹ Por tanto, en la cara de entrada de EDF1 se tiene una señal de banda amplia (espectro ASE), que va desde 1480nm hasta 1600nm y que se propaga en sentido opuesto al haz de bombeo.

La fluorescencia amplificada que se contrapropaga con respecto al bombeo, viaja a través del puerto 2 del aislador/WDM para llegar al puerto 3 y ser empleada como **señal de entrada** para la muestra cuyo coeficiente de absorción se desea determinar (EDF2).

¹ En la práctica no fue posible eliminar las reflexiones sobre la cara de salida para toda la banda espectral.

Tabla II. Especificaciones de la fibra de baja concentración (EDF1) empleada para emitir el espectro de banda ancha o señal.

Marca	Modelo	Concentración	Abertura numérica
FiberCore	DF1500E	40-45 ppm-peso	0.22

El segundo bloque está compuesto por la fibra de concentración media (EDF2), cuyas especificaciones se dan en la tabla III. Esta es la fibra para la que se mide la absorción.

Tabla III. Especificaciones de la fibra de concentración media (EDF2) empleada para medir el coeficiente de absorción en banda ancha

Marca	Modelo	Concentración	Abertura numérica	Diámetro modal 1530 nm
INO NOI	402K5	960 ppm-peso	0.2	6.7 μm

IV.1.1 Absorción de Banda Ancha. Desarrollo experimental

Esta medición se lleva a cabo usando tramos cortos de fibra dopada con erbio y potencias bajas de la señal de entrada, con el fin de que la contribución de la emisión espontánea (fluorescencia) a la señal de salida sea despreciable. Por otra parte, la potencia debe ser lo suficientemente alta para evitar que la señal sea absorbida en su totalidad.

Aunque estas condiciones parecen ser fácilmente alcanzables, en la práctica se tiene una limitante adicional; el menoscabo en la potencia de la señal debido a la absorción puede no ser medible si el tramo de fibra es demasiado corto. De hecho, el cambio debido a la absorción puede ser despreciable comparado con la atenuación producida por factores diversos entre los que sobresalen un acoplamiento modal pobre y las reflexiones de Fresnel en los empalmes mecánicos. Es necesario mantener un buen acoplamiento entre componentes, para garantizar que el cambio observado corresponde sólo a la señal absorbida por los iones de erbio. Para optimizar el acoplamiento modal es necesario cuidar su calidad en cada empalme:

1. Una parte importante es la limpieza para eliminar partículas de polvo, grasa y humedad en las caras de las fibras. Esta se realiza con un hisopo de algodón previamente humedecido con alcohol (isopropanol); posteriormente se elimina cualquier exceso con

un papel especial para limpiar lentes, evitando tocar la superficie de la fibra con los dedos. La limpieza debe realizarse según se vaya haciendo la conexión de elementos.

2. Se acopla la salida de fibra del láser de bombeo al aislador/WDM, midiendo la potencia óptica en el puerto 2 y se ajusta el empalme hasta obtener la mayor potencia. Esto indica que se tiene un acoplamiento óptimo.
3. A continuación se acopla el puerto 2 a EDF1. En el puerto 3 se mide la salida ajustando el empalme mecánico entre el puerto 2 y EDF1 hasta obtener el máximo acoplamiento.
4. Finalmente se acopla la salida del puerto 3, a la fibra bajo estudio (EDF2), ajustando el empalme mecánico hasta obtener un máximo en la potencia de salida.
5. El espectro de salida se mide con ayuda del analizador de espectros (Advantest Q8384), empleando una resolución de 0.01, un modo de barrido HiSens1 y una ventana espectral (span) de 60 nm centrada a una longitud de onda de 1550nm.
6. Cada señal, tanto la de entrada como la obtenida después de la fibra, son medidas en 10 ocasiones, para de esta manera obtener una señal de entrada y/o salida promediada.

La medida realizada en el puerto 3 corresponde a la señal de entrada a la muestra; mientras que la realizada a la salida de EDF2 es la señal de salida. A pesar de las precauciones tomadas para acoplar la fibra bajo estudio al arreglo de medición, los valores medidos no resultaron similares a los suministrados por el fabricante. Al repetir el experimento se encontró que la reproducibilidad de las mediciones no era satisfactoria, por lo que para determinar el coeficiente de absorción fue necesario hacer uso de la técnica de recorte [Giles *et al.*, 1991]. El uso de esta técnica permite eliminar otras contribuciones a la atenuación de la señal asociadas a la presencia de los empalmes mecánicos (acoplamiento deficiente, reflexiones de Fresnel). Los pasos adicionales se mencionan a continuación:

7. Bajo las mismas condiciones anteriores, y sin mover ningún elemento del arreglo experimental, se desconecta EDF2 del analizador de espectros. Cabe señalar que en este caso, desde el inicio se usa un acoplador temporal en la punta de salida de la muestra.
8. Cuidadosamente se le quita el conector temporal a EDF2 y se procede a clivar (cortar) un tramo corto de fibra.
9. Se coloca nuevamente el conector temporal y se procede a tomar los datos del espectro.

10. Finalmente, el cálculo del *coeficiente de absorción* $A(\lambda)$ se realiza [Bjarklev, 1993]

usando:

$$A(\lambda) = \frac{10}{L_B - L_A} \cdot \log \left(\frac{P_A(\lambda)}{P_B(\lambda)} \right), \quad (81)$$

donde :

L_B es la longitud inicial de la fibra dopada con Er^{3+} ,

L_A longitud final del EDF después del recorte (tramo corto),

$P_B(\lambda)$ es la potencia óptica transmitida,

$P_A(\lambda)$ es potencia transmitida para la nueva longitud de la fibra.

Con esta metodología se garantiza el mismo acoplamiento tanto para la señal, como para la salida.

IV.2 Coeficiente de Ganancia. Arreglo experimental

El arreglo experimental empleado para medir el coeficiente de ganancia se presenta en la figura 13. Al igual que en el arreglo empleado para absorción en banda ancha, se usan tramos cortos de la fibra dopada que se desea caracterizar. Este arreglo experimental puede seccionarse en tres bloques. El primer bloque es idéntico al usado para generar la señal de banda amplia (sección IV.1.2) por lo que se omite su descripción. El segundo bloque es una etapa de amplificación. El tercer bloque corresponde a la etapa de detección.

El bloque de la etapa de amplificación está formado por un multiplexor de bombeo/señal (WDM 980/1550, SUMICEM, mod.5400562), un diodo de bombeo (Nortel mod.LC92A80) y la fibra que se caracteriza. Los puertos de entrada del multiplexor de bombeo (WDM) están conectados al puerto de salida del primer bloque (1550 nm) y al segundo diodo de bombeo (980 nm). El puerto de salida de este multiplexor se usa para inyectar a la fibra bajo prueba la señal de entrada (espectro de banda amplia) y el haz de bombeo. El puerto que no se utiliza está sumergido en gel con la finalidad de evitar reflexiones que generan señales parásitas. En esta etapa la señal obtenida del primer bloque es amplificada mediante el uso de un láser de bombeo (980nm).

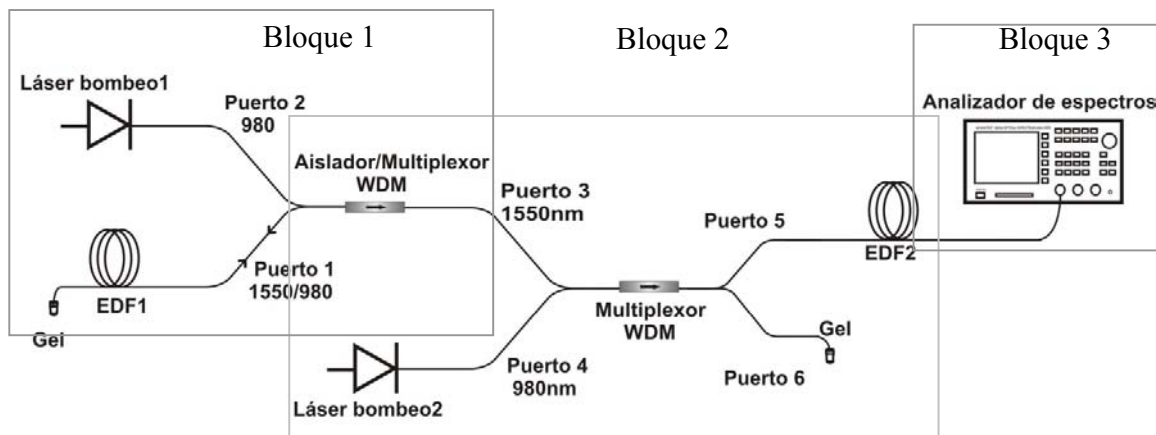


Figura 13. Arreglo experimental empleado para medir el coeficiente de ganancia, en el EDFA ubicado a la salida del Aislador/WDM. La potencia del espectro amplificado de banda amplia se determina usando un analizador de espectros ópticos.

El tercer bloque corresponde a la etapa de detección, en la que se usa un analizador de espectros ópticos (Advantest Q8384).

Las fibras empleadas en este arreglo son las mismas que se emplearon para el experimento de absorción en banda ancha, cuyas características se dan en las tablas II y III.

IV.2.1 Coeficiente de Ganancia de Banda Ancha: Metodología experimental

Para modelar el desempeño de un EDFA, además del coeficiente de absorción en la fibra, es importante determinar el *coeficiente de ganancia*. Con este fin se montó el arreglo mostrado en la figura 13. Para que los datos recabados sean consistentes, esta evaluación se realiza también para tramos cortos de fibra.

Inicialmente es necesario evaluar la señal de entrada, que es obtenida de la misma forma que en el caso anterior, bombeando una fibra dopada con erbio (EDF1) de baja concentración, cuyas especificaciones se pueden ver en la tabla II. La señal de banda ancha obtenida, que viaja a través del puerto 3 del WDM, alimenta a través del puerto 5 a la fibra bajo prueba. Esta señal es amplificada en EDF2 debido a que los iones de erbio de la fibra son excitados por el haz de bombeo.

La luz emitida por el láser de bombeo 2 ingresa al multiplexor WDM a través del puerto 4 y llega a la fibra bajo estudio a través del puerto 5. La señal de banda amplia amplificada que emerge del EDFA (etapa de amplificación) es medida por el analizador de espectros ópticos (Advantest Q8384).

Para garantizar un acoplamiento óptimo tanto de la señal como del bombeo a la fibra bajo estudio, se siguen los mismos lineamientos de limpieza y verificación de alineación de los conectores para cada empalme mecánico del arreglo óptico, usados en el caso anterior. Además:

1. Ya que se ha obtenido un máximo en la potencia de acoplamiento en el puerto 3 del aislador/WDM, se procede a acoplar al puerto 3 de dicho dispositivo el multiplexor de bombeo (WDM) de la etapa de amplificación.
2. Para optimizar el acoplamiento en el empalme mecánico de los puertos marcados con el número 3 en ambos multiplexores, se mide la potencia óptica a través del puerto 5 (usando un medidor de potencia óptica).
3. A continuación se acopla el láser de bombeo 2, al puerto 4 del multiplexor de bombeo. Se mide la salida en el puerto 5 hasta obtener un máximo en la potencia de salida, haciendo el correspondiente ajuste en el empalme mecánico.
4. Finalmente se acopla al puerto 4 del WDM la muestra (*EDF2*) y nuevamente se ajusta el empalme mecánico hasta obtener una potencia máxima.
5. Empleando el analizador de espectros ópticos se procede a grabar los espectros a la salida del EDFA y los datos sobre la configuración del analizador empleando los mismos parámetros que en el caso de la absorción.
6. Cada señal tanto la de entrada como la obtenida después de la fibra son medidas en 10 ocasiones, para de esta manera obtener una señal de entrada y/o salida promediadas.

Hasta aquí sólo se ha grabado una señal de salida. Con el fin de eliminar otras contribuciones ajenas al fenómeno de amplificación, es necesario obtener los datos de una segunda señal obtenida para un tramo más corto de esta fibra, por lo cual se procede a:

7. Quitar el conector temporal a la salida de EDF2, cortar un tramo corto de EDF2 empleando un clivadora para fibra y realizar la limpieza correspondiente.
8. Sin mover ningún elemento del arreglo, se coloca nuevamente el conector temporal.

9. Se conecta la punta de salida de EDF2 al analizador de espectros para obtener los datos de la segunda señal de salida, que se toma como la señal de entrada al tramo de muestra que se recortó.
10. Finalmente para complementar la metodología, el cálculo de la ganancia $\gamma(\lambda)$ se obtiene transformando las potencias en dBm a mW [$P(0)$ y $P(z)$] y haciendo uso de:

$$\gamma(\lambda) = \frac{1}{z} \ln \left[\frac{P(z)}{P(0)} \right], \quad (82)$$

donde:

z es la longitud del tramo recortado en EDF2,

$P(z)$ es la longitud de la fibra antes del recorte;

$P(0)$ es la potencia después del recorte.

IV.3 Coeficiente de absorción de banda angosta. Arreglo experimental

El arreglo empleado para medir absorción de banda angosta básicamente se divide en dos bloques, los cuales se pueden apreciar en la figura 14. El primer bloque corresponde a la generación de la señal, la cual es proporcionada por un láser sintonizable JDS Uniphase que cuenta con una fibra monomodo acoplada, la cual nos proporciona la facilidad de realizar un empalme mecánico con la fibra dopada; el segundo bloque corresponde a la etapa de transmisión y detección de la señal. Se emplea un tramo corto de fibra INO NOI de baja concentración, de 12.8 cm de longitud, cuyas especificaciones se pueden apreciar en la tabla III y, para la detección de señales, se usa un analizador de espectros ópticos (Advantest Q8384).

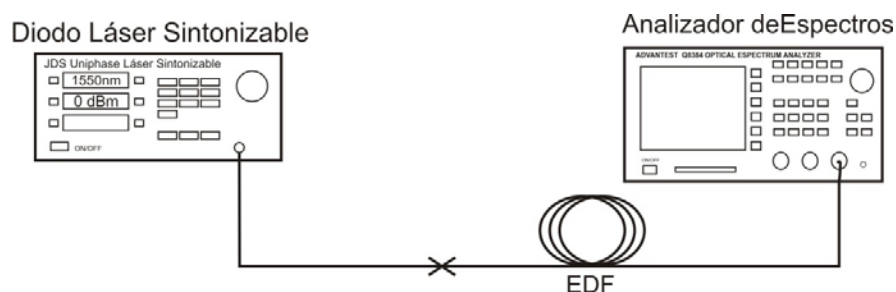


Figura 14. Arreglo experimental para obtener el coeficiente de absorción de banda angosta.

IV. 3.1 Coeficiente de absorción de banda angosta. Desarrollo experimental

La idea de este arreglo es medir la absorción de la señal de banda angosta, dentro de la banda C de las comunicaciones; por lo cual se harán pruebas para longitudes de onda equidistantes, se eligieron 23 longitudes de onda para las cuales se varió la potencia en el rango de -5 a 0 dBm usando incrementos de 1 dBm. En el analizador de espectros se emplea una resolución de 0.01, un barrido HiSens2 y una ventana espectral de 2nm.

Previo limpieza de las caras de las fibras los pasos básicos a seguir en el desarrollo experimental son:

1. Se mide el espectro de la señal para las 23 longitudes de onda mostradas ya antes mencionadas, a diferentes potencias.
2. Posteriormente se coloca el tramo corto de fibra, optimizando el empalme mecánico mediante el medidor de potencia óptica y
3. Nuevamente se realiza el barrido en longitudes de onda y potencias.

IV.4 Tiempo de vida de la fluorescencia. Arreglo experimental

El tiempo de vida de los iones de erbio en el nivel metaestable (${}^4I_{13/2}$) se puede determinar si se mide el decaimiento de la señal de fluorescencia en la fibra dopada con erbio. La fluorescencia se produce al bombear la fibra dopada con erbio (EDF) el tiempo suficiente para excitar a los iones de erbio. Al interrumpir el bombeo la emisión fluorescente decae con el tiempo. El pulso de la fluorescencia puede ser monitoreado en dirección longitudinal, a través de un filtro obturador de alta densidad (chopper) que bloquee periódicamente el bombeo. Para asegurar que no se tiene emisión estimulada o efectos falsos, el decaimiento $1/e$ característico del tiempo de decaimiento τ debe ser independiente de la potencia de bombeo [Desurvire, 2002].

En la figura 15 se muestra el arreglo empleado para la medición del tiempo de vida de la fluorescencia, que al igual que en los casos anteriores se ha dividido en bloques para describir su funcionamiento.

El primer bloque corresponde a la obturación mecánica del haz de bombeo. Para ello se emplea un láser de bombeo (980nm) y mediante el uso de dos microposicionadores se genera una sección en la que la señal viaja por aire. Esta etapa en aire permite introducir el chopper para obturar periódicamente el haz de bombeo. El obturador mecánico (chopper) tiene una frecuencia variable que permite ajustar la frecuencia de obturación de acuerdo al tiempo de vida del nivel metaestable de la fibra que se estudia. Este haz modulado llega al microposicionador 2 en donde un microobjetivo produce el acoplamiento aire/fibra de la señal. El segundo bloque es el de bombeo y obtención del espectro de fluorescencia. La señal que llega al microposicionador 2 es acoplada al puerto 1 del multiplexor de bombeo/aislador (E-TEK Dynamics Inc., Mod. IWDMC1121AA60), limitando el flujo hacia el puerto 3 y direccionando el bombeo hacia la fibra dopada con erbio (EDF2), cuyos datos se muestran en la tabla III. Al ser bombeada la fibra bajo estudio emite en forma espontánea (espectro de fluorescencia). Parte de esta emisión viaja a través del puerto 2 hacia el puerto 3.

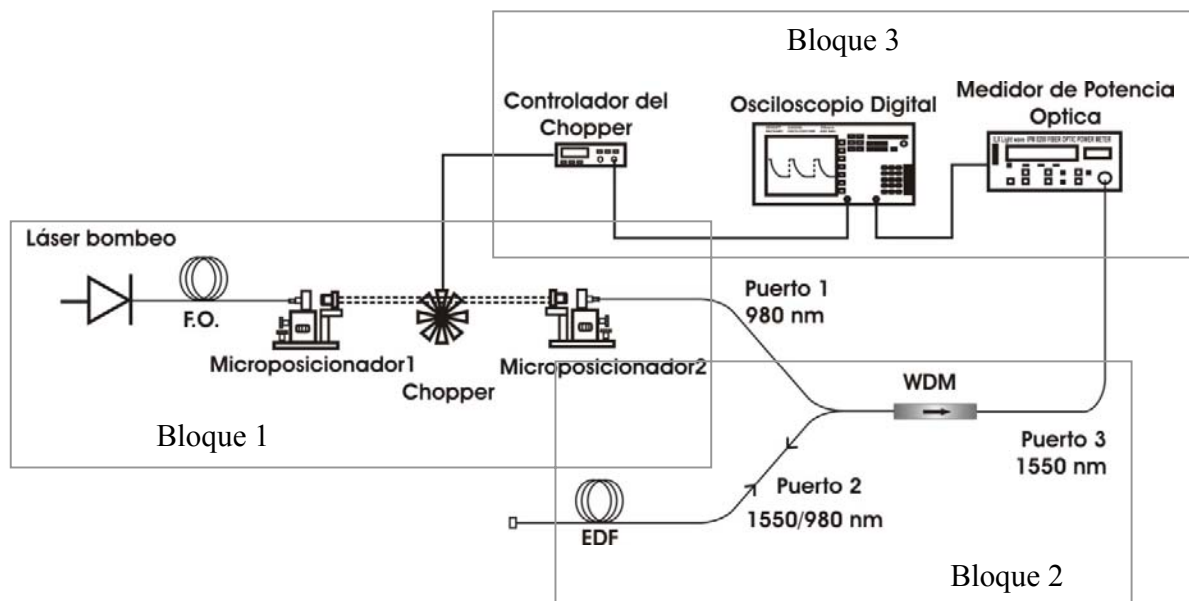


Figura 15. Arreglo experimental para la medición del tiempo de vida de la fluorescencia. El chopper funciona como obturador mecánico a una frecuencia constante.

En el bloque 3 se encuentran los instrumentos encargados tanto de generar un bombeo que periódicamente se enciende y apaga, como de desplegar el decaimiento de la fluorescencia emitida por la fibra bajo estudio. La señal a la salida del puerto 3 del aislador/multiplexor,

es convertida por el detector óptico en una señal eléctrica, que es enviada al osciloscopio digital. El controlador del obturador mecánico se usa para variar la frecuencia del período de encendido/apagado del haz de bombeo hasta sincronizarla con el tiempo de decaimiento de la señal de fluorescencia desplegada en el osciloscopio digital. Esto permite que el proceso de relajación de la emisión espontánea sea detectado con la precisión requerida para evaluar el tiempo de vida de la fluorescencia que, de acuerdo a la literatura, para esta fibra debe ser ~ 10 ms.

IV.4.1 Tiempo de vida de la fluorescencia. Desarrollo experimental

Para optimizar los resultados, en el arreglo experimental de la figura 15 se siguieron los siguientes pasos:

- Acoplar la señal de salida de la fibra óptica al microobjetivo del microposicionador 1. Con ayuda de los ajustes micrométricos se optimiza la intensidad de salida de éste.
- Ajuste de la distancia entre la cara de salida de la fibra y el microobjetivo hasta obtener un haz de luz colimado. Esto se consigue cuando la cara de salida de la fibra óptica se encuentra colocada en el foco anterior del microobjetivo.
- Acoplar el haz de la salida del microposicionador 1 al microobjetivo en el microposicionador 2, para que el haz se enfoque sobre la cara de entrada de la fibra que se encuentra conectada al mismo.
- Optimizar el empalme mecánico en el puerto 1 midiendo, con ayuda del medidor de potencia óptica, a través del puerto 2 del WDM.
- Conectar el puerto 3 del WDM al medidor de potencia óptica.
- Conectar la salida eléctrica del medidor de potencia óptica directamente al osciloscopio.
- Ya que se encuentra todo correctamente alineado, conectar el chopper o cortador de haz, de manera que obstruya y/o permita que pase totalmente el haz.
- Finalmente, conectar la salida del controlador del obturador; la cual servirá para sincronizar el sistema y funcionará como señal de disparo en el osciloscopio.
- La medición se realiza 10 veces, con fines estadísticos, lo cual nos permite determinar la desviación estándar.

Capítulo V

Resultados medidos para absorción y emisión

El perfil de los espectros de emisión y absorción del Er^{3+} alrededor de $1.5\mu\text{m}$ depende del vidrio anfitrión. La forma de dichos espectros para la transición ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$ obedece a la localización de los niveles Stark en el diagrama de Jablonski y a la probabilidad de las transiciones entre los niveles Stark del multiplete inferior y el superior, la cual se ve modificada por la composición química del medio anfitrión. A pesar de ello, se supone que el proceso dominante, que determina el ancho de la banda de absorción/emisión estimulada, es el ensanchamiento homogéneo. Por tanto, los procesos de absorción y de emisión estimulada se considera que satisfacen una ley exponencial y que pueden describirse a través de parámetros constantes denominados coeficientes de absorción y de ganancia.

V.1 Coeficiente de absorción

En esta sección se presentan primero los parámetros de medición reportados en la literatura para medir el coeficiente de absorción y, a continuación, los resultados obtenidos para el coeficiente de absorción usando señales de entrada de banda ancha y señales monocromáticas.

V.1.1 Parámetros usados para la medición del coeficiente de absorción para muestras de sílice dopado con erbio (vidrios y fibras ópticas)

En la actualidad, a pesar de que la medida del coeficiente de absorción es un paso estándar para la caracterización de fibras de vidrio de sílice dopado con erbio, son pocos los autores que describen el procedimiento seguido para determinar este parámetro y hasta donde sabemos, no existe acuerdo al respecto. En la tabla IV se presentan las recomendaciones

hechas por distintos autores sobre el tipo de fuente de luz y la potencia que debe utilizarse para la medida del coeficiente de absorción. En la tabla V se resumen las sugerencias sobre la longitud de la muestra.

Tabla IV. Fuentes de luz utilizadas para medir el coeficiente de absorción.

Referencia	Tipo de fuente
Martin, y Quimby, 2006. (vidrio dopado con erbio)	Lámpara de tungsteno-halógeno
Lehtonen <i>et al.</i> , 2005.	Emisión de banda ancha de fibras microestructuradas (400 a 1600 nm, potencia 80 μ W/nm)
Ono y Tanabe, 2004.	Diodo láser sintonizable (1420-1640 nm)
Desurvire, 2002.	Fuente de luz blanca, sin bombeo, o fuente de luz monocromática
Hapanowicz, , 2001.	Fuente de luz blanca o, si se requiere de mayor intensidad, un LED de banda ancha o un EELED
Zech, 1995.	No se especifica la fuente de luz usada. La potencia máxima de entrada a la EDF fue de 700 y 850 μ W, para 1532 y 1545 nm, respectivamente.
Bjarklev, 1993.	Fuente de luz blanca (300 a 2000 nm).
Giles <i>et al.</i> , 1991.	Fuente de luz blanca o un LED para contar con mayor intensidad espectral (1100-1650 nm).
Saleh <i>et al.</i> , 1990.	Midieron sólo a dos longitudes de onda 1480 nm para el bombeo y 1550 nm para la señal
Desurvire y Simpson, 1990.	Luz blanca proveniente de una lámpara de tungsteno-halógeno

Como puede verse en la tabla IV, la fuente de luz puede ser de banda ancha o monocromática. Para producir las señales de banda ancha se han usado LEDs, lámparas de tungsteno-halógeno o la emisión continua de fibras microestructuradas; mientras que para las señales monocromáticas se usa luz láser. En la mayor parte de los trabajos los autores no especifican el rango de potencias usado. En los trabajos en los que se especifica, se usan potencias entre 80 y 850 μ W [Lehtonen *et al.*, 2005; Zech, 1995].

Para obtener una potencia transmitida medible, la potencia de la señal de entrada, la concentración de erbio de la fibra y su longitud deben tomarse en cuenta. Desurvire, 2002 recomienda repetir el procedimiento de medida para diferentes longitudes de la muestra hasta que las medidas obtenidas sean reproducibles y consistentes; no especifica cuando se

considera que son consistentes. En la tabla V se presentan los valores usados por diferentes autores. En general, no mencionan la concentración de erbio de sus muestras.

Tabla V. Longitudes de fibra utilizadas para medir el coeficiente de absorción.

Referencia	Recomendaciones
Martin y Quimby, 2006. (vidrio dopado con erbio)	A diferentes distancias, muy cerca de la orilla de la muestra para minimizar la emisión espontánea y/o estimulada.
Lehtonen <i>et al.</i> , 2005	fibra #1, 5m, fibra #2, 39 cm.
Ono y Tanabe, 2004.	Longitud usada para 4 fibras distintas, <i>l_m</i>
Desurvire, 2002.	Cortando tramos cortos de fibra, las medidas deben repetirse conforme se recorta la muestra hasta que los resultados sean reproducibles y consistentes. Para tramos con una longitud menor de 2 m es importante eliminar los modos de la cubierta.
Hapanowicz, 2001; Bjarklev, 1993; Giles <i>et al.</i> , 1991.	El cambio introducido por el recorte debe ser de ~10 dB.
Jarabo y Alvarez, 1998. Coeficiente de absorción para 1480 nm, potencia < 0.2 μ W	El producto $\gamma\Delta L$ sea tan grande como lo permita el rango dinámico del detector. Además, se modificaron la longitud de la fibra y la potencia de bombeo hasta obtener valores de este coeficiente que no dependieran de dichas variables. Valores adecuados: Fibra A: 0.45 y 13.38 m; Fibra B 0.38 y 10.98 m; Fibra C 0.49 y 25 m. La muestra se empalma por fusión al arreglo de medida.
Zech, 1995.	6.55 m
Saleh <i>et al.</i> , 1990.	387 cm

Con respecto a la longitud de la muestra, mientras que los investigadores que trabajan con vidrios de sílice dopado con erbio recomiendan excitar un área de la muestra que se encuentre muy cerca de la cara de salida, para evitar la contribución de la emisión espontánea y la reabsorción de la señal [Martin y Quimby, 2006], los investigadores que trabajan con fibras recomiendan evitar los tramos cortos debido a la contribución de los modos de la cubierta [Desurvire, 2002]. En general se trabaja con tramos de fibras dopadas con erbio con longitudes mayores de 2 m y se informa sobre mediciones realizadas usando muestras hasta de 100 m [Bajarklev, 1993]. Cabe hacer notar que sólo en uno de los

trabajos incluidos en la tabla V se usó para todas las muestras la misma longitud de fibra (1 m) [Ono y Tanabe, 2004].

Sin embargo al usar un tramo largo de fibra es necesario trabajar con señales de mayor potencia; lo cual favorece que la luz a la salida de la fibra contenga una contribución apreciable de emisión espontánea amplificada y emisión estimulada debida a la señal [Zech, 1995]. La alternativa que se propone es una receta empírica: *el cambio en la atenuación debido al tramo recortado, debe ser del orden de 10 dB*. Esto es difícil de alcanzar en la práctica debido a la variación espectral de este coeficiente. El único autor que menciona esta dificultad experimental, recomienda usar longitudes distintas para cada intervalo espectral [Bajarklev, 1993].

La técnica de recorte tiene como finalidad el eliminar otras contribuciones de atenuación, debido a reflexiones de Fresnel y un acoplamiento deficiente. Con el propósito de evitar la destrucción de las muestras y satisfacer estos requisitos, además de excluir los modos de la cubierta, Jarabo y Alvarez, 1998 usan dos tramos de diferente longitud de la fibra que se caracteriza, empalmados por fusión al arreglo experimental. En un trabajo posterior se usa el empalme por fusión de la muestra al arreglo experimental, antes y después del recorte [Hapanowicz, 2001]. En este caso no se evita la destrucción de la muestra bajo estudio.

V.1.2 Absorción para una fibra (INO NOI 402K5) usando señales monocromáticas

Empleando el arreglo experimental de la figura 14, y siguiendo la metodología descrita en la sección IV. 3.1 se midió el coeficiente de absorción usando señales monocromáticas ($\Delta\lambda < 1\text{nm}$). La fuente de luz usada fue un diodo laser sintonizable (JDS Uniphase) cuya potencia mínima es de -5 dBm.

Se eligieron 23 señales monocromáticas [ITU Grid Specification], de las cuales 17 se encuentran dentro de la banda comprendida en la región de 1520 a 1570nm (las 3 primeras y las 3 últimas se encuentran fuera de este rango espectral), espaciadas igualmente entre sí 2.35 nm. Se empleó un tramo corto de fibra (12.8cm) y uno de mayor longitud (150cm). Se usaron potencias en la señal que van desde -5 a 0 dBm, en incrementos de 1 dBm.

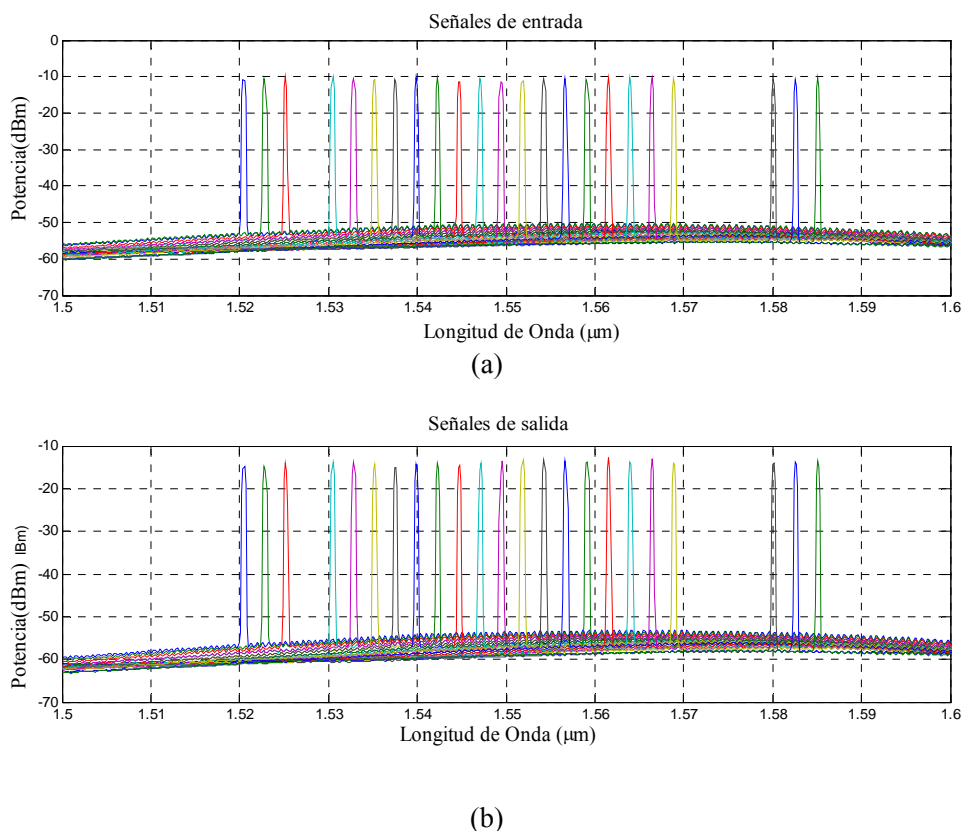


Figura 16. (a) Señal de entrada (potencia de -5 dBm, 0.316 mW), (b) Señal a la salida de una fibra INO NOI 402K5 (12.8 cm)

Los resultados obtenidos para la EDF con una longitud de 12.8 cm, siguiendo la metodología descrita en la sección IV. 3.1, se presentan en la figura 17. Se midió la potencia de las señales a la entrada y a la salida de la muestra. En las figuras 16(a) y 16(b) se despliega la totalidad de dichas señales para la potencia más baja empleada (-5 dBm), en el rango espectral de 1500 hasta 1600 nm.

Las señales medidas son promedios calculados por el analizador de espectros (Advantest Q8384), de un total de 16 datos. El cálculo de la absorción se hizo usando la ecuación (81). Considerando a la potencia de entrada como la medida para $L_A = 0$. Los resultados obtenidos (figura 17) exhiben un corrimiento espectral de la señal transmitida (salida) hacia longitudes de onda mayores con respecto de la señal de entrada, para toda la banda espectral de medida.

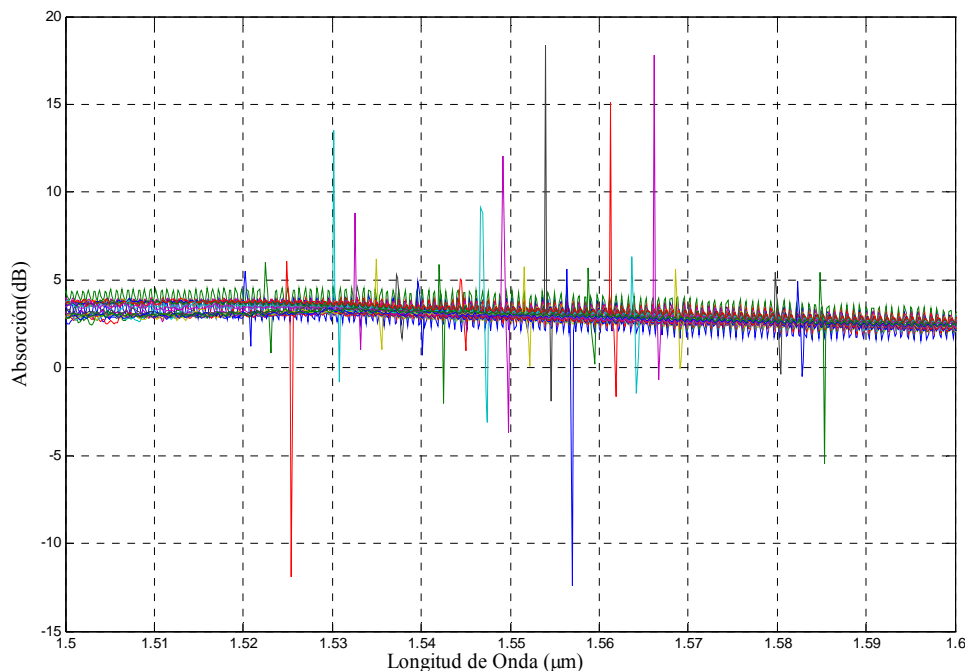


Figura 17. Absorción en dB de la señal ($P = -5$ dBm) en un EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm.

Debido a que la resta directa de las curvas espectrales no permite en este caso determinar el cambio en potencia, se determinaron las potencias de las señales de entrada (P_A) y de salida (P_B) calculando el área bajo la curva de su perfil espectral. Estos valores, que corresponden a los medidos usando un detector con una resolución espectral menor, se sustituyeron en la ecuación (81), con $L_B = 12.8\text{cm}$ y $L_A = 0\text{cm}$.

Para trabajar en unidades lineales se transformó la potencia del espectro de dBm a mW, usando $P_{mW} = 10^{\left(\frac{P_{dBm}}{10}\right)}$. En la figura 18 se muestra el coeficiente de absorción para cada longitud de onda utilizada. Los datos se representan mediante puntos de color magenta.

Los valores medidos para una señal cuya potencia es igual a -5 dBm (0.316mW), mínimo proporcionado por el láser sintonizable JDS Uniphase, varían entre ~ 18.5 y 16.5 dB/m. La línea quebrada que los une permite apreciar un perfil espectral discontinuo. La mayor absorción se presenta en el ancho de banda comprendido entre 1530 hasta 1540nm, y para longitudes de onda mayores este disminuye. Estas medidas se repitieron para potencias diferentes en un rango que abarca de -5 a 0 dBm (0.3 a 1 mW), con pasos de 1 dB.

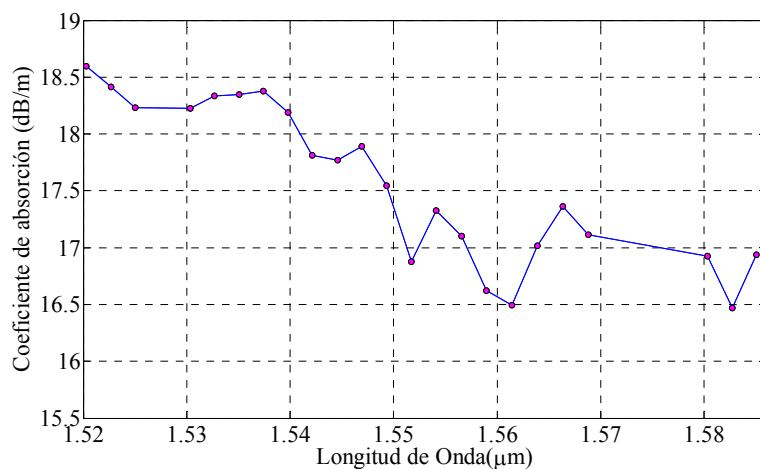


Figura 18. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -5 dBm (0.316 mW).

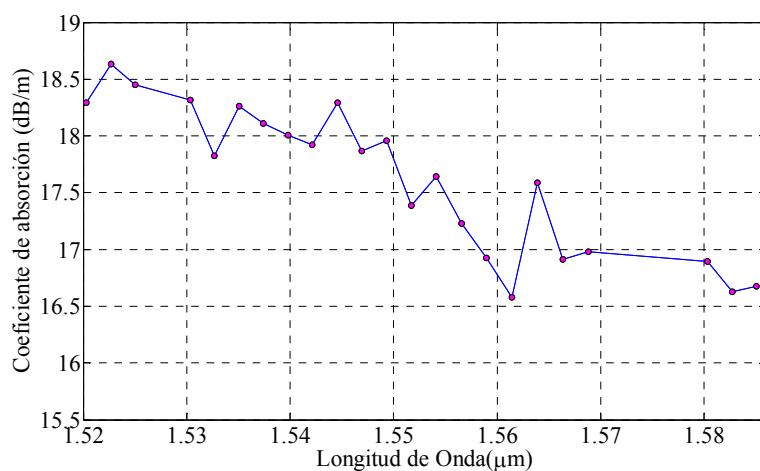


Figura 19. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -4 dBm (0.398 mW).

El perfil espectral del coeficiente de absorción medido una señal con potencia igual a 0.398 mW (-4 dBm) es también discontinuo (figura 19). Los valores medidos van de ~18.5 a 16.5 dB/m y muestran una tendencia decreciente con la longitud de onda de la señal.

Los valores calculados para señales con una potencia de entrada de -3dBm (0.501 mW) se presentan en la figura 20. El perfil espectral continúa siendo discontinuo y presentando una tendencia decreciente con la longitud de onda. El valor mínimo se ha alejado más del valor anterior de ~16.5 dB/m y el valor máximo es ligeramente inferior a los valores anteriores

(>18.5 dB/m). Observamos que el coeficiente de absorción máxima se encuentra en 1532.68 y 1535.04 nm, mientras que el mínimo está en 1558.98 nm.

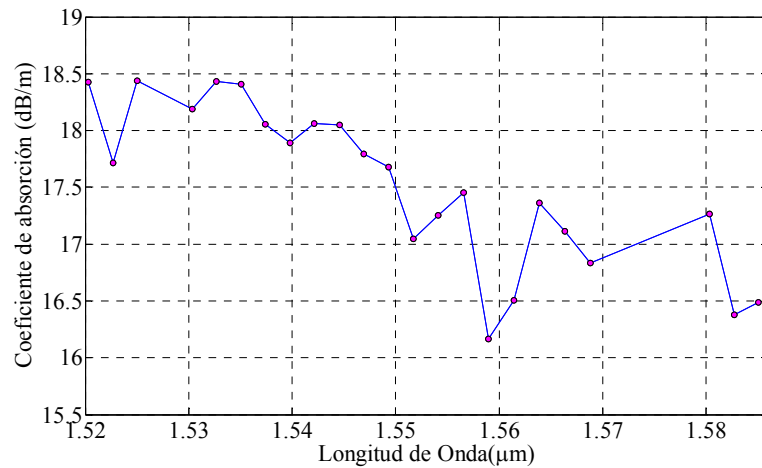


Figura 20. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -3 dBm (0.794 mW).

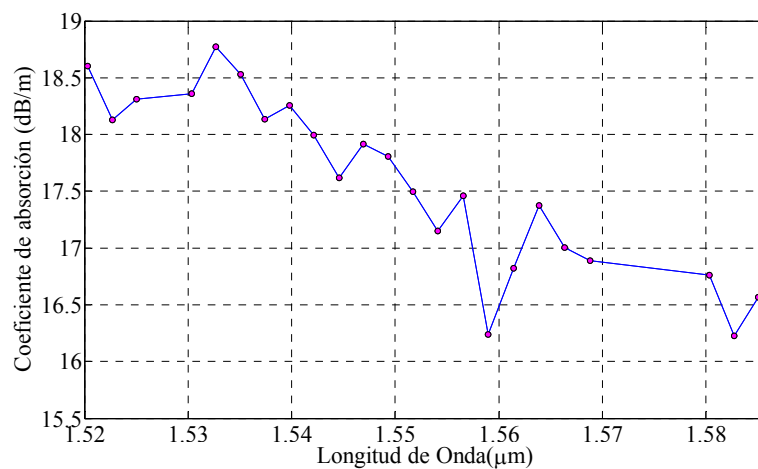


Figura 21. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -2 dBm (0.794 mW).

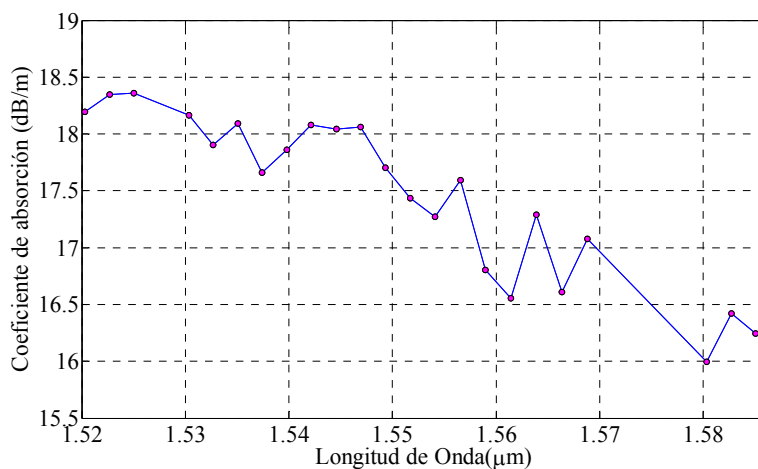


Figura 22. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de -1 dBm (0.794 mW).

Para señales con una potencia de entrada de -2dBm (0.631mW), los coeficientes de absorción medidos los podemos observar en la figura 21. También presentan un perfil espectral discontinuo. En este caso, los valores máximos son mayores que los medidos para señales con potencias de entrada menores; mientras que el valor mínimo es prácticamente el mismo.

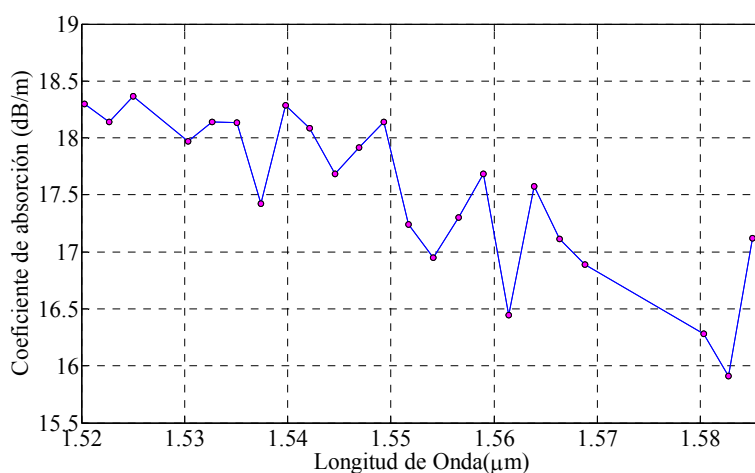


Figura 23. Coeficiente de absorción de 23 señales monocromáticas diferentes, medidos para una EDF INO NOI 402K5 de 12.8 cm, empleando una potencia de 0 dBm (1 mW).

Los resultados de las medidas efectuadas con señales de entrada con una potencia de -1 dBm (0.794 mW) se presentan en la figura 22. En este caso las longitudes de onda que presentan mayor absorción corresponden a las comprendidas en el rango entre 1542 y 1547 nm (dentro de la banda C) y la menor absorción se presenta para longitudes de onda mayores.

Para una señal cuya potencia de entrada es de 0 dBm (1 mW) se observa un perfil espectral con mayores variaciones (figura 23). Los valores extremos del coeficiente de absorción se han reducido con respecto a los medidos para potencias menores. Con el fin de comparar los resultados obtenidos al variar la potencia para la misma longitud de onda, en la tabla VI se presentan los valores medidos para cuatro señales monocromáticas distintas.

Podemos observar de la tabla VI que las señales monocromáticas para las que se obtienen los valores máximo y mínimo no se mantienen constantes al cambiar la potencia. A pesar de que tanto las longitudes de ondas comprendidas entre 1530 y 1533nm forman parte del pico máximo de fluorescencia, la primera presentó cambios relativamente menores (0.39 dB) que la segunda (0.95 dB), variaciones muy altas dentro de un rango tan pequeño. La señal que se mantuvo como uno de los mínimos de absorción para todas las potencias se encuentra alrededor de 1560nm. En la tabla VI podemos notar que el mínimo en esta región espectral osciló entre 1558.98 y 1561.42nm. De nuevo, a pesar de que son dos longitudes de onda cercanas, para 1558.98 se obtuvo un cambio de 1.52 dB al variar la potencia de la señal de entrada; mientras que para 1561.42 nm el cambio fue sólo de 0.37 dB.

Tabla VI. Variación del coeficiente de absorción (dB/m) de señales monocromáticas al modificar la potencia de la señal.

$\lambda(\text{nm})$	0dBm (1mW)	-1 dBm (0.794mW)	-2 dBm (0.631mW)	-3 dBm (0.501mW)	-4 dBm (0.398mW)	-5 dBm (0.316mW)
1530.33	17.96	18.16	18.35	18.19	18.31	18.22
1532.68	18.13	17.90	18.77	18.43	17.82	18.33
1558.98	17.68	16.80	16.23	16.16	16.92	16.62
1561.42	16.44	16.55	16.81	16.50	16.57	16.49

Para las señales monocromáticas utilizadas, se observó una tendencia decreciente en el comportamiento espectral de los coeficientes de absorción; i.e. la absorción es mayor para longitudes de onda cortas y menor para longitudes de onda mayores. También podemos notar que a pesar de la discontinuidad espectral, los valores medidos para los coeficientes

de absorción varían aproximadamente entre 16 y 18 dB/m para toda la banda espectral estudiada, para potencias de la señal de entrada entre -5 y 0 dBm.

Se considera que además de los cambios asociados a la potencia, la discontinuidad del perfil espectral puede deberse a contribuciones de atenuación ajenas al fenómeno estudiado, por lo que este coeficiente de medida se determinó también usando señales de banda ancha (potencias menores) y la técnica de recorte.

V.1.3 Resultados medidos para absorción usando señales de entrada de banda ancha

La toma de datos experimentales se realizó usando el método de recorte. Con el fin de determinar si los cambios espectrales medidos en la sección anterior influyeron fluctuaciones temporales de la potencia transmitida, en cada caso se hicieron 10 mediciones rápidas de cada señal, para seguidamente promediarlas y obtener la señal resultante. Las medidas se realizaron empleando una resolución alta y un barrido HiSens1 (sensibilidad alta) en el analizador de espectros, lo cual genera un barrido rápido (~ 55 segundos). Estos pasos se siguieron tanto para la adquisición de la señal de entrada, como para después del recorte de la fibra. Se usó una longitud de recorte de 5.8 cm. La longitud original de la fibra era de 113.1cm. Se usó una fibra con una mayor longitud para que el cambio entre la potencia de entrada y la potencia de salida se aproximara a los 10 dB. El cambio medido para una muestra de 12.8 cm de longitud osciló entre 3 y 5 dB.

En la figura 24 se observan las señales de entrada y salida (señal con absorción) para una señal generada usando una potencia de bombeo de 5 mW en EDF1. Las unidades son arbitrarias para hacer posible la comparación entre las señales de entrada y salida (corresponden a los valores medidos para la primer señal). Puede advertirse que las curvas en las figuras 24(a) y (b) no muestran discontinuidades. Sin embargo, al calcular el coeficiente de absorción, el cambio de escala permite apreciar la presencia de algunas singularidades. Estos cambios localizados señalan una mayor preferencia por algunas transiciones. Para referirnos a cada una de las curvas denotaremos a la señal ubicada en la parte inferior como la primera. De esta forma se aprecia que la novena señal de la figura 24(a) presenta una oscilación alrededor de 1.575 μm , también presente en la figura 24(b), por lo cual se eliminaron ambas curvas.

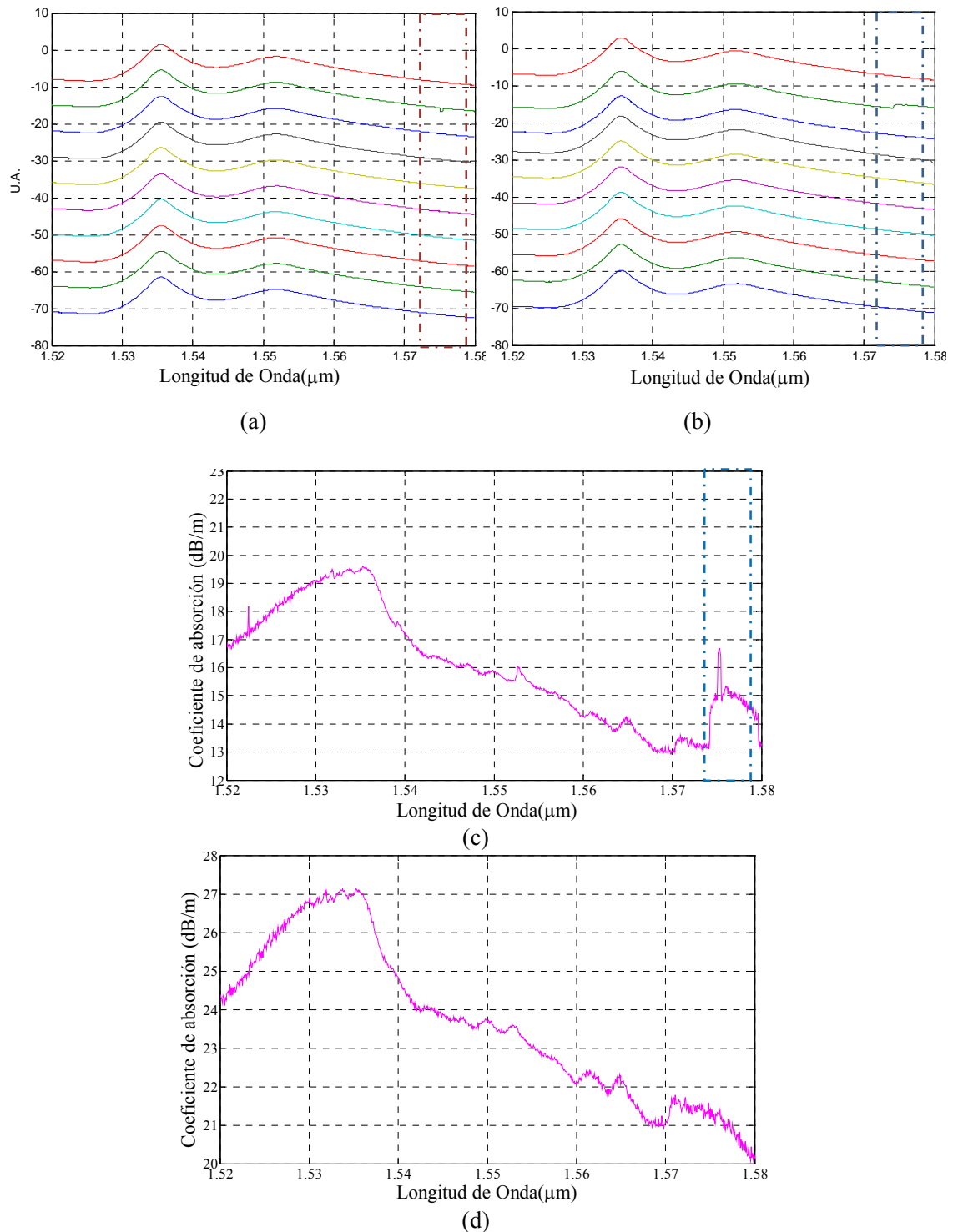


Figura 24. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de señales de entrada (bombeo de 5 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción obtenido para las señales promedio de las curvas espectrales en (a) y (b); (d) Coeficiente de absorción obtenido para las señales promedio de las curvas espectrales en (a) y (b) eliminando la 7ª y la 8ª curvas.

Además se eliminaron la 7ª y la 8ª; debido a que estas dos últimas no se encuentran dentro del rango de potencia de las demás curvas. Como resultado de esto, en la figura 24(d), usando las nuevas señales promediadas se eliminó el pico señalado con un rectángulo y, aunque el perfil espectral es similar al del inciso (c) debe notarse que el coeficiente de absorción tiene un valor más alto.

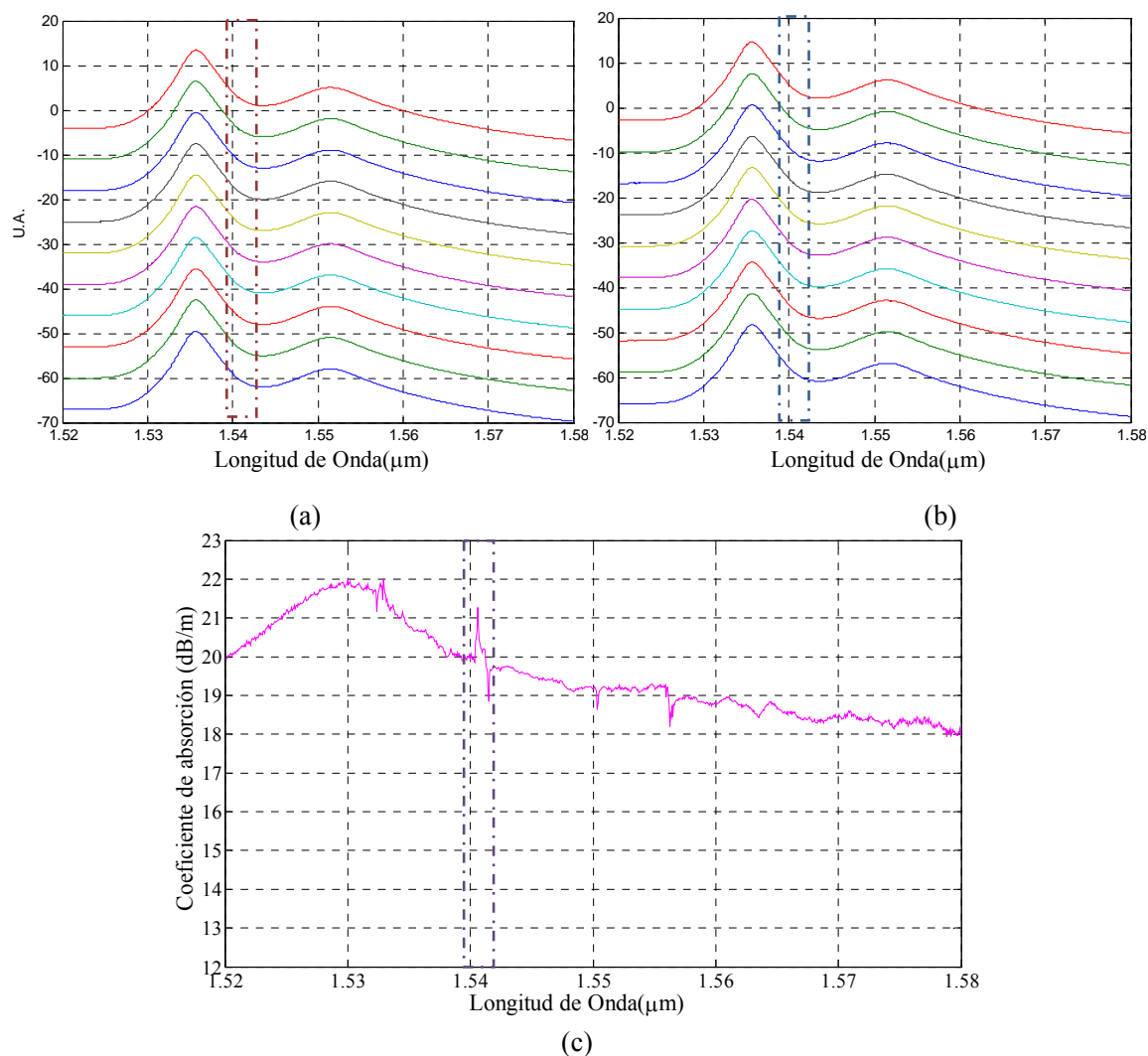


Figura 25. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo en las señales de entrada (bombeo de 10 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para una señal obtenida usando una potencia de bombeo de 10 mW se presentaron fluctuaciones en regiones espectrales distintas (figura 25). La principal es la ubicada alrededor de 1.54 μm.

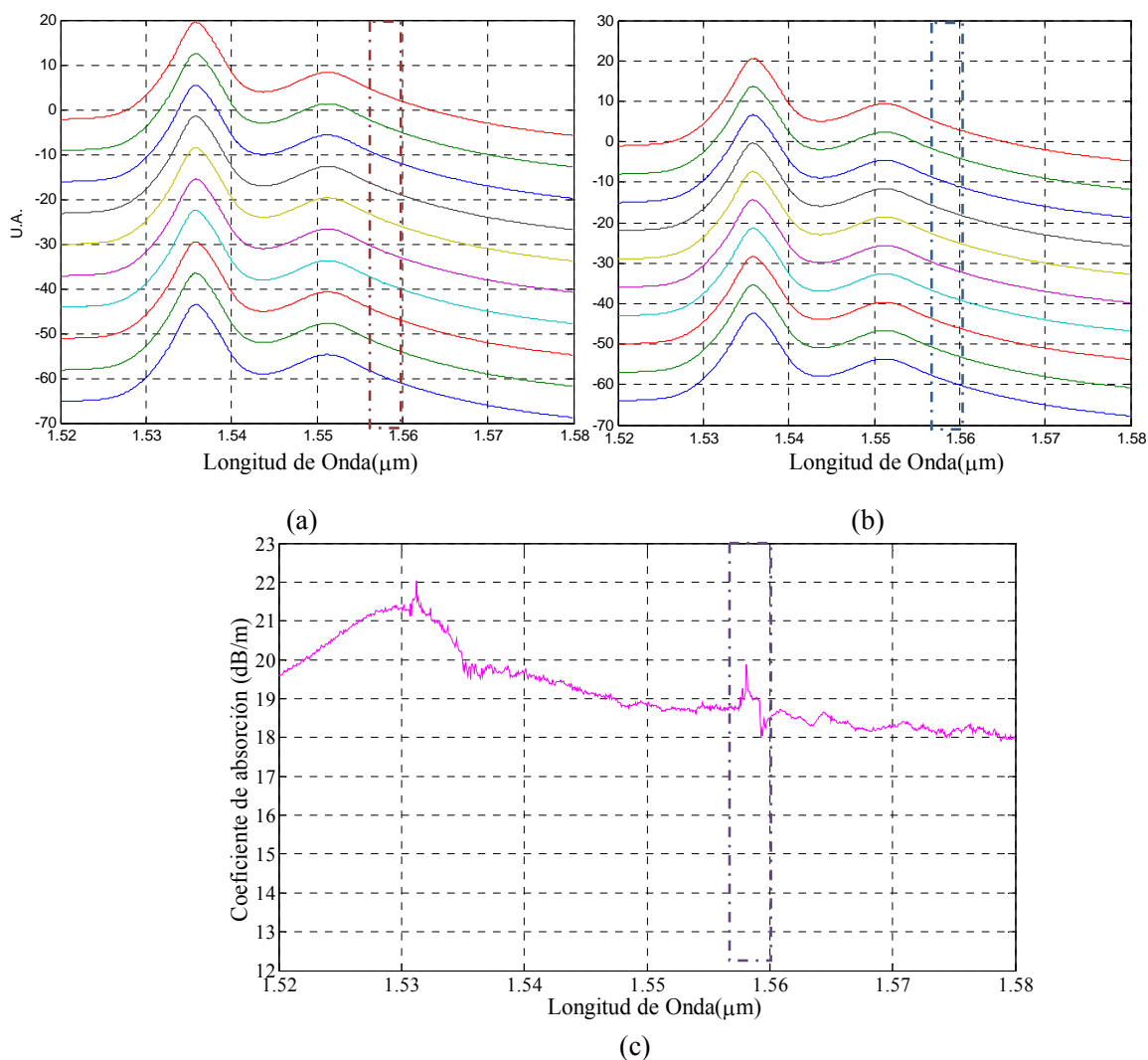


Figura 26. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo en las señales de entrada (bombeo de 20 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante entre las señales promedio de (a) y (b).

Amplificando estas curvas puede apreciarse la presencia de discontinuidades en las todas las señales de entrada y de salida que se encuentran en la región encerrada en un rectángulo en ambos espectros (1.54 μm). Existen otras discontinuidades en 1.533 μm y 1.556 μm, claramente visibles en el coeficiente de absorción [ver figura 25(c)], que sin embargo no se aprecian en las figuras 25(a) y 25(b).

Para la señal de banda ancha obtenida a partir de una potencia de bombeo de 20 mW, al igual que los casos anteriores, se observa la presencia de fluctuaciones (figura 26). En particular, en la región señalada por el rectángulo, se notan depresiones presentes en todos

los espectros medidos; éstas están ubicadas alrededor de $1.559 \mu\text{m}$ en la señal de entrada y de $1.557 \mu\text{m}$ en la señal de salida [figuras 26(a) y 26(b)]. El corrimiento indica que los fotones absorbidos a $1.559 \mu\text{m}$ son emitidos con una energía mayor ($\lambda = 1.557 \mu\text{m}$). Además, entre 1.53 y $1.54 \mu\text{m}$, se observan otras fluctuaciones de menor tamaño.

Hasta el momento se ha analizado la respuesta obtenida para las señales de entrada generadas usando potencias de bombeo de 5, 10 y 20 mW, para excitar a la fibra EDF1. En todas ellas se observan fluctuaciones localizadas en regiones del espectro distintas para cada potencia de bombeo.

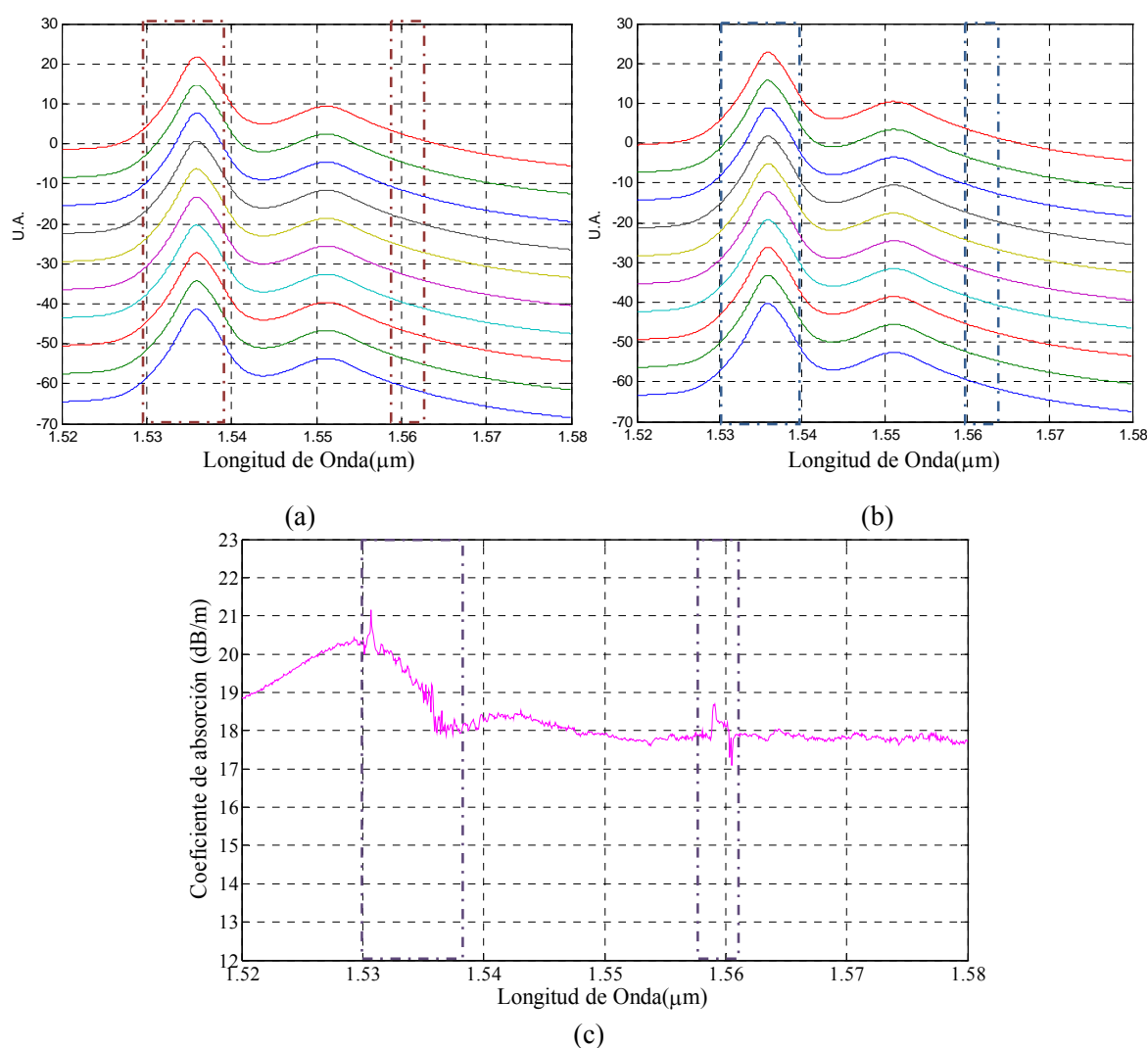


Figura 27. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 30 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).

El siguiente caso es el de la absorción de una señal obtenida usando una potencia de bombeo de 30 mW. En las figuras 27(a) y (b) se señalan las regiones en donde se encuentran las singularidades que producen las fluctuaciones observadas en el coeficiente de absorción [figura 27(c)]. En este caso las ubicaciones espectrales de algunas de ellas son muy similares a las del caso anterior, por ejemplo, 1.56 μm ; aunque esta oscilación se ha desplazado hacia longitudes de onda más largas ($\sim 2 \mu\text{m}$). De las otras singularidades, la ubicada cerca de 1.53 μm se desplazó hacia longitudes de onda más cortas; mientras que la localizada entre 1.535 y 1.54 μm , pudiera decirse que mantiene la misma posición, aunque su ancho espectral es demasiado amplio, $\sim 30 \mu\text{m}$.

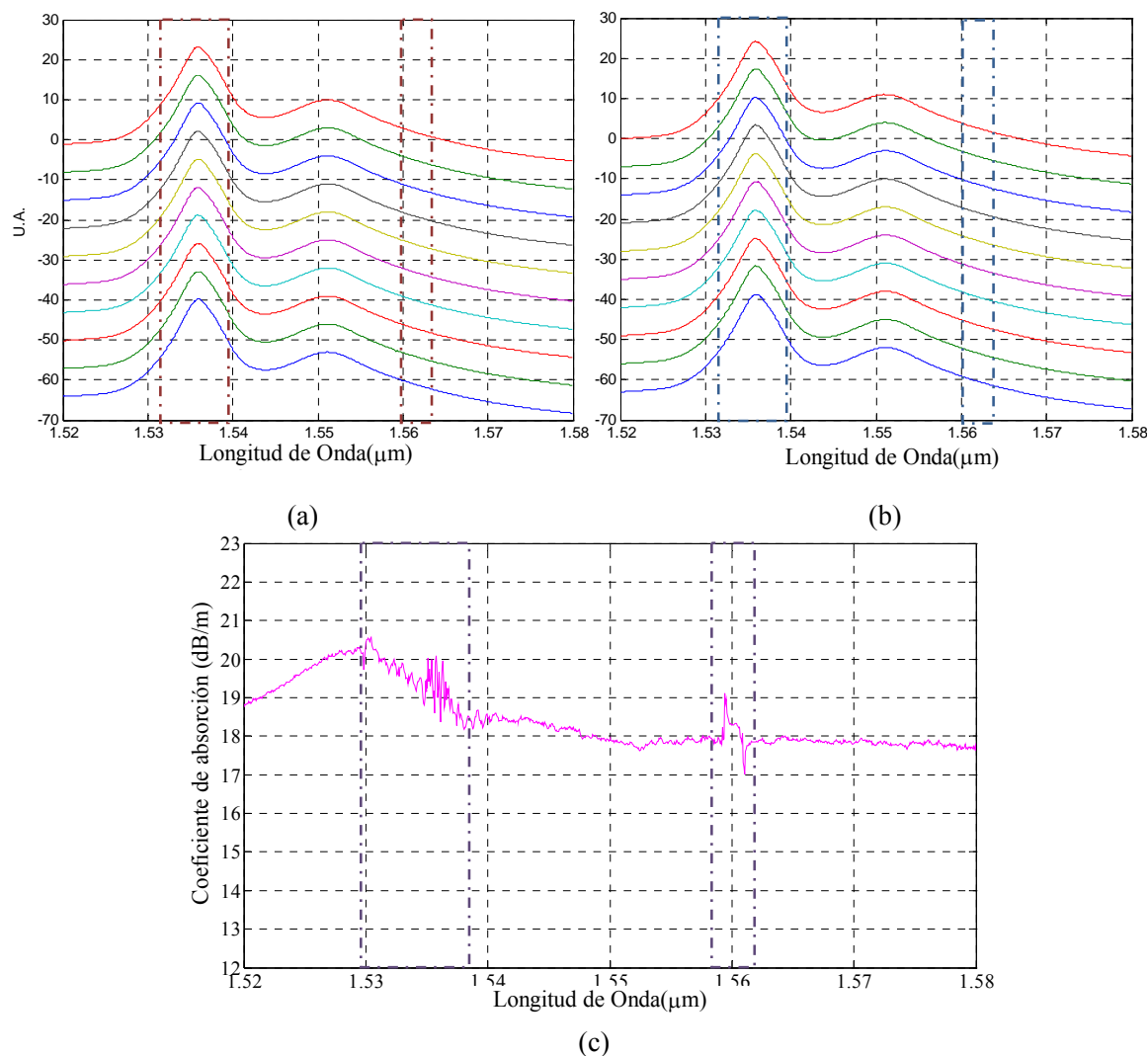


Figura 28. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 40 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para la señal obtenida a partir de una potencia de bombeo de 40 mW (figura 28) se aprecia un comportamiento muy similar al de las señales producidas con bombeos de 20 y 30 mW de potencia; específicamente, las fluctuaciones entre 1.53 y 1.54 μm y la ubicada cerca de 1.56 μm , siguen presentes, como se aprecia en la figura 28(c).

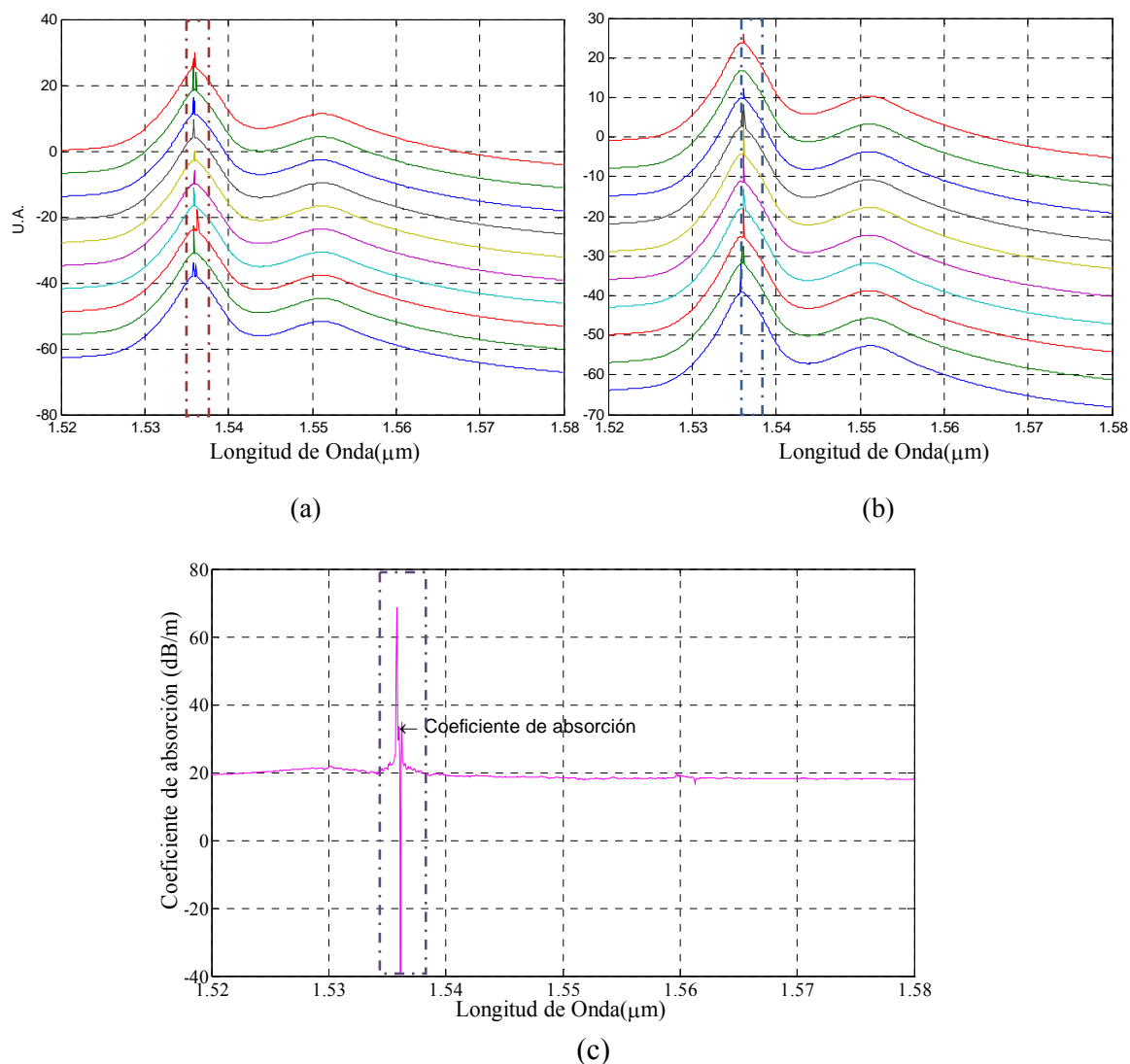


Figura 29. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (bombeo de 50 mW sobre EDF1), (c) Coeficiente de absorción resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Además puede observarse que la discontinuidad ubicada cerca de 1.56 μm se desplazó más hacia longitudes de onda largas; mientras que la de 1.53 μm continuó corriéndose hacia longitudes de onda cortas. Las fluctuaciones entre 1.535 y 1.54 μm aumentaron su

magnitud. Cabe señalar que hasta ahora los valores determinados para los coeficientes de absorción están entre 18 y 22 dB/m (63 y 158 m^{-1}) a lo largo de todo el espectro.

También se tomaron datos para 50 y 60 mW, pero sólo se presentan los resultados para 50 mW (figura 29) ya que en ambos casos el laseo de la fibra es el fenómeno dominante y el modelo usado considera que el fenómeno dominante es la absorción.

Esta emisión laser se aprecia claramente en las figuras 29(a) y (b). Para estas potencias de la señal de entrada, el coeficiente de absorción [figura 29(c)] toma valores fuera del rango medido para los otros casos.

Es interesante notar que acompañando al pico de absorción ($\sim 70 \text{ dB/m}$; $10,000 \text{ m}^{-1}$) se observa otro de emisión ($\sim -40 \text{ dB/m}$; 10^{-7} m^{-1}), con un menor ancho de banda y ligeramente desplazado en longitud de onda.

Resumiendo, para señales de banda ancha los valores medidos para el coeficiente de absorción variaron entre 18 y 21 dB/m en toda la banda espectral, para potencias de la señal de entrada entre -70 y -40 dBm. Cabe señalar que se alcanzaron los 27 dB/m para señales entre 1.53 y 1.54 μm [figura 24(c)], con una potencia entrada de -68 dBm [figura 24(a)] (señal de banda ancha generada usando un bombeo de 5 mW). El recorte de 5.8 cm generó un cambio entre la potencia de entrada y la potencia de salida menor de 3 dB.

V.1.4 Influencia longitudinal de la fibra en los coeficientes de absorción

Los valores medidos para el coeficiente de absorción en tramos cortos de fibra, con dos metodologías diferentes, arrojan valores que aunque son cercanos, presentan un comportamiento espectral distinto. La evaluación se repitió utilizando una muestra de una longitud ligeramente diferente, pero similar a la anterior y la longitud reportada en una publicación [Ono y Tanabe, 2004]. La longitud total de la muestra (EDF) era de 102 cm antes del recorte; se usó un recorte de 6.1 cm (cercano al valor de 5.8cm empleado anteriormente). En este caso, se trabajó con señales con potencias entre 20 y 40 mW, espaciadas entre sí 2 mW. Se seleccionaron estas potencias porque fueron para las que se obtuvieron valores parecidos para el coeficiente de absorción en las medidas reportadas en la sección V.1.3.

En la figura 30 se muestran los resultados obtenidos para el coeficiente de absorción. Como puede observarse, en este caso se obtuvo la misma dependencia espectral para todas las potencias usadas para la señal de entrada. Sin embargo, el perfil espectral ha cambiado notoriamente con respecto al mostrado en la sección V.1.3. En la figura 30 los valores de los coeficientes de absorción se incrementan con la longitud de onda. Esta tendencia es opuesta a la obtenida para una señales monocromáticas (sección V.1.2).

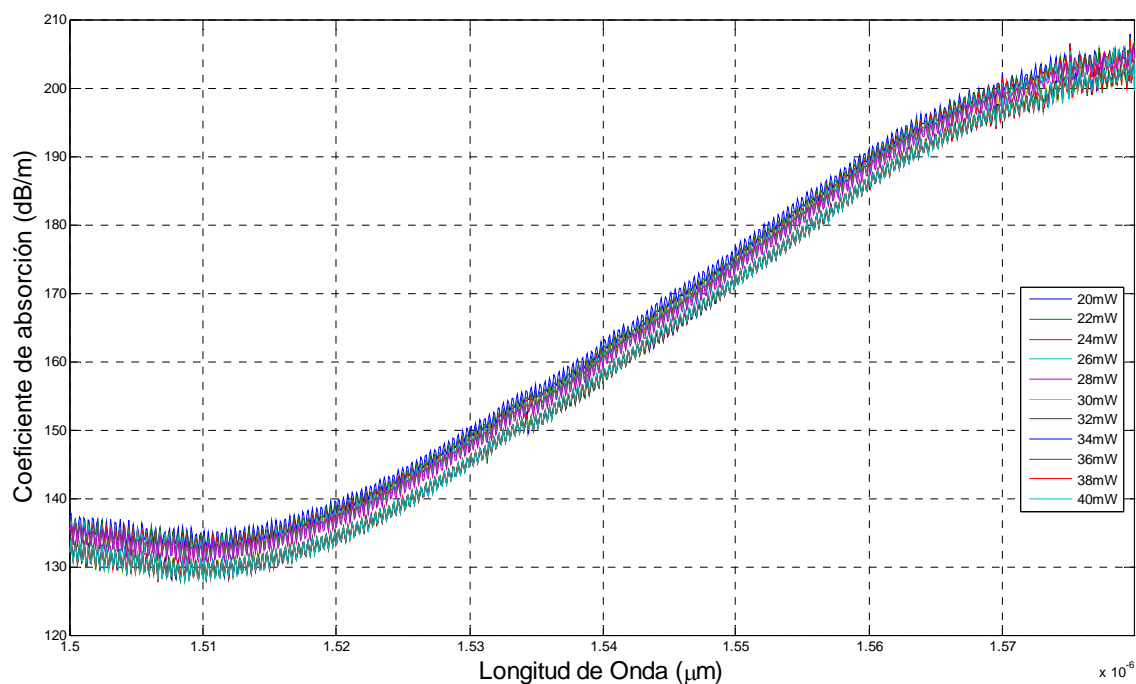


Figura 30. Coeficiente de absorción para un tramo corto (5.8cm) de fibra INO NOI 402K5. Estos valores se determinaron empleando el método de recorte y señales con potencias de 20 a 40 mW, espaciadas entre sí 2 mW.

Con el fin de verificar la importancia de la longitud de la muestra y ya que la mayor parte de los autores usan longitudes mayores a 1m para determinar el coeficiente de absorción, se procedió a determinar el coeficiente de absorción en este mismo tipo de fibra con una fibra de longitud mayor (150cm). Para simular un recorte mayor, se removió la fibra del arreglo óptico. En este caso el cambio máximo medido entre la potencia de entrada y la transmitida fue de ~ 9.5 dBm (en el pico de fluorescencia).

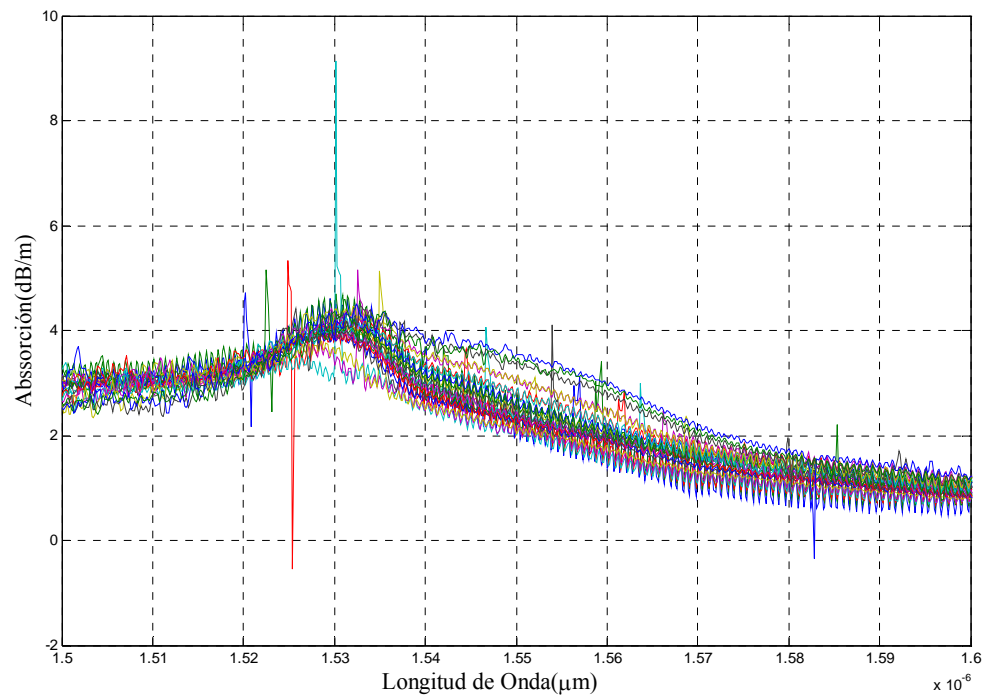


Figura 31. Diferencia en dB entre la potencia de la señal de entrada ($P = -5\text{dBm}$) y la de la señal transmitida a través de una EDF INO NOI 402K5 de 150 cm .

En la figura 31 podemos observar que de nuevo, al restar las señales de entrada y de salida se observa un corrimiento espectral entre ellas, por lo que para calcular el coeficiente de absorción es necesario determinar el área bajo de curva de cada perfil espectral y realizar la resta usando dichos valores). Los coeficientes de absorción obtenidos para la fibra INO NOI 402k5 (150cm) se muestran en la figura 32. Estos valores son considerablemente menores a los presentados para un tramo corto de fibra (12.8cm), y se observa que conforme las potencias de la señal usadas se incrementan (-5dBm en incrementos de 1dB hasta 4 dBm), el perfil tiende a aplanarse.

El perfil más plano es el medido para señales monocromáticas con una potencia de entrada de 3 dBm (1.995 mW) como se aprecia en la figura 32(g). Para una potencia de entrada mayor los cambios más abruptos entre los valores calculados que se observan en la figura 32(h) indican que la fibra empezó a amplificar.

Es importante notar que para esta longitud de la muestra y estas potencias de la señal monocromática de entrada, el perfil espectral de ruido es el de la emisión fluorescente. Su valor relativo en la figura 30 indica que la hipótesis implícita en la Ec. (81) de que el ruido ASE es despreciable, no se satisface en este caso.

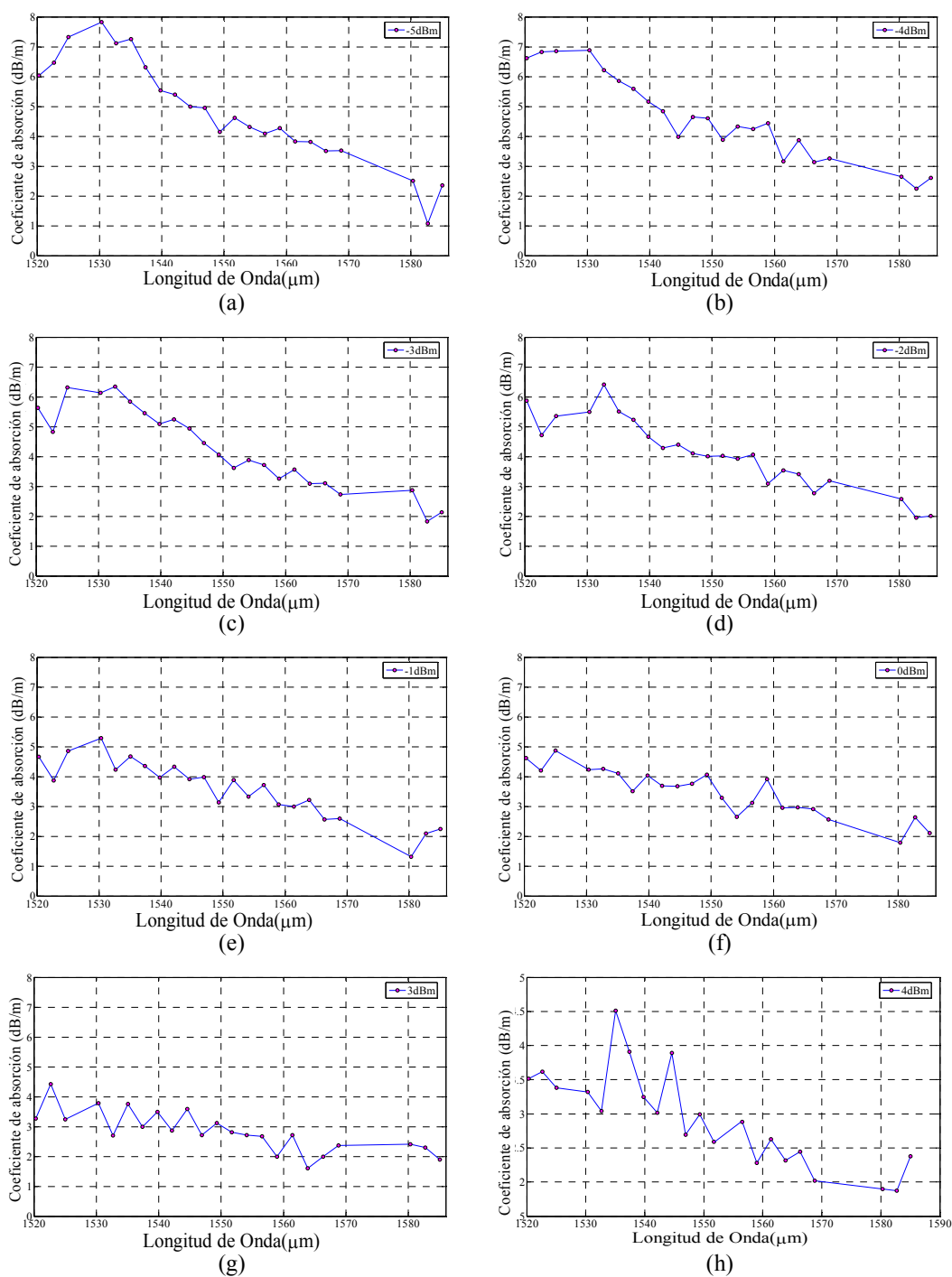


Figura 32. Coeficientes de absorción medidos para señales monocromáticas, a diferentes potencias (a) -5 dBm (0.316 mW), (b) -4 dBm (0.398 mW), (c) -3 dBm (0.501 mW), (d) -2 dBm (0.631 mW), (e) -1 dBm (0.794 mW), (f) 0 dBm (1 mW), (g) 3 dBm (1.995 mW), (h) 4 dBm (2.512 mW); empleando una fibra dopada INO NOI 402K5 de 150 cm.

De acuerdo al modelo teórico empleado para describir a la fibra láser [Giles *et al.*, 1991] se esperaría obtener un coeficiente de absorción muy similar en todos los casos.

Como puede verse en la tabla IV, con respecto a la fuente de luz por lo general se recomienda el uso de una señal de entrada de banda ancha, que emita entre 1400 y 1600 nm. Puede ser una lámpara de tungsteno-halógeno o si se requiere de una intensidad espectral mayor, un LED. El uso de una lámpara de tungsteno-halógeno garantiza que las potencias utilizadas para la señal de entrada son bajas, un requisito que debe satisfacerse para evitar que la potencia absorbida excite un número apreciable de iones de erbio y la fibra amplifique la señal de entrada.

La realización de esta medida supone que el haz de luz al propagarse por la muestra solamente se absorbe (Ley de Beer). Sin embargo, para un medio amplificador iluminado dentro de su banda activa, la luz al propagarse se absorbe y puede volver a emitirse en forma espontánea y/o estimulada. Es importante evitar que la señal de entrada se amplifique y garantizar que la potencia de la emisión espontánea sea despreciable comparada con la de la señal de salida.

Las mediciones realizadas indican que para una longitud fija de la muestra, el valor del coeficiente de absorción depende del valor de la potencia de entrada, como lo indica H. Zech; quien con base en sus resultados, propone una relación distinta para calcular el coeficiente de absorción [Zech, 1995]. Este enfoque del problema no se ha usado hasta ahora, debido a que se considera que el cambio dominante (migración de energía), que genera esta dependencia con la potencia de entrada no está incluido en el modelo que propone Zech [Georges, 1996].

V.2 Coeficiente de ganancia

En esta sección se analizan los resultados obtenidos al evaluar el coeficiente de emisión estimulada (coeficiente de ganancia). En este caso sólo se utilizaron señales de banda ancha, ya que la metodología indicada en la literatura indica la necesidad de trabajar con señales pequeñas. La potencia de las señales monocromáticas generadas por el diodo láser sintonizable no pueden catalogarse como señales pequeñas.

V.2.1 Metodologías para la medición del coeficiente de ganancia para fibras de vidrio de sílice dopado con erbio

Para modelar en forma exacta a un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) es necesario caracterizar a la fibra láser usada para construirlo (EDF). Las características de emisión y absorción debidas a los iones de erbio, son los parámetros esenciales.

Tabla VII. Recomendaciones para la evaluación del coeficiente de ganancia.

Referencia	Consideraciones experimentales
Desurvire, 2002.	Láser monocromático con ruido bajo (DFB). Método de recorte, cortando tramos cortos de fibra. Bombeo codireccional. Las medidas deben repetirse conforme se recorta la muestra hasta que los resultados sean reproducibles y consistentes. Para tramos con una longitud menor de 2 m es importante eliminar los modos de la cubierta.
Hapanowicz, 2001.	ELED Bombeo a 980 nm (intenso). Longitud de la fibra ~ 10m. Antes y después del recorte, la fibra se empalma por fusión al arreglo experimental.
Jarabo y Alvarez, 1998.	Coefficiente de ganancia del bombeo (1480 nm) Potencia de bombeo alta para que la población del nivel excitado sea significativa. Se usó la misma potencia del láser de bombeo usada en las medidas de amplificación (para poder comparar con el modelo teórico de amplificación). Las condiciones experimentales no satisfacen el modelo por lo que se desarrolla una aproximación teórica para determinar el valor del coeficiente asociado a dichas condiciones de operación.
Bjarklev, 1993.	Fluorescencia Longitud muy corta de fibra, tan corta que la atenuación pico sea menor del 1%; para concentraciones altas puede ser menor de 1 cm.
Giles <i>et al.</i> , 1991.	Bombeo con un láser de Ti:zafiro, a 978 nm, usando una potencia de 70mW y una muestra muy corta (absorción menor de 0.2 dB). Estos espectros se calibran usando la Ec. 1 de esta referencia, con los valores medidos para 1529 nm, usando un amplificador con una ganancia pico de $G \sim 10$ dB.
Desurvire y Simpson, 1990.	Secciones transversales de fluorescencia Láser de argón de 514.5 nm $\Delta\lambda < 0.1$ nm 2.5 m. Fibra empalmada por fusión.

A pesar de ello, son pocos los autores que han descrito el procedimiento seguido para determinar estos parámetros. En la tabla VII se presentan las recomendaciones hechas por distintos autores sobre el tipo de fuente de luz que debe utilizarse para la medida del coeficiente de ganancia, la metodología de medida y la longitud de la muestra. Podemos notar que en varios de los primeros trabajos se calculan las secciones transversales de emisión, que en la ecuaciones de flujo de población describen la probabilidad de emisión estimulada, a partir del espectro de fluorescencia (emisión espontánea) [Desurvire y Simpson, 1990; Bjarklev, 1993]. Por otra parte, uno de los trabajos se concentra exclusivamente en el coeficiente de ganancia de un bombeo a 1480 nm, no mide el coeficiente ganancia de la señal en la banda de amplificación. Sin embargo esta propuesta es interesante pues permite conocer el comportamiento de estas fibras en otra banda espectral.

V.2.2 Resultados medidos para emisión estimulada. Señales de entrada de banda ancha

En el caso del coeficiente de ganancia las señales medidas no presentaron discontinuidades espectrales. Al igual que en el caso de la absorción, se aplicaron a EDF1 potencias de bombeo de: 5, 10, 20, 30, 40, 50, y 60 mW, para la obtención de la señal de banda ancha.

Para amplificar la señal se empleó un bombeo fijo con una potencia de 30 mW (bombeo de saturación). Las medidas se llevaron a cabo ajustando el analizador de espectros para operar con una resolución de 0.01 nm y realizar barridos rápidos, de alta sensibilidad (HiSens1). De nuevo se adquirieron 10 señales de entrada y 10 señales de salida, obteniendo una señal resultante para cada conjunto, promediándolas.

En la figura 33 se presentan: las señales de entrada, las señales de salida y el coeficiente de ganancia, para una señal obtenida aplicando una potencia de bombeo de 5 mW a EDF1. Como se mencionó, para inducir la amplificación se bombeó la muestra usando un bombeo de saturación (30mW). Tanto la curva espectral que describe al coeficiente de ganancia,

como las de las señales de entrada (después del recorte) y las señales de salida están libres de depresiones y picos.

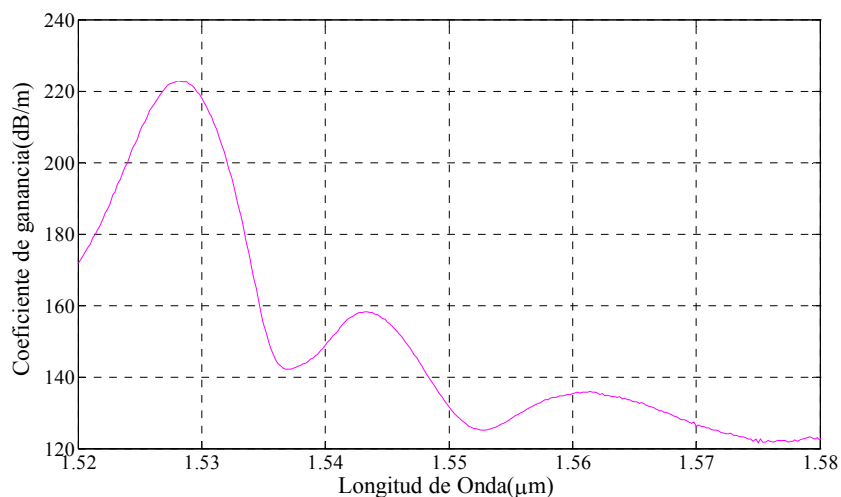
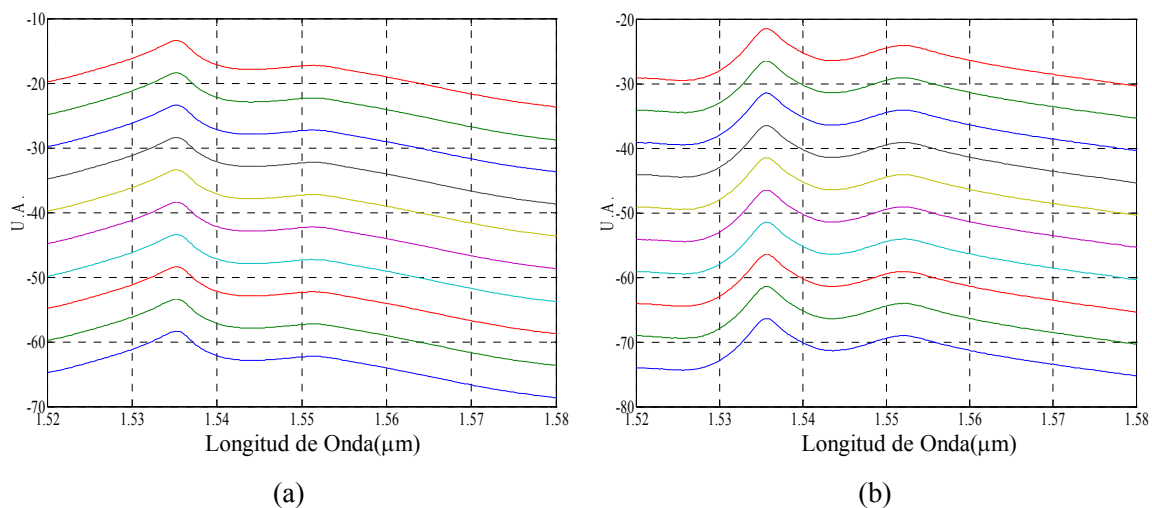


Figura 33. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (5 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

El perfil espectral del coeficiente de ganancia presenta tres picos. Debido a la presencia del bombeo tenemos valores muy estables, lo cual nos permite analizar el ancho total máximo a

la mitad o FWHM (full width at half maximum) por sus siglas en inglés para los picos dominantes. Este ancho se calcula para la parte del perfil espectral para la que la señal decrece a la mitad de su potencia óptica (-3dBm), como se aprecia en la figura 34. Para una potencia de bombeo de 5 mW el pico más alto está localizado en: 1528.0 nm, tiene un valor de 222.8 dB/m y un ancho FWHM de 2.6 nm, el segundo está centrado en 1.543 nm y su ancho FWHM es de 3.4 nm; el tercero está centrado en 1.5614 nm y tiene un ancho FWHM de 7.8 nm.

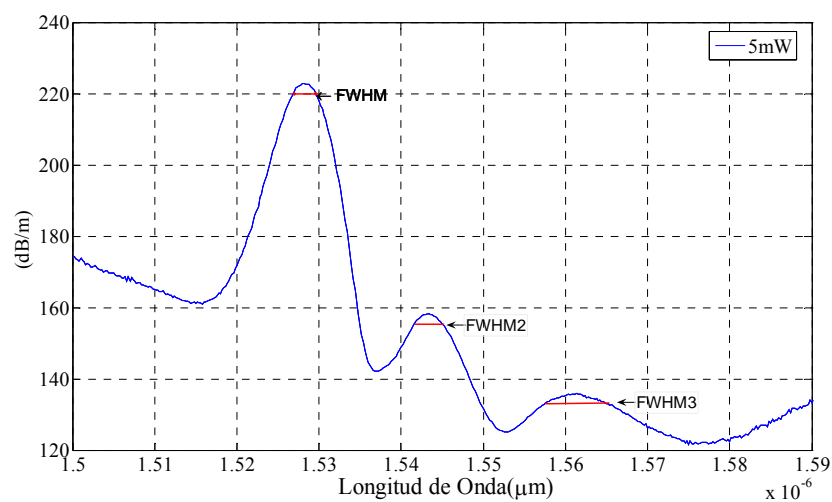


Figura 34. FWHM medido para el perfil espectral de la figura 33.

Las curvas de la figura 35(a) corresponden a las señales de entrada obtenidas usando un bombeo de 10mW sobre EDF1. En 36(b) se presenta la potencia de la señal amplificada y en la figura 35(c), el coeficiente de ganancia. En este caso ya se observan singularidades. Sin embargo, no corresponden a oscilaciones estables. El pico en 1538.2nm es resultado de una depresión a esa longitud de onda, que se observa sólo en varias de las señales de entrada (obtenidas después del recorte) y no aparece en las señales de salida. Las dos depresiones ubicadas alrededor de 1544 y 1557nm se presentan en algunas de las señales mostradas en la figura 34(a), pero no aparecen en las señales de salida.

En este caso el perfil espectral del coeficiente de ganancia exhibe también tres picos, localizados en 1.5282, 1.5432 y 1.5612 nm, con anchos FWHM de 3.8, 3 y 9.8 nm, respectivamente.

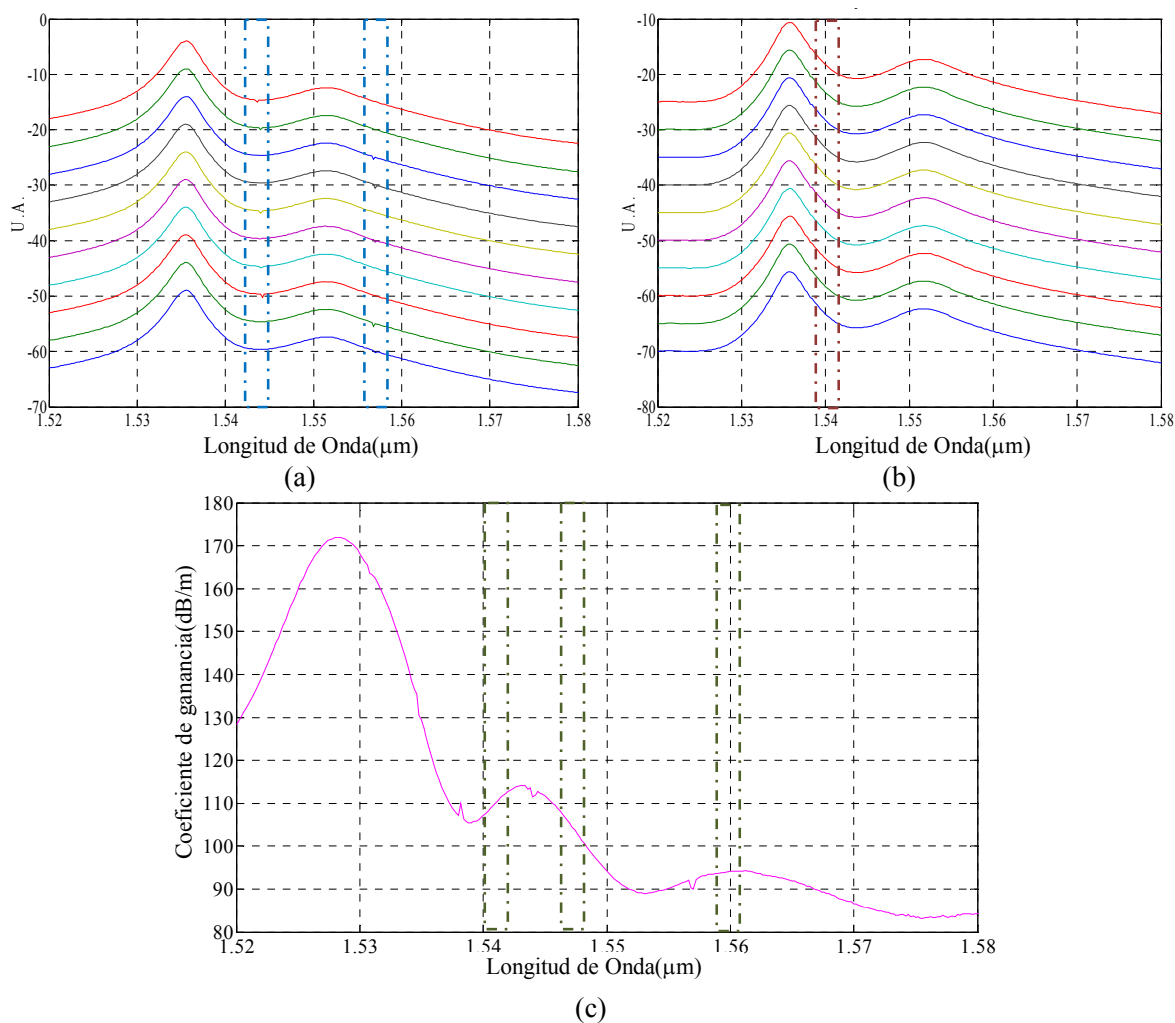


Figura 35. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (10 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para el caso de las señales obtenidas bombeando EDF1 con una potencia de 20 mW, tanto las señales de entrada como las de salida, [figuras 36(a) y (b), respectivamente], presentan

fluctuaciones que se reflejan en la curva espectral del coeficiente de ganancia [figura 36(c)].

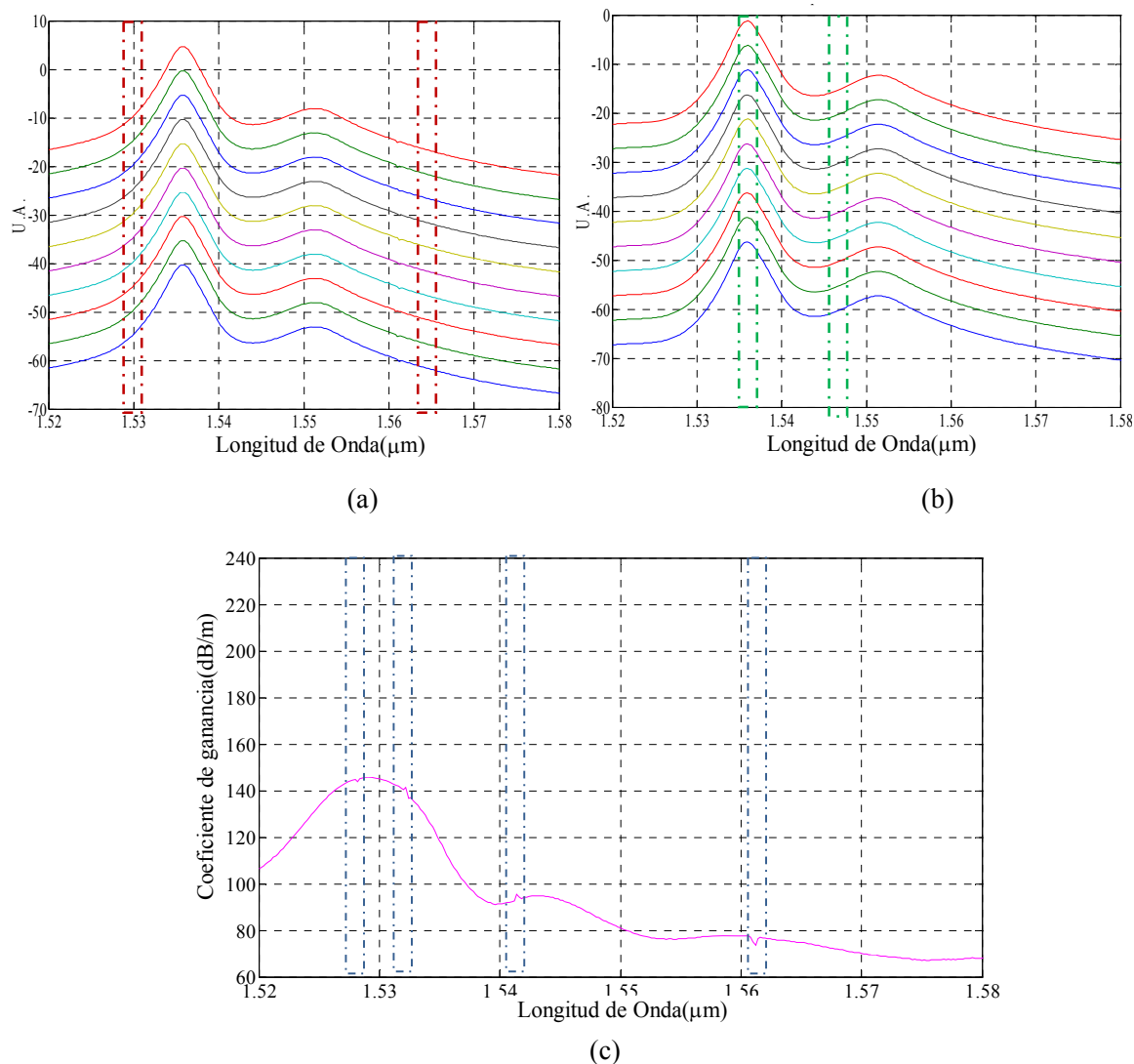


Figura 36. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (20 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Su ubicación espectral no es la misma que en el caso anterior. Se observan picos bien definidos en 1532 y 1542nm y depresiones en 1528 y 1561nm. Estas fluctuaciones se encuentran presentes tanto en las señales medidas tanto a la entrada, como de salida

[regiones señaladas en las figuras 36(a) y 36(b)]. El perfil espectral del coeficiente de ganancia exhibe sólo dos picos, localizados en 1.5288 y 1.543 nm, con anchos FWHM de 4 y 6 nm, respectivamente. El tercer pico es muy suave, por lo que ya no es posible medir su ancho FWHM.

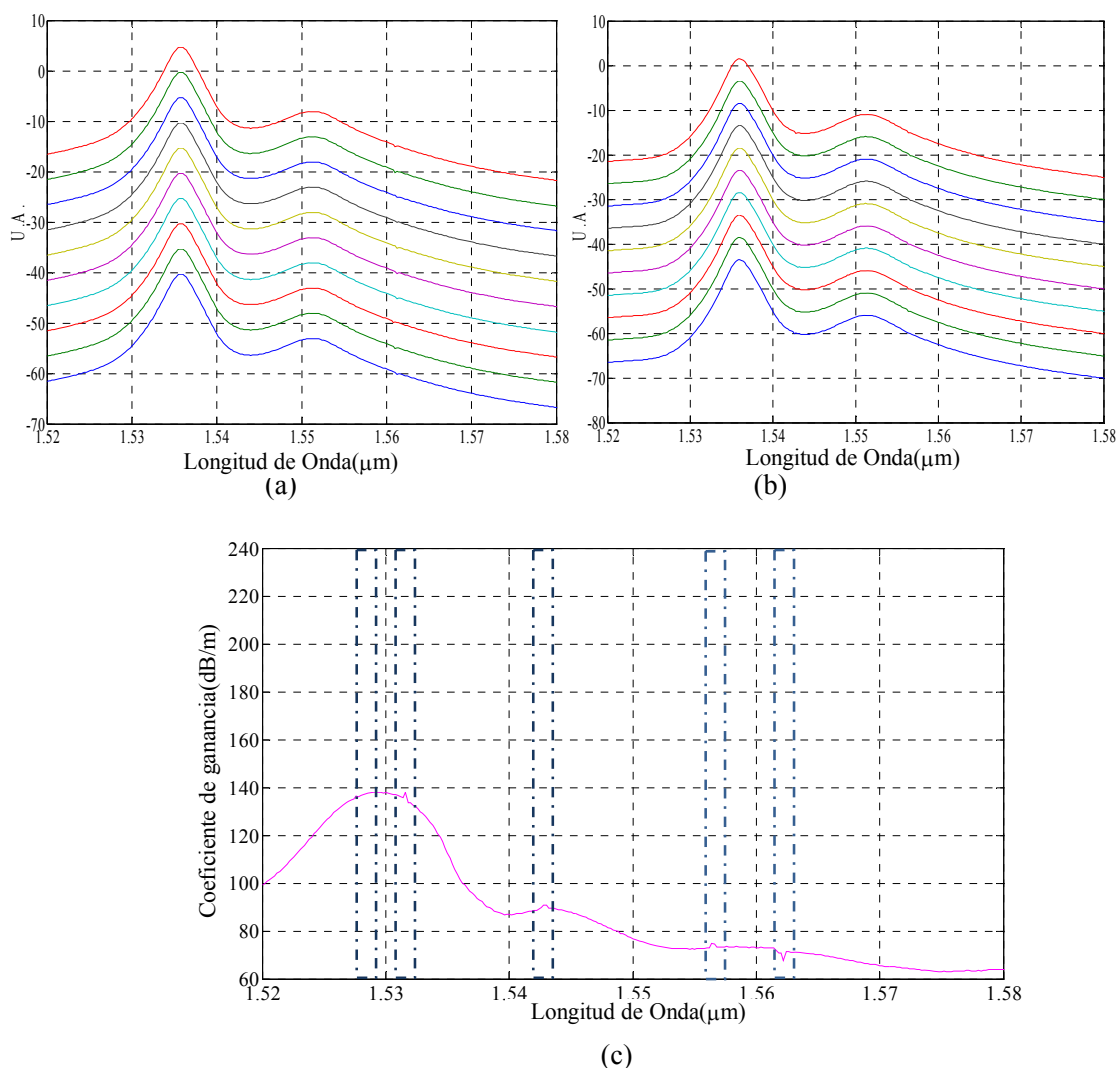


Figura 37. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (30 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para una señal obtenida aplicando un bombeo de 30mW a la fibra EDF1 (figura 37), seguimos encontrando oscilaciones en la curva espectral del coeficiente de ganancia, que al

igual que en el caso anterior, están presentes tanto en la señal de entrada como en la de salida. Las singularidades se ubican alrededor de 1528, 1532, 1543, 1556 y 1562 nm. El valor máximo del coeficiente de ganancia, 138 dB/m, se obtuvo para 1530 nm. El perfil espectral presenta dos picos ubicados en 1.5296 y 1.543 nm, con anchos FWHM de 4.2 y 6 nm, respectivamente.

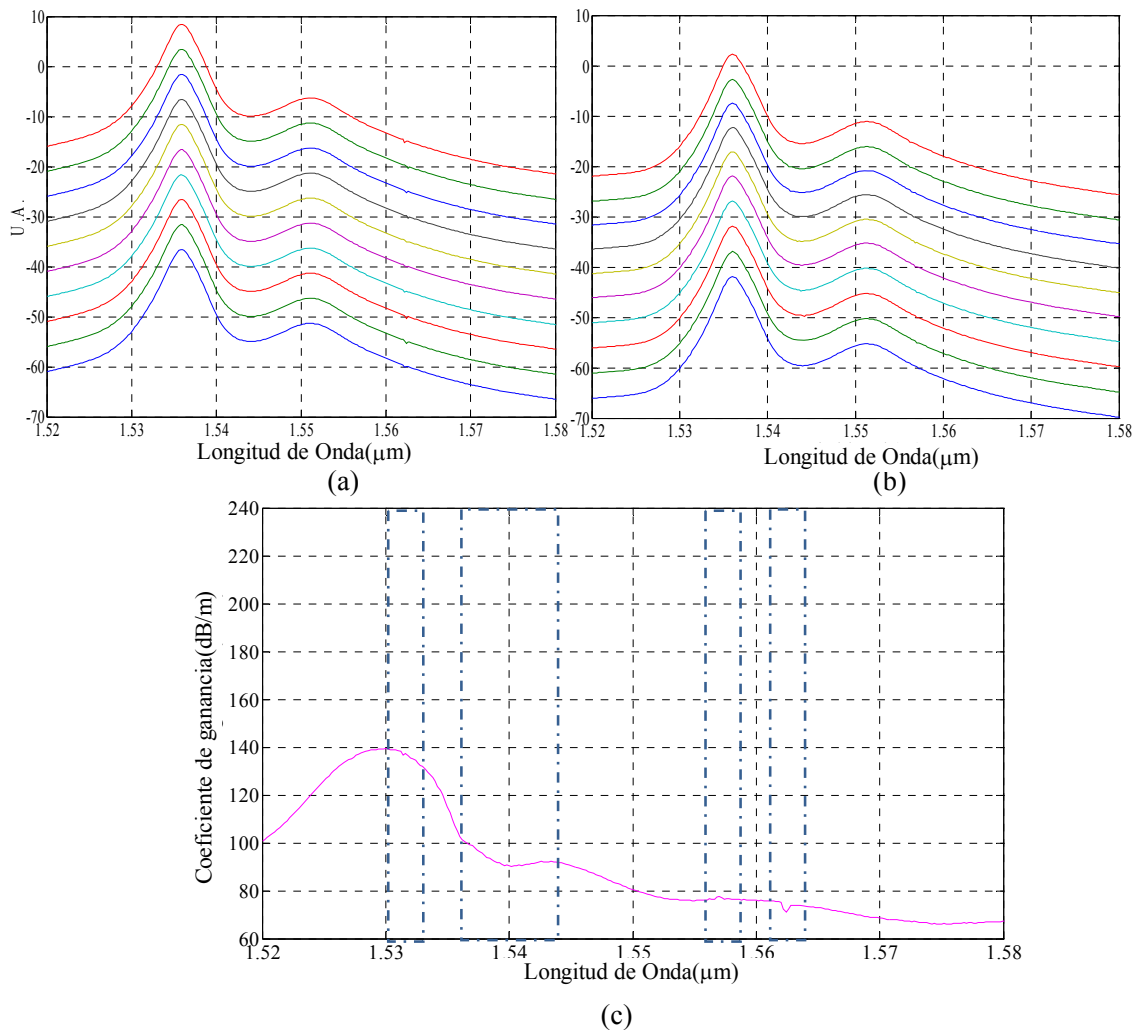


Figura 38. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (40 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Los resultados para la señal obtenida aplicando un bombeo de 40 mW a EDF1 se presentan en la figura 38. En este caso encontramos fluctuaciones alrededor de 1531, 1557 y 1562.4 nm. La segunda longitud de onda corresponde a un pico y las otras dos, a depresiones en el

coeficiente de ganancia. Además, se observa una zona con oscilaciones pequeñas, entre 1538 y 1544 nm [figura 38(c)]. Para esta señal el coeficiente de ganancia varía entre 70 dBm/m y 140 dBm/m a lo largo de todo el espectro. Aunque el perfil espectral presenta dos picos, debido a que las fluctuaciones es difícil ubicar la posición del segundo pico y por tanto, medir su ancho. Estos datos se tienen sólo para el primer pico, ubicado en 1530 nm, con ancho FWHM de 4 nm.

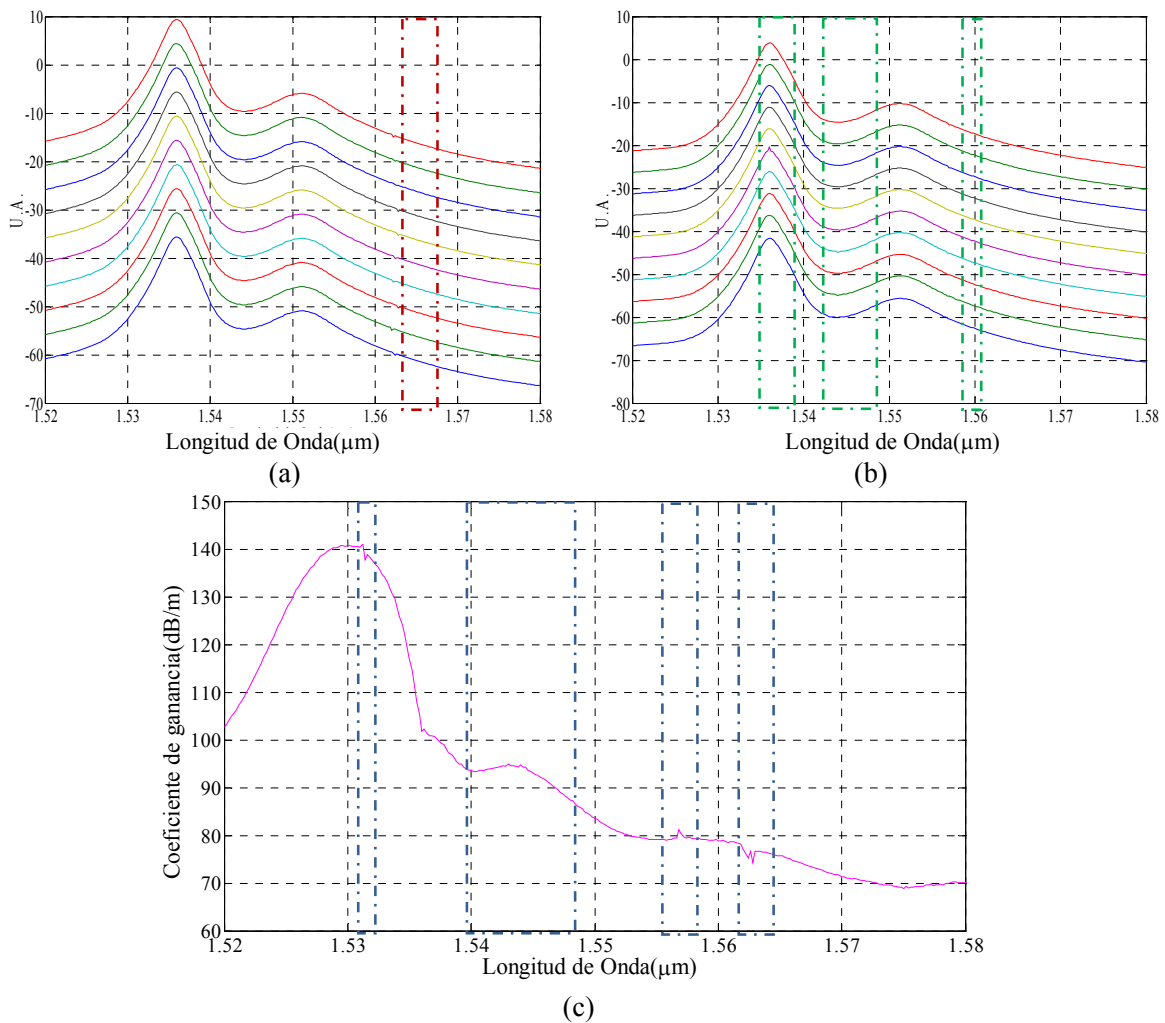


Figura 39. (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (50 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para una señal obtenida bombeando EDF1 con una potencia de 50 mW encontramos fluctuaciones localizadas en ubicadas en 1531, 1557 y 1563nm, además de que se

conservan las oscilaciones múltiples en el rango de 1536 y 1545 nm, señaladas en el coeficiente de ganancia de la figura 39(c). El pico máximo está ubicado en 1.5312 nm y tiene un ancho FWHM de 4 nm.

Finalmente, tenemos el caso en el que se emplea un bombeo de 60 mW en EDF1 para obtener la señal (figura 40). En este caso se produce una oscilación laser alrededor de 1536 nm, en todas las señales obtenidas después del recorte.

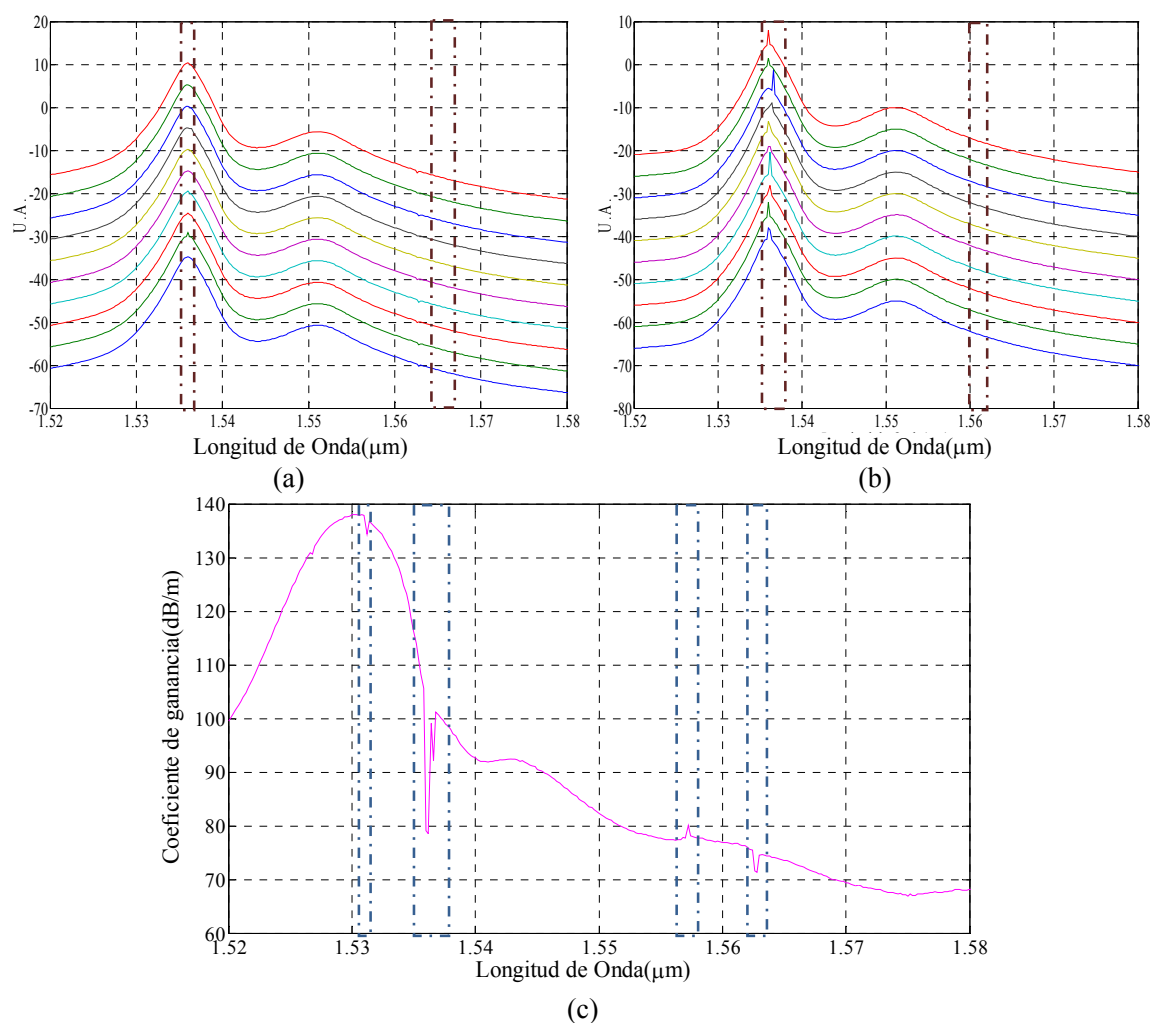


Figura 40 (a) Diagrama comparativo de señales a la salida de la fibra, (b) Diagrama comparativo de las señales de entrada (60 mW), es decir después del recorte, (c) Coeficiente de ganancia resultante de las señales promedio de (a) y (b).

Para esa longitud de fibra y dicho canal espectral, el cambio asociado al tramo de fibra analizado (5.4 cm) es muy distinto al presentado por lo canales espectrales vecinos.

Además de esta fluctuación que es la más notoria y se aprecia fácilmente en la figura 40(b), se encuentran otras ubicadas en 1531, 1557 y 1563 nm, siendo el coeficiente de ganancia el que nos proporciona una mejor perspectiva de la presencia de estas fluctuaciones tanto en las señales de entrada como en las de salida.

Analizando los resultados presentados podemos notar que conforme la potencia de la señal va incrementándose, el número de fluctuaciones que se observan en el coeficiente de ganancia aumenta. En las señales generadas aplicando a EDF1 un bombeo ≥ 30 mW pueden identificarse longitudes de onda para las que las oscilaciones persisten, 1531 (1532), 1557 (1556) y 1562 nm (1563), como se observó para el coeficiente de absorción. Además, las posiciones y anchos espectrales de los picos medidos para el perfil espectral varían con la potencia de la señal de entrada. Por ejemplo, el primer pico, ubicado en 1528 nm para la señal generada aplicando a EDF1 un bombeo de 5 mW, al incrementar la potencia de la señal de entrada (bombeo de 10 mW) se desplaza hacia longitudes de onda mayores y se ensancha. Cuando la potencia de la señal de entrada se incrementa más (bombeo de 20 mW) este corrimiento a la derecha se observa de nuevo y su ancho espectral también aumenta. Podemos ver en la tabla VIII que el corrimiento hacia longitudes de onda mayores se presenta para todas las potencias de bombeo aplicadas a EDF1, con respecto a la potencia de bombeo anterior. El ensanchamiento parece alcanzar un punto de equilibrio para señales de entrada generadas aplicando a EDF1 potencias de bombeo mayores de 30 mW.

Tabla VIII. Posición espectral y ancho FWHM para los coeficientes de ganancia del pico más alto, para diferentes valores de la potencia de bombeo usada para generar la señal.

Potencia de bombeo (mW)	5	10	20	30	40	50	60
Longitud de onda (μm)	1.5280	1.5282	1.5288	1.5296	1.5300	1.5312	1.5304
FWHM (nm)	2.6	3	4	4.2	4	4	4

La región en la que encontramos la depresión mas significativa en el coeficiente de ganancia [ver figura 40(c)] se encuentra dentro de la zona en la que se presentaban

oscilaciones múltiples para las señales obtenidas usando bombeos de 40 y 50mW sobre EDF1 (figuras 38 y 39).

El bombeo empleado en fibra EDF2 influye en la estabilidad de dichas señales, ya que contamos con potencias muy bajas en la señal [Zhao, 1997]. Por ejemplo, en el caso que se emplea una señal obtenida a partir de un bombeo de 5mW en EDF1, tenemos señales de -58.38 dBm de potencia (figura 18); es decir $1.45\mu\text{W}$ en el primer máximo (1535 nm).

V.2.3 Emisión para una fibra (INO NOI 402K5) de longitud menor a un metro

Los cambios observados al variar la longitud de la fibra y/o la potencia de la señal de entrada nos indican que en la fibra utilizada se presentan otros procesos. Se sabe que en estas fibras el amortiguamiento por apareamiento de iones (pair induced quenching) [Delevaque *et al.*, 1993] modifica la eficiencia con la que el bombeo excita a los iones de erbio y que la fusión de agujeros espectrales hace que la saturación de la ganancia dependa de la longitud de onda de la señal [Sulhoff *et al.*, 1997]. Con el fin de determinar los coeficientes de absorción y emisión para una fibra que exhibe los mismos procesos; i.e. para un medio en el mismo estado estacionario, se trató de medir el coeficiente de ganancia para una muestra de 1 m de longitud. Con base en los resultados que a continuación se presentan, se concluye que para una fibra INO NOI 402K5 no es posible medir ambos coeficientes para fibras con una longitud menor a un metro.

La longitud inicial de la muestra, similar a la usada en los experimentos de absorción, fue de 95.9 cm y se le recortó un tramo de 5.8cm, al igual que para los datos obtenidos de la sección V.2.2 Se usaron señales de entrada de banda ancha generadas aplicando a EDF1 potencias de bombeo entre 20 y 40 mW, espaciadas entre sí 2 mW. Se seleccionó este rango de potencias porque en las mediciones anteriores han sido las que arrojaron resultados similares.

Una de las señales de utilizadas (entrada y salida) se muestra en la figura 41. Podemos notar que las potencias son menores de -70 dBm (0.1 nW y que el cambio de potencia entre ambas señales es mínimo (figura 42).

Al restar el perfil espectral de salida del de entrada, para todas las longitudes de onda utilizadas, se observó para el intervalo espectral en el que el ruido de la señal de entrada era

bajo, entre 1530 y 1540 nm (figura 43) que para este tramo tan corto el valor del coeficiente de ganancia es aproximadamente igual a cero.

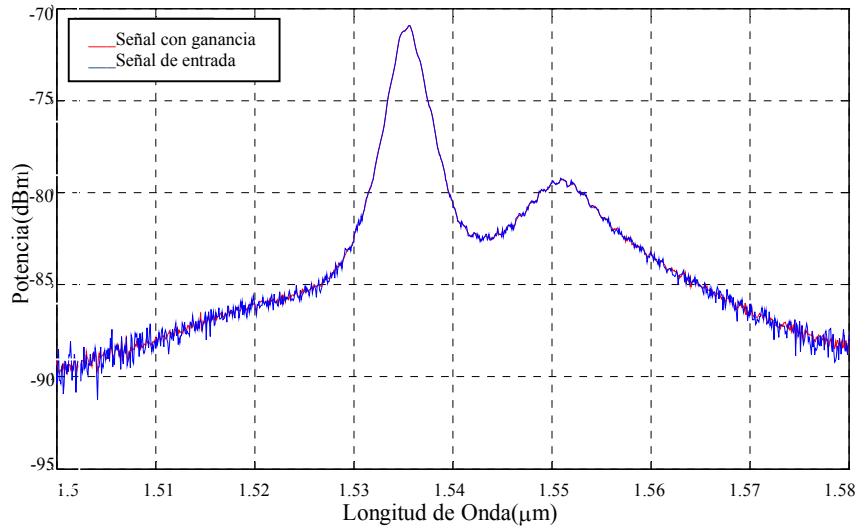


Figura 41. Potencias espectrales de entrada y de salida de un tramo corto (5.8cm) de una fibra INO NOI 402K5 con una longitud inicial de 95.9 cm. La fibra se bombeó a 980 nm usando una potencia de 30mW.

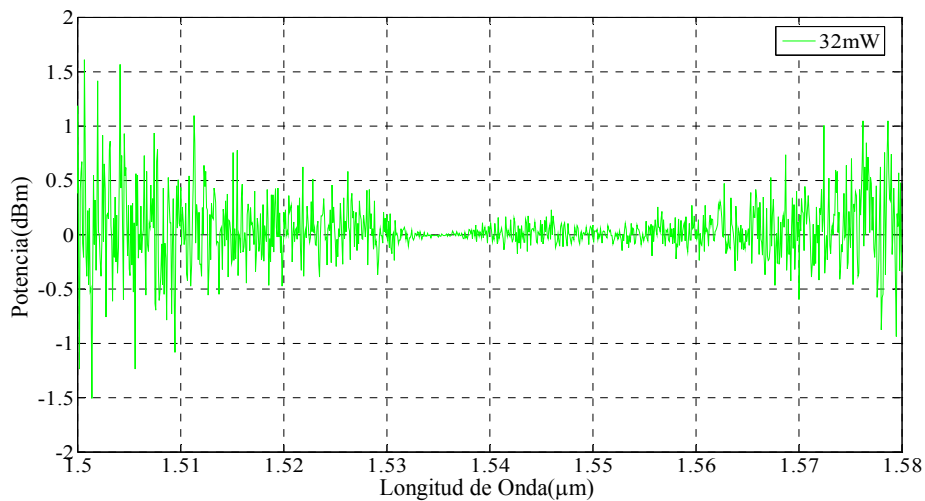


Figura 42. Cambio en la potencia espectral de un tramo de fibra corta (5.8cm) INO NOI 402K5, obtenido empleando el método del recorte. Para este tramo tan corto no se obtiene amplificación, el ruido oscila alrededor de un valor nulo.

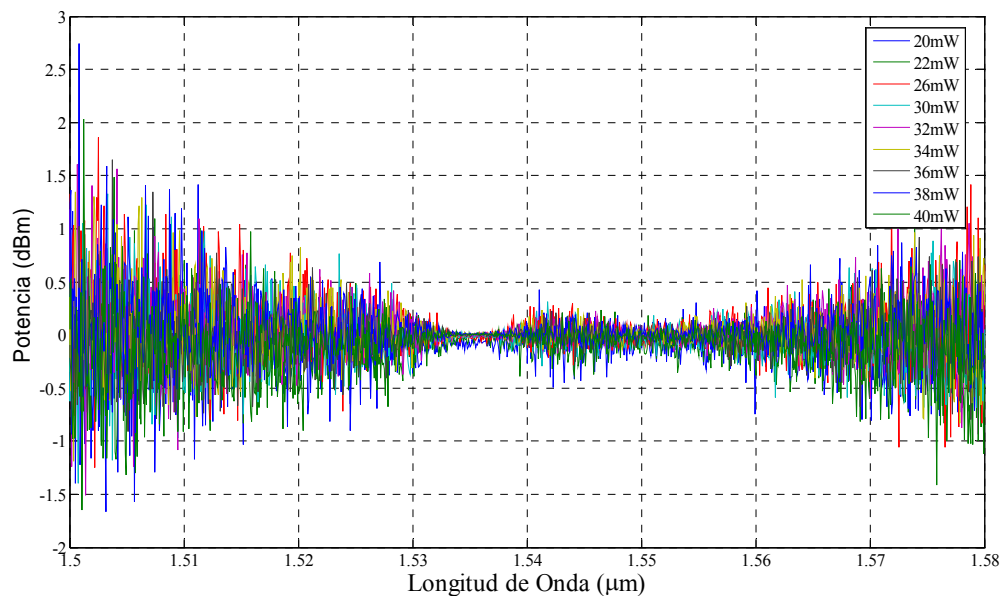


Figura 43. Cambio en la potencia espectral de entrada al amplificarse en un tramo de fibra corta (5.8cm) INO NOI 402K5, empleando el método del recorte para señales obtenidas a partir de una potencia de 20 a 40 mW espaciadas entre sí por 2 mW de potencia.

V.3 Tiempo de vida de la fluorescencia. Resultados

El tiempo de vida de un estado excitado generalmente muestra un decaimiento exponencial. La constante de decaimiento espontáneo se midió a una temperatura constante de 25°C, usando una frecuencia del obturador mecánico (chopper) de 4 Hz. En el osciloscopio digital se trabajó con una ventana de 100 ms, para realizar un muestreo de 512 puntos. Para el bombeo de la fibra, efectuado a 980 nm, se utilizaron potencias de: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5 y 5.0 mW. En la tabla VIII se muestran los valores obtenidos para el tiempo de vida del estado excitado. Puede notarse que las variaciones en el tiempo del decaimiento son casi nulas. El valor promedio calculado fue de 10.9368 ms (tabla IX). En este caso la variación de potencia no influye en los tiempos de decaimiento de la fluorescencia.

El valor obtenido es similar al valor considerado estándar para las fibras ópticas de vidrio de sílice dopado con una concentración media o baja de erbio (<1000 ppm en peso), como la de la fibra utilizada (960 ppm en peso). En la literatura el valor típico utilizado es de 10.5 ms.

Tabla IX. Tiempos en el que ocurre el decaimiento del fotón para las diferentes potencias. Medida para un decremento de $1/e$ en el tiempo de decaimiento τ .

Potencia (mW)	Tiempo de decaimiento (1/e)	Valores medidos correspondientes a 1/e	Desviación estándar
0.5	11.3274	0.3677	0.0093
1	11.7180	0.3644	0.0122
1.5	10.5462	0.3605	0.0019
2	10.5462	0.3668	0.0074
2.5	10.5462	0.3671	0.0091
3	11.3274	0.3588	0.0123
3.5	10.9368	0.3632	0.0071
4	10.5462	0.3615	0.0020
4.5	11.3274	0.3610	0.0115
5	10.5462	0.3583	0.0029
Promedios	10.9368	0.3629	0.0076
Desv. std	0.4510	0.0011	0.0012

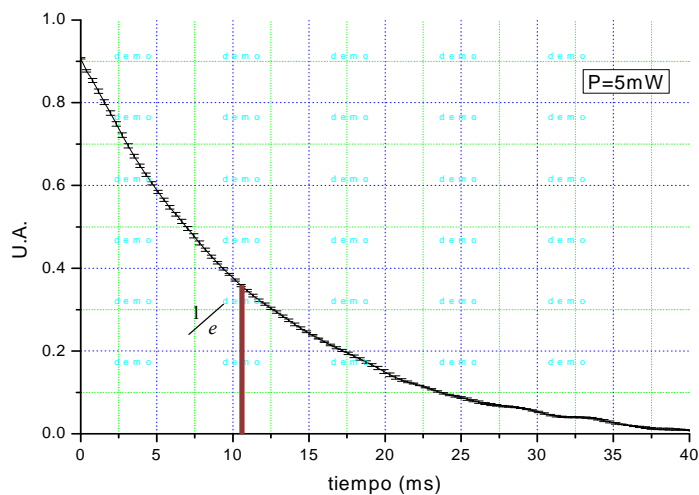


Figura 44. Decaimiento del haz de fotones, empleando una potencia de bombeo de 5mW.

Capítulo VI

Secciones transversales de absorción y emisión

La falta de resultados espectroscópicos que permitan identificar a las transiciones ópticas y su intensidad relativa (probabilidad de que ocurran), se ha resuelto para las fibras de vidrio de sílice dopado con erbio haciendo uso de modelos teóricos. Para determinar la probabilidad de absorción o emisión estimulada (secciones transversales) del sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ se usan varios modelos basados en hipótesis distintas sobre las transiciones ópticas involucradas; siendo los de Einstein, Fuchtbauer-Ladenburg y McCumber los principales. Estos modelos relacionan a las secciones transversales de absorción con las secciones transversales de emisión.

Con base en las secciones transversales de absorción y emisión calculadas se han desarrollado modelos que incluyen la arquitectura de la guía y el perfil de los modos ópticos. Estos modelos se usan para predecir el desempeño de los dispositivos que se construyen con la fibra dopada con erbio y dado que suponen cuales son los fenómenos dominantes en el proceso de interacción luz-materia, la metodología de caracterización de la fibra láser va ligada a ellos. Uno de los modelos más utilizados es el modelo de Giles el cual se describe a continuación [Giles y Desurvire, 1991].

Al plantear el problema Giles y Desurvire, 1991, incluyen en su discusión inicial: 1) los espectros de absorción y emisión, que como se vio en la sección II.4.1.3, son propiedades de los estados de energía de sus electrones internos $4f$; 2) que en estas fibras los iones activos están inmersos en una red vítrea que genera un campo eléctrico local que modifica los estados de energía del erbio, produciendo un desdoblamiento Stark (sección II.4.1.1); 3) que los estados de energía son modificados por perturbaciones dinámicas como el proceso de termalización (que a través de transiciones fonónicas mantiene, para los mutiplejes de la transición láser, una ocupación que satisface la ley de distribución de

Boltzmann) o el ensanchamiento homogéneo; 4) que como producto del desorden en la estructura del vidrio, existen diferencias en el campo eléctrico en cada sitio donde se ubican los iones de erbio y esto se traduce en un ensanchamiento heterogéneo y 5) que el sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ presenta una dependencia con la temperatura, usada para simplificar su espectroscopia; ya que a temperaturas cercanas a 0°K sólo el subnivel inferior de cada nivel de energía está ocupado. Cabe señalar que no todos estos efectos se incluyen en el modelo de Giles. Específicamente, no se toma en cuenta el ensanchamiento heterogéneo y dado que se supone un medio en equilibrio térmico, las relaciones usadas no incluyen la temperatura como uno de los parámetros del sistema.

VI.1. Modelo de Giles

Las dos características principales de las fibras son los coeficientes espectrales de absorción y de ganancia¹, α_k y g_k^* , respectivamente. Expresados en términos de la distribución de iones de erbio $n_i(r, \phi, z)$ y de la distribución de intensidad $i(r, \phi)$ de los modos ópticos, para cada frecuencia espectral k :

$$\begin{aligned}\alpha_k &= \sigma_{ak} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_i(r, \phi, z) r dr dz \\ g_k^* &= \sigma_{ek} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_i(r, \phi, z) r dr dz.\end{aligned}\quad (83)$$

Donde σ_{ak} y σ_{ek} son las secciones transversales de absorción y emisión a la frecuencia k y cada punto dentro de la fibra se etiqueta usando coordenadas cilíndricas polares (r, ϕ, z) . Para simplificar la descripción de la fibra óptica se usa una aproximación de perfil de escalón para el núcleo y una aproximación de guiado débil para el perfil óptico del modo. En estas condiciones la distribución de la intensidad normalizada del modo fundamental (LP_{01}) para una fibra con un núcleo de radio a , índice de núcleo $n_{\text{núcleo}}$ y una cubierta de índice n_{cubierta} es:

$$\begin{aligned}i(r) &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{v}{aV} \frac{J_0(ur/a)}{J_1(u)} \right] \quad r < a \\ i(r) &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{v}{aV} \frac{K_0(ur/a)}{K_1(u)} \right] \quad r \geq a\end{aligned}, \quad (84)$$

¹ Estos espectros se presentaron en las secciones V.1.2, V.1.3 y V.2.2

en donde $J_{0,1}$ y $K_{0,1}$ son las funciones Bessel y Bessel modificada, respectivamente; el parámetro V de la fibra [Jeunhomme,1990] y las variables u y v vienen de empatar las soluciones en $r = a$ para $1 \leq V \leq 3$. Nosotros usamos la aproximación $v = 1.1428V - 0.9960$, $u = (V^2 - v^2)^{1/2}$.

Considerando que los iones de erbio se encuentran uniformemente distribuidos en un disco de radio b , concéntrico con el núcleo de la fibra, α_k y g_k^* pueden describirse como:

$$\alpha(\lambda) = \sigma_a(\lambda)\Gamma(\lambda)n_t \quad (85)$$

$$g^*(\lambda) = \sigma_e(\lambda)\Gamma(\lambda)n_t, \quad (86)$$

en donde $\sigma_a(\lambda)$ y $\sigma_e(\lambda)$ son las secciones transversales de absorción y emisión a la longitud de onda λ y $\Gamma(\lambda)$ es el factor de traslape entre el modo óptico y la densidad de iones de erbio (n_t). Como podemos ver estas secciones transversales dependen del factor Γ , definido por la arquitectura de la guía, como se muestra en la siguiente sección.

VI.1.1 Factor de traslape

El factor de traslape generalmente se representa como Γ y se emplea para describir el traslape entre los iones de erbio y el modo del campo de la luz. Se considera que es en esta región donde se estimulan las transiciones de absorción y emisión del erbio, y que sólo esta porción del modo será la que experimente ganancia o absorción. Esto se aprecia geométricamente en la figura 45.

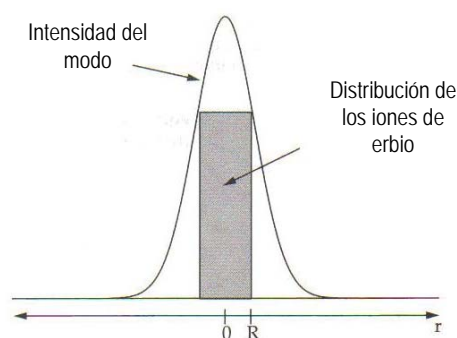


Figura 45. Traslape entre el modo y la distribución de los iones de erbio. En general el diámetro de la fibra (r) difiere del radio de distribución de los iones de erbio en el núcleo (R).

En una fibra de índice escalonado los iones de erbio se encuentran solamente en el núcleo.

Giles y Desurvire proponen que debieran concentrarse en el centro del núcleo, ya que entonces interaccionarían con la parte con mayor potencia del modo, lo cual debe permitir alcanzar más fácilmente una mayor inversión de población. Cabe señalar que generalmente la distribución del erbio no es uniforme y que dependiendo del proceso de fabricación, puede encontrarse tanto en el núcleo como en algunas regiones de la cubierta.

Dentro de este modelo, usando las aproximaciones mencionadas, se describe la intensidad de la luz en coordenadas polares, sobre una sección transversal diferencial perpendicular al eje de simetría de la fibra. $I(r, \phi)$ es función de la posición transversal (r, ϕ) donde r es la distancia medida desde el eje de la fibra y ϕ es el ángulo azimutal (medido con respecto a un eje fijo, perpendicular del eje de la fibra):

$$I(r, \phi) = PI^{(n)}(r, \phi) \quad (87)$$

En la Ec. (87), $I^{(n)}(r, \phi)$ es el perfil transversal de intensidad normalizado con dimensiones de inverso de área,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I^{(n)}(r, \phi) r dr d\phi = 1, \quad (88)$$

y P es la potencia total del modo. El describir de esta forma la intensidad permite incluir la potencia del haz de luz (bombeo o señal) sólo como un coeficiente.

En cada posición transversal (r, ϕ) la densidad de iones de erbio se representa como $n(r, \phi)$ en iones por unidad de volumen. Al incidir $I(r, \phi)$ sobre los iones de erbio, considerando que el sistema se encuentra en el estado basal, la absorción para una señal pequeña es:

$$\alpha^{(a)} = \sigma^{(a)} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I^{(n)}(r, \phi) n(r, \phi) r dr d\phi ; \quad (89)$$

donde $\sigma^{(a)}$ es la sección transversal de absorción y $\alpha^{(a)}$ es el coeficiente de absorción para señal pequeña, en unidades de inverso de longitud.

Ya que en el modelo de Giles se supone que la fibra es de índice escalonado; para ajustar la fibra real al modelo, se construye una distribución del tipo “sombrero de copa” (figura 46). Esta se calcula mediante un método computacional basado en las proporciones relativas de iones de erbio, usando un radio R para la nueva distribución de erbio:

$$\pi R^2 = 2\pi \int_0^{\infty} \left(\frac{n(r)}{n(0)} \right) r dr \quad (90)$$

En la ecuación 90, πR^2 es el área efectiva (A_{eff}) mencionada en la ecuación 13, y $n(0)$

corresponde a la densidad de erbio en $r = 0$. La densidad promedio se calcula tomando en cuenta la conservación de la cantidad total de iones de erbio

$$\pi R^2 N = 2\pi \int_0^{\infty} n(r) r dr \quad (91)$$

Por tanto la densidad de iones de erbio queda determinada por:

$$N = \frac{2\pi \int_0^{\infty} n(r) r dr}{R^2} \quad (92)$$

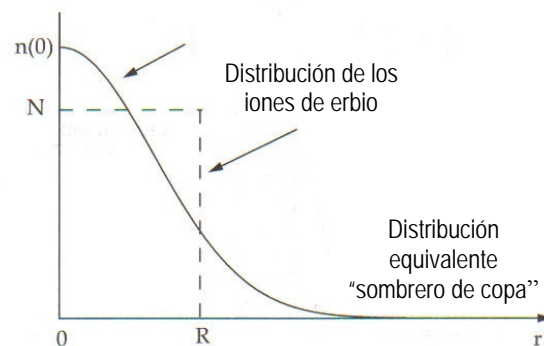


Figura 46. Distribución radial de los iones de erbio en una fibra monomodal y su distribución equivalente "sombbrero de copa"

Con base en lo anterior se puede reescribir el coeficiente de absorción como:

$$\alpha^{(a)} = N \sigma^{(a)} 2\pi \int_0^{\infty} I^{(n)}(r) \left(\frac{n(r)}{N} \right) r dr d\phi = N \sigma^{(a)} \Gamma \quad (93)$$

Así, el factor de traslape queda expresado como:

$$\Gamma = \int_0^{\infty} I^{(n)}(r) \left(\frac{n(r)}{N} \right) r dr d\phi \quad (94)$$

y definido como la integral del producto de la intensidad óptica normalizada por la distribución adimensional de iones de erbio $n(r)/N$. La intensidad promedio en la región dopada con erbio es entonces:

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{\pi R^2} = \frac{P(z)\Gamma}{A_{eff}} \quad (95)$$

En la ecuación 95, $I(z)$ y $P(z)$ representan, respectivamente, a la intensidad y la potencia en el punto z . Si se considera que la distribución de erbio es constante a partir de $r = 0$ hasta

$r = R$, el factor de traslape es:

$$\Gamma = 2\pi \int_0^{\infty} I^{(n)}(r) r dr \quad (96)$$

con

$$\int_0^{\infty} I^{(n)}(r) r dr = 1 \quad (97)$$

El orden más bajo para una fibra de índice escalón, puede representarse usando una aproximación gaussiana:

$$I^{01}(r) = \left(\frac{1}{\pi\omega^2} \right) e^{-r^2/\omega^2} ; \quad (98)$$

donde ω es el tamaño de la mancha y puede ser calculado como función del parámetro V de la fibra [Giles y Desurvire, 1991]:

$$\omega = \frac{1}{a} \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right) . \quad (99)$$

Para una fibra de índice de escalón:

$$\Gamma = \left(1 - e^{-R^2/\omega^2} \right) . \quad (100)$$

La ecuación 100 nos indica que el factor de traslape depende de la frecuencia del modo, ya que el tamaño de la mancha depende de ésta [Becker, *et al.*, 1999].

VI.2 Secciones transversales de absorción. Resultados experimentales

A continuación se presentan los resultados obtenidos aplicando el modelo de Giles a una fibra INO NOI 402K5 con una densidad de iones de erbio $n_t = 7.6 \times 10^{18}$ iones/m³ [Beltrán-Pérez, 1998], haciendo uso de los coeficientes de absorción presentados en el capítulo anterior.

VI.2.1 Secciones transversales de absorción para señales monocromáticas. Longitud de la muestra 12.8 cm

Para encontrar las secciones transversales de absorción se emplearon señales de entrada monocromáticas con potencias entre -5 y 0 dBm (0.316 a 1 mW), usando los coeficientes de absorción mostrados en la sección para banda angosta (sección V.1.2) y el modelo de Giles, para el cual requerimos del conocimiento de la absorción ($\alpha(\lambda)$), la densidad de iones

de erbio(n_i) y el factor de traslape ($\Gamma(\lambda)$).

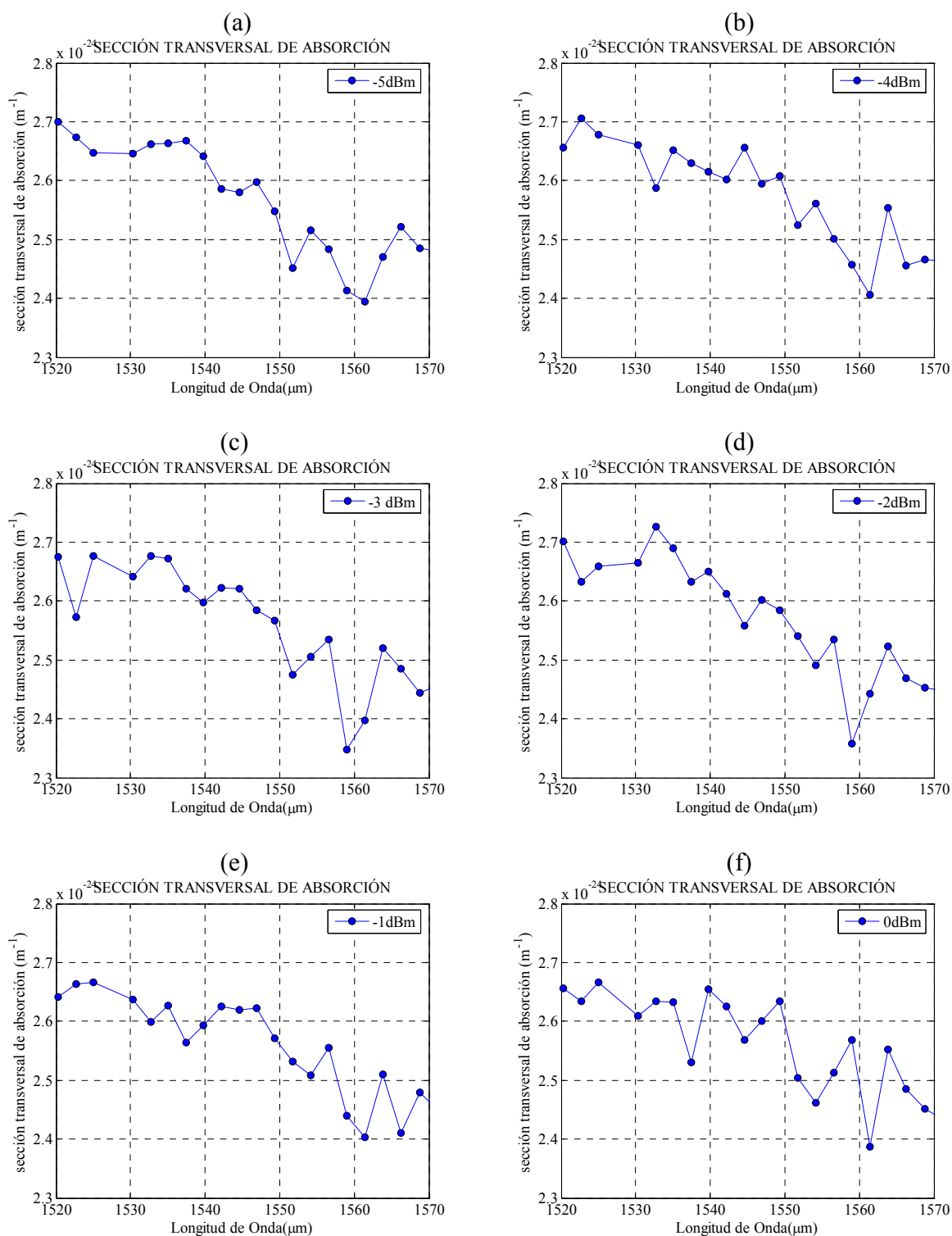


Figura 47. Secciones transversales de absorción para señales monocromáticas con potencias de (a) -5 dBm, (b) -4 dBm, (c) -3 dBm, (d) -2 dBm, (e) -1 dBm, (f) 0 dBm.

De la ecuación (85) [Giles, 1991] despejamos σ_a y encontramos la sección transversal; en este caso para señales de banda angosta. En la figura 47 se muestran las secciones transversales obtenidas para una fibra modelo INO NOI 402K5 de 12.8 cm, cuyos parámetros de absorción fueron obtenidos midiendo directamente las señales de entrada y de salida con el analizador de espectros (Advantest Q8384). De los resultados obtenidos para las secciones transversales de absorción en banda angosta se observa que éstas son del orden de 10^{-24} m^{-1} . Para las potencias intermedias de la señal [figuras 47(c) y 48(d)] se aprecia un comportamiento similar. Sin embargo, existen variaciones en el perfil espectral, encontramos un pico en $\lambda = 1532.68 \text{ nm}$ para una señal de potencia igual a -2dBm, que no se presenta para una señal de potencia igual a -3dBm.

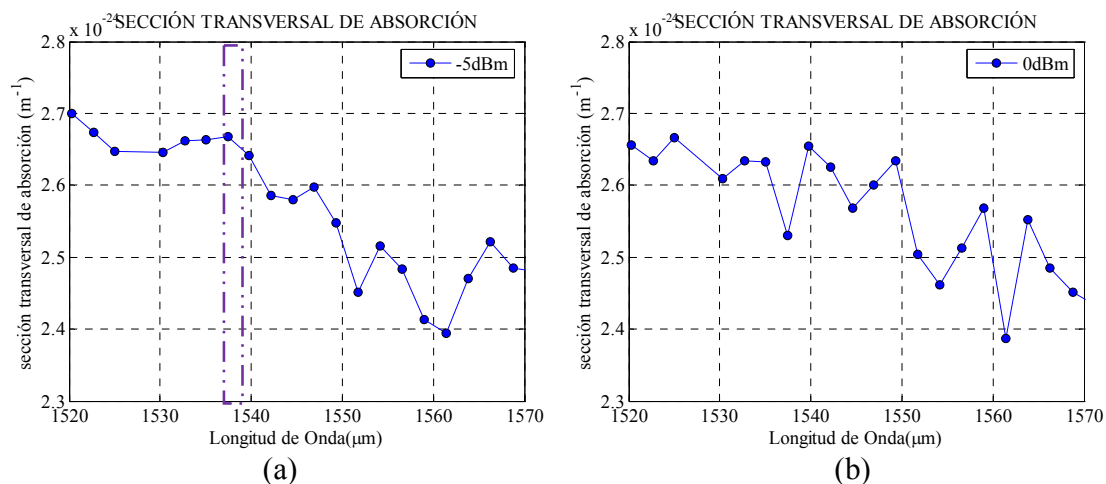


Figura 48. Comparación entre las secciones trasnversales de absorción de banda angosta para una potencia baja (-5dBm) con respecto de una alta (0dBm).

La dependencia con respecto de la potencia de la señal es evidente, conforme la potencia se incrementa la absorción tiende a exhibir un comportamiento espectral que presenta cambios aleatorios. En la figura 48 se aprecia más claramente esta dependencia; aquí se muestra la comparación entre las σ_a para una señal de potencia igual a -5dBm (0.316mW) y otra de 0 dBm (1mW). La variación numérica es muy pequeña. Sin embargo, el comportamiento espectral a lo largo la banda C es muy inestable; encontramos picos o depresiones en la absorción que en potencias menores no se observan, como en el caso marcado ($\lambda = 1538.98 \text{ nm}$). Este tipo de variaciones se presentan en toda la banda estudiada

y en cada cambio de potencia. Las variaciones son más abruptas conforme la potencia se incrementa.

Adicionalmente se observa que las secciones transversales de absorción en banda angosta siguen la tendencia decreciente con respecto a la longitud de onda encontrada para los coeficientes de absorción [figuras 47(a) a 47(g)]; *i.e.*, dentro de la banda C su valor es mayor para longitudes de onda cortas.

VI.2.1.1 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción para señales monocromáticas

El factor de traslape es una parte fundamental del modelo empleado, a continuación, en la figura 49, veremos la influencia de este factor en el valor de las secciones transversales de absorción para banda ancha. El primer caso es el correspondiente al modelo propuesto por Giles, 1991. La gráfica en azul corresponde al valor de las secciones trasversales considerando que los iones de erbio que se encuentran al centro del núcleo no se traslapan con la totalidad del modo. La gráfica en verde se obtuvo considerando que el traslape del modo con el núcleo es completa; en este caso se dice que tenemos un factor de traslape $\Gamma = 1$.

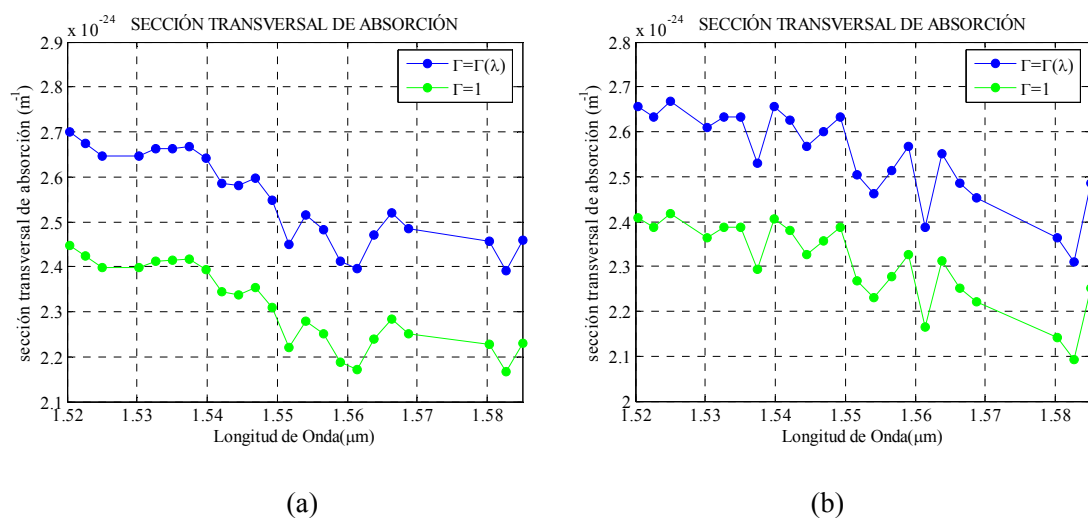


Figura 49. Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción en banda angosta para señales de (a)-5dBm y (b) 0dBm

En la figura 49 se aprecia la variación en la magnitud como resultado de estos cambios. Analizando los casos de menor y mayor potencia. Para $\lambda = 1530.33$, en la figura 49(a) la

magnitud de σ_a varía de $2.64e^{-24}m^{-1}$ a $2.39e^{-24}m^{-1}$; i.e. el cambio ($0.25e^{-24}m^{-1}$) entre el valor medido usando el factor de traslape propuesto por Giles en su modelo y utilizando $\Gamma = 1$, es pequeño ($< 10\%$).

De la misma forma, al incrementar la potencia de la señal a 0 dBm (1 mW) la variación de σ_a va de 2.60 a $2.36 \times 10^{-24} m^{-1}$; el cambio en estos valores se aprecia en las gráficas azul y verde de la figura 49(b), respectivamente. En ambos casos el factor de traslape no proporciona un gran cambio en el valor de la sección transversal de absorción; en este último caso es de $\sim 11\%$. Cabe señalar que para señales de banda angosta la variación es aún menor. Esto se debe a que al emplear señales monocromáticas (las utilizadas poseen un ancho de $\sim 2\text{nm}$) el factor de traslape es de 0.90.

VI.2.2 Secciones transversales de absorción de banda ancha. Longitud de la muestra 5.8cm

Las secciones transversales de absorción de banda ancha se calculan de la misma manera que el caso de de las obtenidas para señales monocromáticas; es decir siguiendo el modelo de Giles. Los coeficientes de absorción utilizados son los medidos para los espectros de banda amplia (secciones V.1.3 y V.2) generados a partir de potencias de bombeo (980 nm) de 5, 10, 20, 30, 40, 50 y 60 mW y empleando el método del recorte.

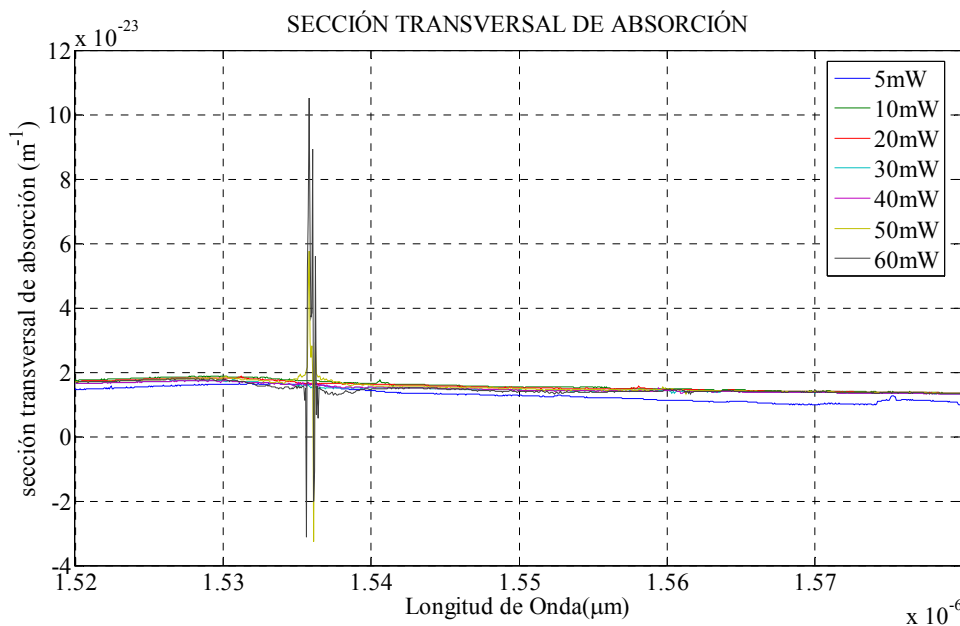


Figura 50. Sección transversal de absorción para diferentes potencias de bombeo.

Como se mencionó en el capítulo anterior, las dos últimas potencias empleadas no permiten apreciar la forma del espectro debido a que la señal de entrada obtenida presentó una sobreexcitación de los átomos de erbio en la fibra, lo cual produjo picos muy altos en la señal de entrada (laseo). Como puede observarse en la figura 50, la potencia de estos picos hace que el estado estacionario del medio estudiado corresponda a un estado distinto al que se desea analizar. Por esta razón eliminamos estas dos curvas espectrales (50 y 60 mW).

Sin los valores asociados a 50 y 60 mW, en la figura 51 se aprecia con mayor detalle el comportamiento espectral de los valores calculados para las secciones transversales de absorción. Podemos notar en estas curvas que también se presentan resonancias muy localizadas (laseo), a longitudes de onda distintas en cada caso. Sin embargo, éste no es el efecto dominante.

Cabe recordar que cada espectro de entrada y salida usado para determinar el coeficiente de absorción se midió en forma independiente 10 veces y se promedió; por tanto, los resultados que se presentan corresponden a estados estacionarios, los cuales son distintos ya que exhiben resonancias a longitudes de onda diferentes. De ellos, las curvas espectrales obtenidas para 10, 20, 30 y 40 mW son similares; mientras que la medida para 5mW es diferente.

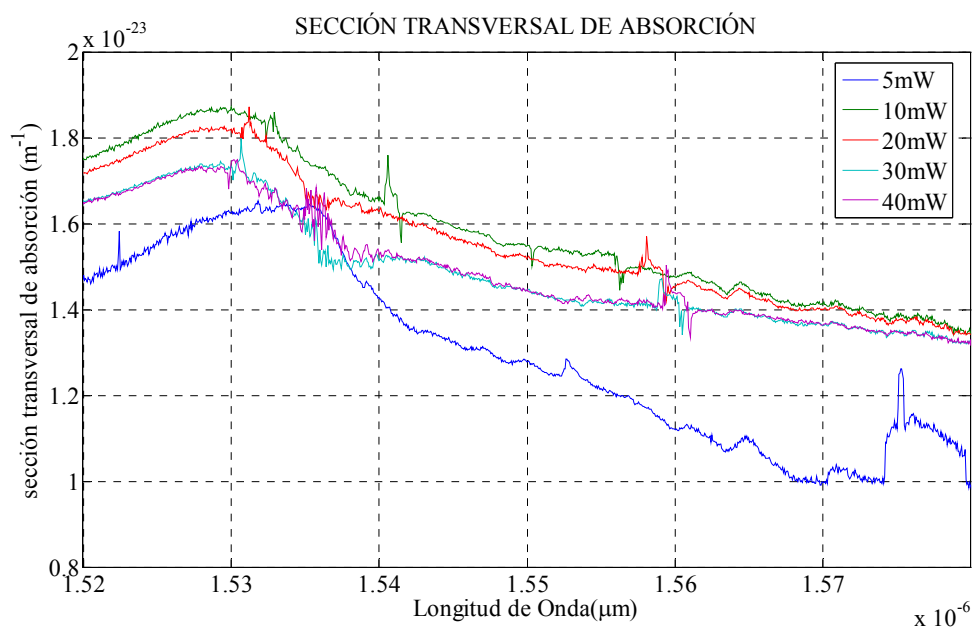


Figura 51. Resultados de sección transversal de absorción para diferentes potencias.

Podemos observar en la figura 51 que para 5 mW el laseo a longitudes de onda largas

(>1570 nm) se da en una banda espectral de ~ 6 nm de ancho. Con base en el comportamiento observado en presencia de una emisión láser intensa, considero que posiblemente esto alteró la probabilidad de transición en el resto de la banda espectral, distorsionando el perfil. Debido a que este perfil es distinto y a que se supone que las secciones transversales reflejan las propiedades físicas de emisión estimulada y absorción de los iones de erbio, se descartó también la curva medida usando un bombeo de 5 mW. Además, dentro de la banda C, los valores medidos con un bombeo de 10 y 20 mW presentan un desplazamiento casi uniforme con respecto a las curvas medidas con un bombeo de 30 y 40 mW, del 10% para 20 mW y de cerca del 17% para 10 mW.

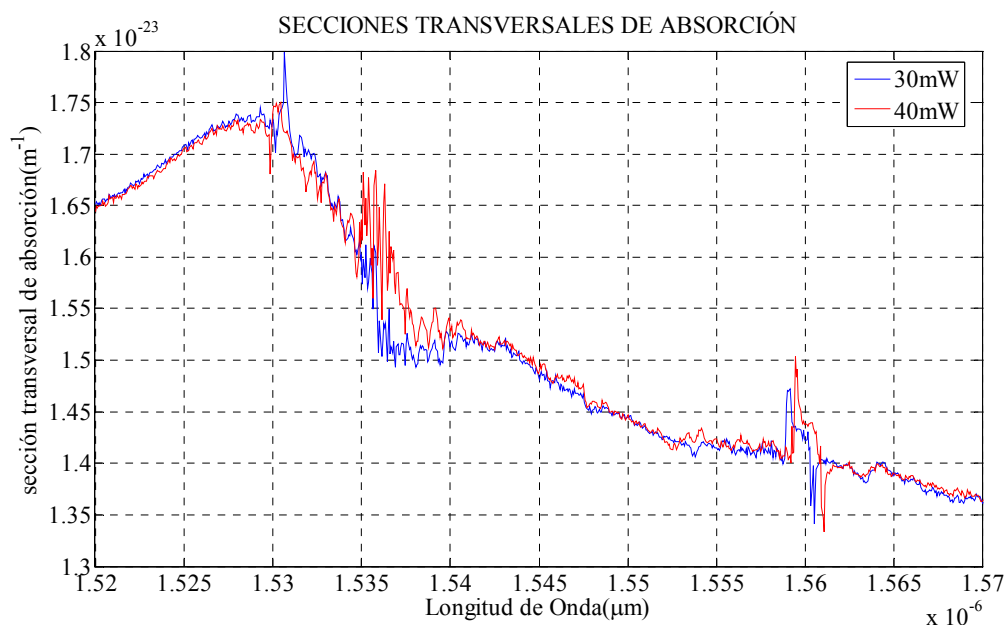


Figura 52. Resultados de sección transversal de absorción para potencias de 30 y 40 mW.

Finalmente, apreciamos en la figura 52 que la curva obtenida con un bombeo de 40 mW presenta un comportamiento similar a la de 30 mW. Por tanto, usando la metodología descrita se obtuvieron secciones transversales reproducibles sólo para señales de entrada generadas usando potencias de bombeo entre 30 y 40 mW.

Esta sensibilidad a la potencia de la señal de entrada ha sido reportada en la literatura [Jarabo y Alvarez, 1998; Desurvire, 2002]. La recomendación es que se varíe tanto la potencia de la señal de entrada, como la longitud de la muestra de fibra y del tramo recortado, hasta que los resultados no dependan de la potencia de la señal.

VI.2.3 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción de banda ancha

En esta sección se analiza la influencia de uno de los parámetros empleados en el modelo de Giles, el factor de traslape, descrito en la sección VI.1.2.1. Se estudia su influencia en las secciones transversales de absorción obtenidas para señales de banda ancha. De nuevo se comparan los valores calculados cuando el traslape entre los iones de erbio del núcleo de la fibra y el modo es total ($\Gamma = 1$). En este caso, el cambio es mucho mayor con respecto al obtenido usando el modelo de Giles ($\Gamma = 0.16; \pm 0.01$). En la figura 53 se aprecia la diferencia entre las secciones transversales y su dependencia con el factor de traslape.

Los valores obtenidos también reflejan la influencia en la sección transversal de absorción. En el primer caso, para $\lambda = 1.53\mu\text{m}$, $\sigma_e = 1.72e^{-23}$ y cuando empleamos $\Gamma = 1$, el valor de la sección transversal de emisión cambia a $\sigma_e = 2.66e^{-24}$. El cambio, de un orden de magnitud de diferencia para las secciones trasversales calculadas usando la absorción de una señal de banda ancha se debe al factor de traslape. Al comparar estos resultados con los obtenidos para señales monocromáticas, no se encuentra coincidencia, aún considerando la arquitectura de la fibra a través del factor de traslape.

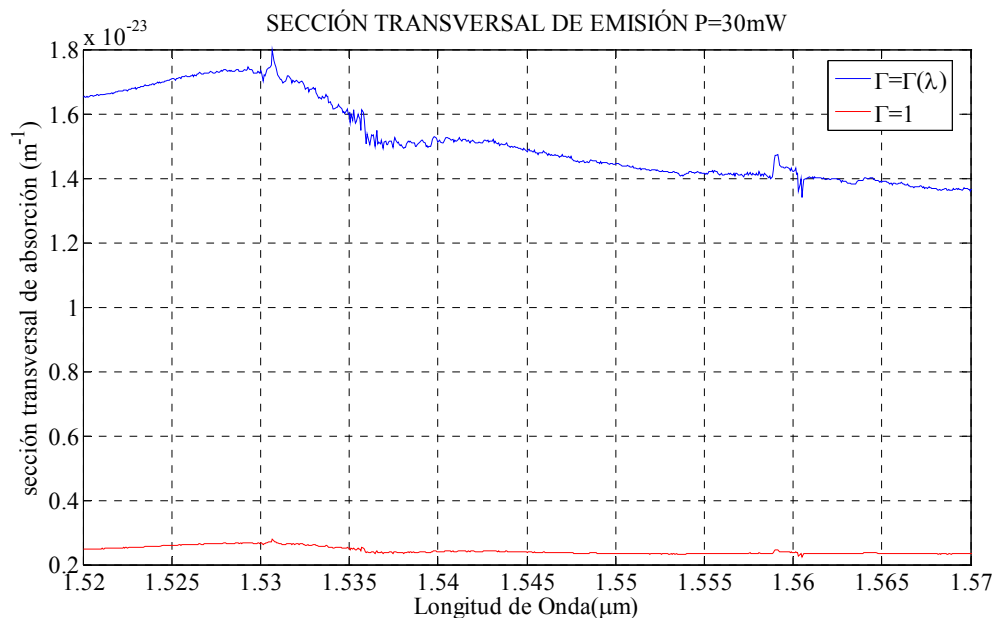


Figura 53. Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción obtenidas para una señal cuyo bombeo empleado fue de 30mW.

VI.3 Secciones transversales de emisión. Resultados experimentales

Al igual que en las secciones transversales de absorción, para calcular las secciones transversales de emisión se ha empleado el modelo de Giles. En este caso para los datos de emisión mostrados en el capítulo V. La fibra empleada es una fibra INO NOI modelo 402K5. Se presentan los valores calculados para σ_e sólo para el caso en el que se emplean señales de banda ancha (espectro blanco).

VI.3.1 Secciones transversales de emisión en banda ancha. Longitud de la muestra 5.4cm

En el modelo de Giles la sección transversal de emisión se obtiene midiendo directamente la ganancia para señal pequeña en una muestra corta de fibra dopada Er^{+3} , con una inversión de población uniforme. Usando los valores calculados para el coeficiente de ganancia (sección V.1.2) y la ecuación (86) se calcula la sección transversal de emisión σ_e . En esta relación se utiliza también la densidad de iones de erbio, n_t , que es un parámetro conocido de la fibra (proporcionado por el fabricante) y el factor de traslape $\Gamma(\lambda)$, que como hemos visto depende de la longitud de onda de la señal y de su ancho espectral.

En la figura 54 se aprecian las secciones transversales de emisión obtenidas para señales de banda ancha generadas bombeando a diferentes potencias la fibra *EDFI* (5, 10, 20, 30, 40, 50 y 60 mW) y aplicando a la fibra bajo estudio un bombeo de onda continua de 30 mW (bombeo de saturación). Recordemos que los coeficientes de ganancia fueron obtenidos con base en las potencias de entrada y de salida, empleando el método del recorte. En este el caso se usó un recorte de 5.4cm (longitud de la muestra).

En general puede observarse en la figura 54 que las discontinuidades del perfil espectral son menores, salvo para la curva generada con una potencia de 60 mW, la cual presenta una depresión profunda cerca de los 1.535 μm . Este rasgo de la curva se debe al ensanchamiento heterogéneo, el cual se traduce en la fusión de agujeros espectrales cuya profundidad se incrementa con la potencia alta de la señal [Bigot *et al.*, 2002]. Debido a que este fenómeno no forma parte del modelo de Giles, en la figura 55 se eliminó la curva de 60 mW.

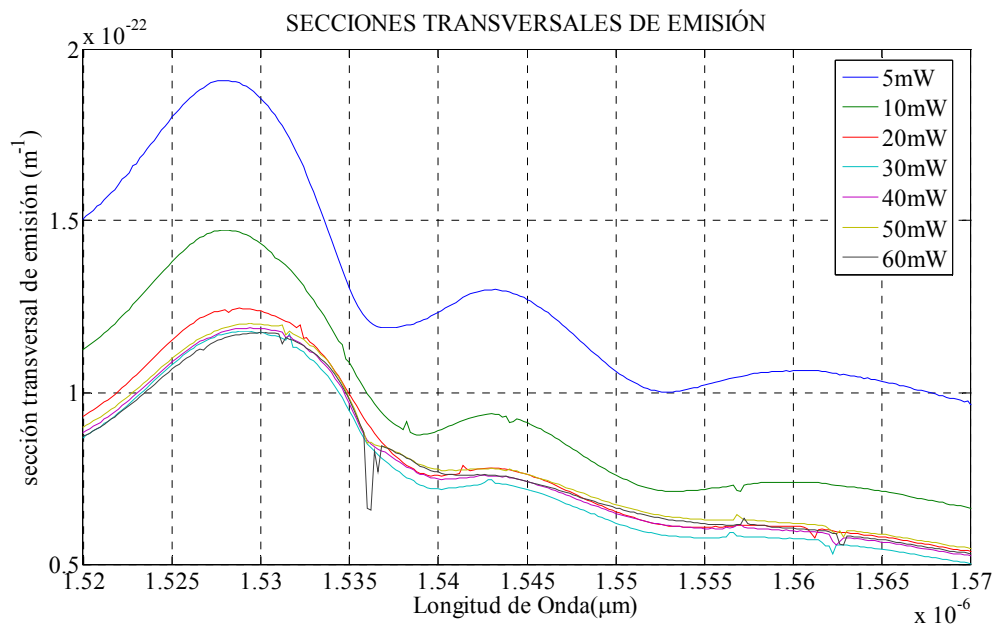


Figura 54. Sección transversal de emisión para señales de entrada de banda ancha obtenidas bombeando otra fibra láser a diferentes potencias (5 a 60 mW).

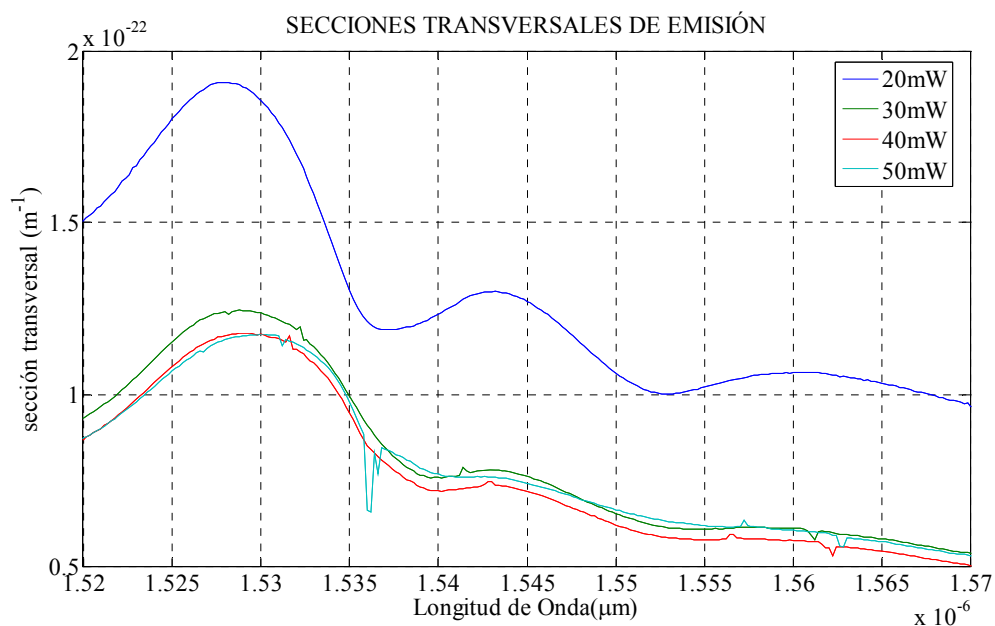


Figura 55. Sección transversal de emisión para señales de entrada de banda ancha obtenidas bombeando otra fibra láser a diferentes potencias (5 a 60 mW).

Además resulta evidente en la figura 54 que las posiciones y anchos FWHM de los picos de las curvas espectrales dependen de la potencia de la señal de entrada y que los valores

calculados para las señales de entrada generadas con bombeos de 5 y 10 mW difieren considerablemente de las otras curvas, por lo que estos resultados también se eliminan.

En la figura 55 podemos observar que la curva espectral calculada para las secciones transversales correspondientes a la señal de entrada obtenida con un bombeo de 20 mW es distinta del resto de las curvas y que la de 50 mW presenta también fusión de agujeros espectrales, por lo cual serán eliminadas también.

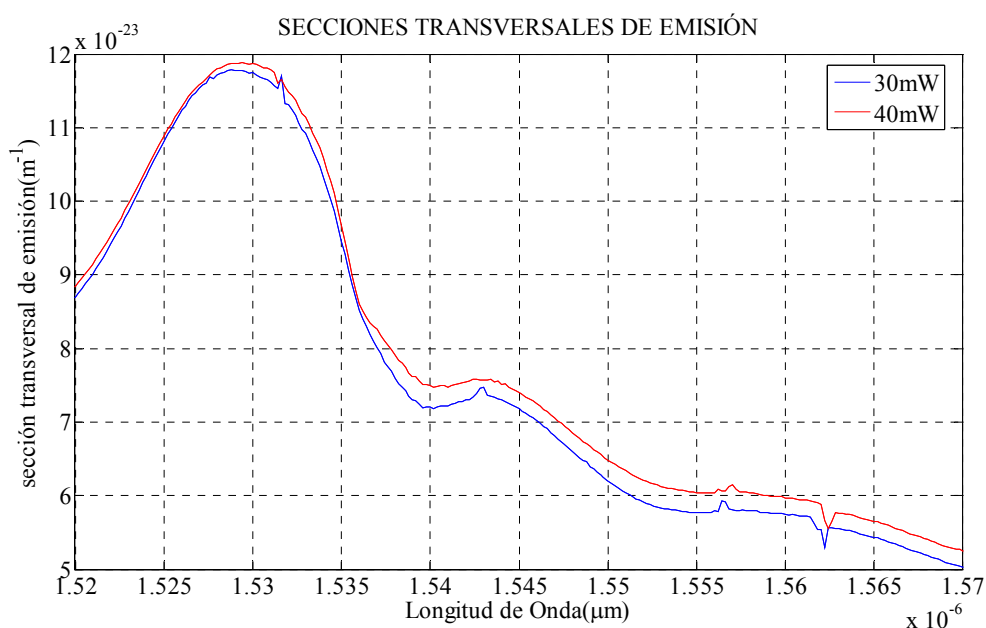


Figura 56. Sección transversal de emisión para las potencias de 30 y 40 mW.

La figura 56 presenta picos y depresiones pequeños que indican una mayor o menor probabilidad de emisión estimulada a esas longitudes de onda. Como se mencionó antes, este tipo de respuesta se explica asociándolo al ensanchamiento heterogéneo inducido por la naturaleza amorfa del medio anfitrión (el campo local afecta de manera distinta a cada ión de erbio). Comparando el parecido entre las secciones transversales de emisión obtenidas para señales obtenidas a partir de 30 y 40mW, encontramos que tienen un parecido de entre el 99.54% y el 95.15%; es decir que son casi idénticas.

VI.3.2 Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de emisión en banda ancha

La influencia del factor de traslape en el valor determinado para las secciones transversales de emisión se determina de la misma forma que en el caso de las secciones transversales de

absorción. De acuerdo al modelo de Giles y considerando un traslape total entre el modo y la distribución de los iones de erbio a lo largo de nuestra muestra, de manera que $\Gamma = 1$.

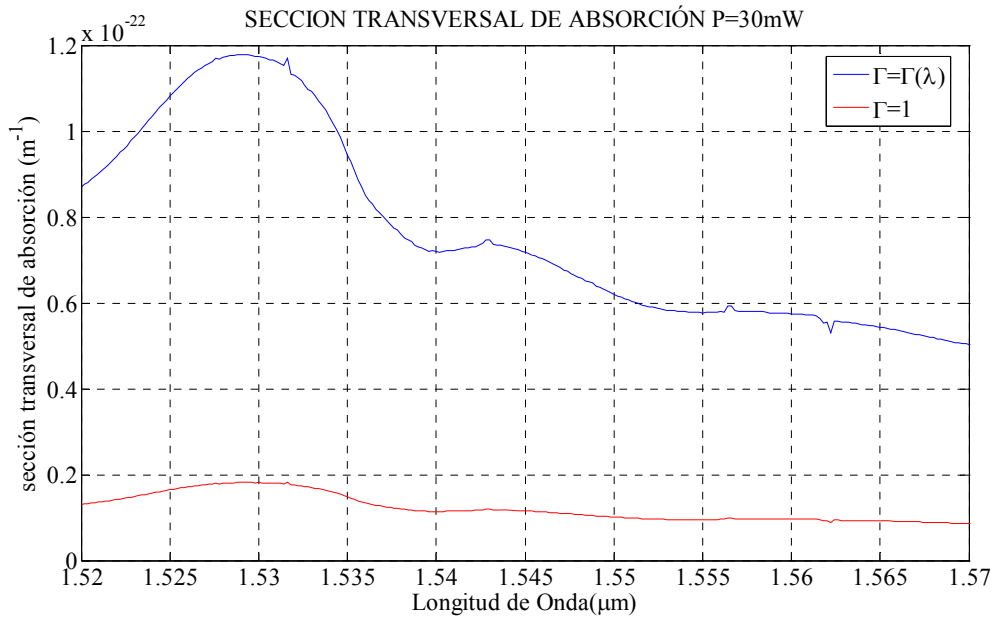


Figura 57. Influencia del factor de traslape en las secciones transversales de absorción obtenidas para una señal obtenida usando un bombeo de 30mW.

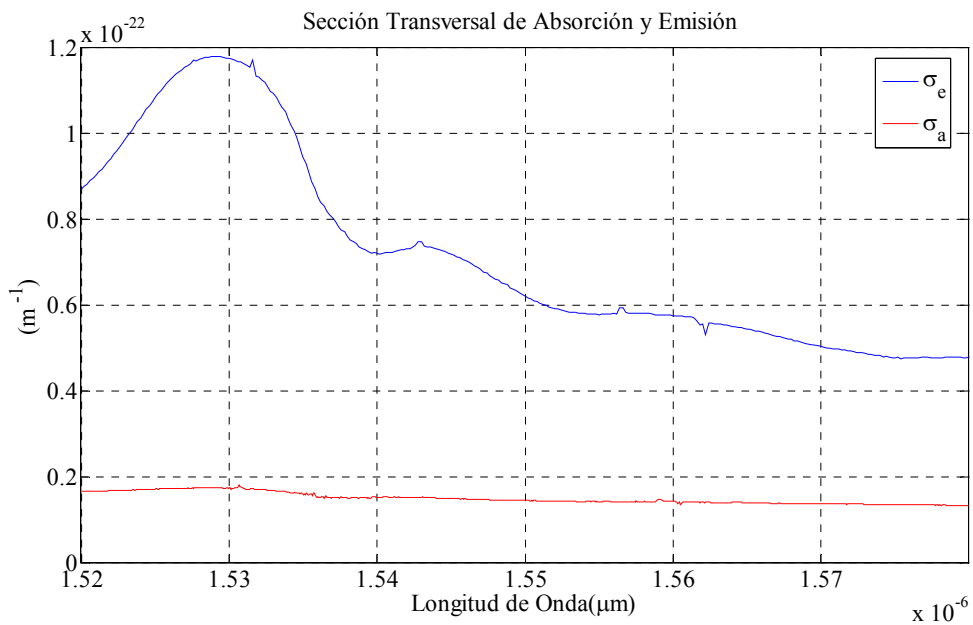


Figura 58. Sección transversal de emisión σ_e vs. Sección transversal de absorción σ_a , con una señal de obtenida a partir de 30mW.

En la figura 57 se aprecia la comparación entre el traslape total y el traslape parcial del modo con respecto de la distribución de los iones de erbio, empleando una señal obtenida a partir de un bombeo cuya potencia es igual a 30mW. Considerando el caso de $\lambda = 1.53\mu\text{m}$, para $\Gamma = 1$ encontramos que el valor de la sección transversal es $\sigma_e = 1.81 \times 10^{-23}$ y usando $\Gamma(\lambda)$ encontramos que $\sigma_e = 1.17 \times 10^{-22}$. Al igual que para las secciones transversales de absorción de banda ancha, el factor de traslape funciona como un factor de corrección de un orden magnitud.

VI.4 Sección transversal de absorción vs. Sección transversal de emisión

Puede apreciarse en la figura 54 que los valores de las secciones transversales de emisión son del orden de $10^{-22} m^{-1}$, un orden mayor al obtenido para las secciones transversales de absorción. En la figura 58 se comparan las secciones transversales de absorción (rojo) y de emisión (azul), para una señal obtenida a partir de una potencia en el láser de bombeo de 30mW. En esta figura se aprecia claramente la diferencia de órdenes de magnitud de ambas.

Con el fin de comparar ambas respuestas espectrales y tomando en cuenta que describen las probabilidades de absorción y de emisión estimulada, las cuales debieran ser iguales para el mismo estado estacionario [Einstein, 1917]. Podemos notar que el cambio en la longitud de la muestra, además de modificar en un orden de magnitud la probabilidad de que la señal se absorba o se amplifique, también altera la probabilidad relativa de que alguna longitud de onda corresponda a un máximo o mínimo de absorción y/o amplificación; ya que la posición de los rasgos de las curvas (picos y valles) varía con la longitud de la muestra. Cabe recordar que la absorción se midió para una muestra con una longitud de 1.13 m; mientras que para la amplificación se usó una muestra con una longitud de 1.07 m.

Con base en estos resultados podemos concluir que el realizar estas mediciones en muestras de fibra con una longitud distinta no es recomendable; ambas mediciones deben realizarse usando la misma longitud de fibra [Jarabo y Alvarez, 1998; Desurvire, 2002]. En el caso de la absorción, para mejorar la exactitud de medida, los autores que trabajan en la caracterización de vidrios dopados con erbio recomiendan usar distancias muy cortas entre el punto de excitación y el de medición [Martin y Quimby, 2006]; ya que la potencia de

salida de una muestra larga incluirá también la contribución de la emisión espontánea. Para fibras dopadas con erbio se propone que la precisión depende del cambio en la potencia transmitida antes y después del recorte, que debe ser del orden de 10 dB [Hapanowicz, 2001; Bjarklev, 1993; Giles *et al.*, 1991]. En este caso no es posible usar la misma longitud de fibra para toda la banda C de un EDFA (1.53 a 1.56 μm). A manera de ejemplo, podemos observar en la figura 24 que para una potencia baja de la señal de entrada, el cambio medido para el coeficiente de absorción a 1.536 μm y el medido para 1.57 μm es de 6.5 dB. Para superar este problema Bjarklev, 1993, recomienda usar longitudes distintas para cada intervalo espectral; para una fibra con concentración alta propone ~ 1 m; mientras que para una concentración baja sugiere hasta 100 m.

Tratando de realizar ambas mediciones para la misma longitud de la muestra, usé longitudes menores de 1 metro de fibra para medir el coeficiente de ganancia. Sin embargo, para una muestra tan corta el cambio entre la señal de entrada y la señal amplificada no pudo medirse. Cabe señalar que tampoco existe acuerdo sobre la longitud de fibra que debe usarse en esta caracterización. Mientras que algunos autores recomiendan trabajar con muestras de longitud corta, tan corta que la atenuación pico sea menor del 1% [Bjarklev, 1993], el resto usan longitudes superiores a 8 m (tabla V).

Cuando las probabilidades de absorción y emisión se obtienen a partir de mediciones espectroscópicas, las secciones transversales calculadas son propiedades físicas de los átomos activos. Estos valores pueden sustituirse en el modelo de flujo poblacional, basado en la física de láseres. Sin embargo, al usar el modelo de McCumber para describir al sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$, se consideran probabilidades que dependen de las distribuciones de población en los multipletes responsables de la transición láser (ecuaciones.41, 42, 52 y 53). Estas secciones transversales dependen de las condiciones de operación del medio activo, como lo muestran las mediciones realizadas. Por tanto, al medir bajo condiciones de operación diferentes estamos considerando estados estacionarios distintos. Estos valores no pueden usarse en las ecuaciones de flujo poblacional, para cualquier sección diferencial a lo largo de la fibra, ya que éstas implican que en cada punto el estado estacionario es el mismo.

De hecho, con base en las mediciones realizadas se sabe que los coeficientes de absorción y de ganancia evolucionan a partir de la cara de entrada de la fibra [Zech, 1995], tomando

valores diferentes para cada tramo diferencial de ella. Sin embargo, es interesante notar que alcanzan valores estables para rangos específicos de potencia de la señal. Esta evolución se simula en el modelo de Giles iterando la evolución de la señal, el bombeo y la emisión espontánea varias veces, hasta que la solución numérica alcanza los valores medidos para la potencia de salida de cada uno de estos haces de luz.

Capítulo VII

Discusión Final y Conclusiones

El objetivo original de este trabajo de tesis era el de evaluar los cambios inducidos en el coeficiente de ganancia al variar, en la metodología usada en la caracterización de las secciones transversales de absorción y emisión de una fibra dopada con erbio, el ancho del intervalo espectral usado. El primer parámetro a determinar fue el coeficiente de absorción de la fibra. Cabe señalar que este es el único parámetro que algunos autores miden, debido a que usando los modelos de Einstein, Fuchtbauer-Ladenburg o de McCumber, es posible determinar el valor de las secciones transversales de emisión estimulada a partir de las secciones transversales de absorción.

Desde las primeras mediciones se vio la necesidad de modificar el enfoque propuesto para el análisis de la metodología de medida, debido a la falta de coincidencia entre los valores de absorción suministrados por el fabricante y los medidos en el laboratorio.

Inicialmente, con el fin de utilizar un procedimiento no destructivo, se usó un tramo corto de fibra (12.8 cm). Se midió el perfil espectral de la señal suministrada por la fuente de luz y se usó esa información como potencia de entrada. Se midió el perfil espectral de la potencia transmitida y se usó esa información como potencia de salida. Los valores obtenidos para la potencia de salida mostraron una reproducibilidad pésima. Para corregir este problema se cambió la metodología de medida introduciendo la técnica de recorte. Esta técnica permite evitar la contribución de las reflexiones de Fresnel de las caras de entrada y salida de la muestra y de manera principal, la debida a un acoplamiento deficiente entre la fuente de luz y la muestra. Además, recortando un tramo corto de fibra se minimiza la contribución de la atenuación debida al esparcimiento. A pesar de sus cualidades, este

procedimiento de medida tiene el inconveniente de que es una técnica destructiva, por lo que en sentido estricto no es posible verificar la reproducibilidad de las medidas. La longitud original de la muestra se altera por lo que no es posible volver a medir bajo las mismas condiciones.

Se encontró que aún usando la técnica de recorte la reproducibilidad de medida es deficiente. Para determinar si esto se debía a un error en la metodología de medición utilizada se consideró el introducir cambios adicionales, no destructivos, que permitieran evaluar el origen del problema. Se trabajó con señales de entrada de diferentes potencias y con distinto ancho espectral; específicamente con señales monocromáticas y señales de banda ancha (emisión ASE de una fibra dopada con erbio comercial distinta a la estudiada). Además, con el fin de verificar que la metodología de medida usada era la adecuada, se hizo una revisión bibliográfica más amplia. Encontramos que no existe acuerdo sobre la metodología de medida y que son pocos los autores que reportan este tipo de mediciones e indican el proceso seguido para obtenerlas y las condiciones de medida (longitud de la muestra, potencia de la señal, fuente de luz utilizada). Un parámetro importante que tampoco se menciona es la resolución espectral del sistema de detección.

Se realizó un análisis de los modelos teóricos y se trató de que la metodología de medida concordara con el modelo teórico (modelo de Giles en este trabajo). En la ecuación 81 se supone que el fenómeno dominante, con respecto al cual la contribución de los demás fenómenos que se sabe se presentan en la interacción luz-iones de erbio son despreciables, es la absorción. Esto es cierto sólo cuando el camino recorrido por la luz en el medio láser es corto [Martin y Quimby, 2006].

En la caracterización de la absorción, al usar señales de entrada monocromáticas se observó un corrimiento en la longitud de onda pico del perfil espectral de la señal de salida, con respecto a la del perfil espectral de la señal de entrada. Este corrimiento espectral no permite determinar la absorción directamente. Al restar las potencias espectrales medidas en dBm, se obtienen picos de absorción negativos o positivos; es decir, una parte del perfil tiene una potencia de salida menor que la potencia de entrada, mientras que para otras longitudes de onda la potencia de salida es mayor que la de entrada. El hecho de que la señal emitida exhiba un corrimiento espectral no ha sido reportado por lo que suponemos que este tipo de medidas se ha realizado con detectores cuya resolución espectral es menos

fin a que la del sistema de detección que nosotros utilizamos. Para simular el uso de un detector con una resolución espectral menor, se calculó el área bajo la curva para determinar las potencias de entrada y salida. Debido a que el valor de la potencia de la señal de entrada era alto (entre -5 y 0 dBm, que corresponden a 0.31 y 1 mW), los coeficientes de absorción dependen de la potencia aún para tramos cortos de fibra. Este resultado no es producido por un acoplamiento deficiente, ya sea entre la fuente de luz y la fibra bajo estudio o bien entre la fibra bajo estudio y el sistema de detección. Este cambio indica que el modelo usado no incluye a los fenómenos dominantes que modifican la potencia de la señal transmitida.

Esta dependencia con la potencia de la señal puede explicarse considerando que además de absorción, se presenta una emisión estimulada a la misma longitud de onda. Este comportamiento fue propuesto por Zech, 1995, para explicar los cambios observados en la potencia transmitida por una muestra de fibra dopada con erbio sin bombear, al variar la longitud de la muestra entre 0 y 6.55 m. En dicho trabajo la potencia de la señal de entrada fue de 700 μW para 1532 nm y de 850 μW para 1545 nm. Cabe recordar que este comportamiento es el que se predice cuando por efecto del bombeo existe una población de iones excitados (Ec. 48). Sin embargo, ya que no se aplica bombeo, se supone que para un tramo suficientemente corto de fibra, la emisión a la longitud de onda de la señal debida tanto a emisión espontánea como a emisión estimulada, es despreciable.

En lo que se refiere a la longitud de la muestra, podemos mencionar que en el caso de muestras de vidrios dopados con erbio se ilumina la muestra enfocando, en la vecindad inmediata de la frontera donde se llevan a cabo las medidas [Martin y Quimby, 2006], la luz proveniente de una lámpara de tungsteno-halógeno. En fibras monomodo no es posible hacer uso de esta metodología, ya que en muestras muy cortas es difícil separar la contribución de los modos de la cubierta de la del modo fundamental. Por esta razón, para el caso de muestras de fibra óptica se ha propuesto que para alcanzar una precisión de medida buena, el tramo recortado debe ser tal que el cambio generado en la potencia sea al menos de 10 dB. Para satisfacer este requisito en toda la banda C es necesario destruir una longitud considerable de fibra, ya que la atenuación espectral dista de ser plana y es necesario determinar la longitud adecuada por ensayo y error. Además, en este caso se usarían tramos largos para la evaluación, los cuales requieren de potencias de entrada altas,

para las que, de acuerdo a nuestros resultados experimentales, el modelo utilizado (Ec. 81) no es válido.

Para las señales monocromáticas los resultados indican que las potencias usadas generaron una inversión de población en los subniveles asociados a las transiciones electrónicas que emiten y absorben a la longitud de onda de la señal de entrada. Al excitar uno de los subniveles de manera preferente, se altera la distribución de térmica del multiplete, la cual de acuerdo al modelo de Ladenburg-Fuchtbauer presenta una distribución de población uniforme y de acuerdo al modelo de McCumber sigue la distribución de Boltzmann. En ambos casos se supone que el material tiende a retornar a la distribución *de equilibrio* a través de transiciones fonónicas (proceso de termalización). Si esta energía se toma del haz de luz incidente, su perfil espectral debe correrse hacia longitudes de onda mayores (fotones de menor energía), como se observa en la figura 59. Este proceso debe ser mediado por la red (medio láser), por lo que parte de la luz absorbida es emitida de nuevo a través de un proceso que no muestra un ensanchamiento del perfil original.

Al usar una señal de entrada de banda ancha, la potencia transmitida también mostró una dependencia con respecto a la potencia. En este caso la potencia de cada canal espectral fue baja. Para 1535 nm varió entre -60 y -38 dBm (1 a 158 nW) y para 1550 nm entre -66 y -52 dBm (0.25 a 6.3 nW); aunque es importante recordar que la potencia total que se aplica a la fibra va aproximadamente de 5 a 50 mW (potencia de bombeo aplicada a EDF1), por lo que el material se encuentra en un estado excitado.

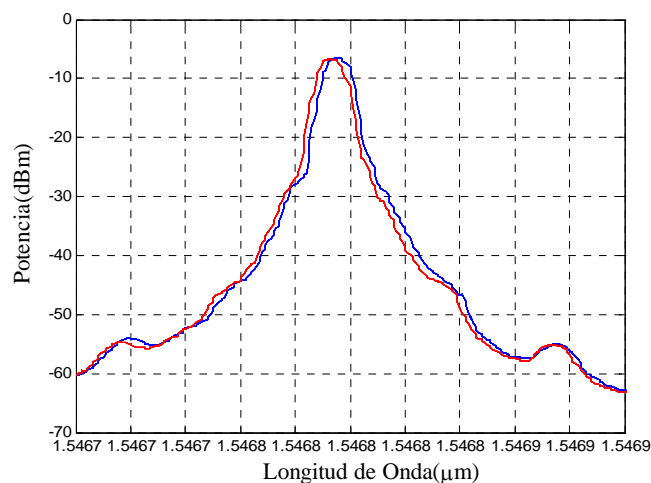


Figura 59. Desplazamiento entre la señal de entrada y la de salida para una señal de entrada con $\lambda=1546.95$ nm.

Para determinar los parámetros requeridos para predecir el coeficiente de ganancia, específicamente las secciones transversales de absorción, se usó el modelo de Giles. Dentro de los parámetros manejados, el factor de traslape, no juega un rol determinante cuando se emplean señales monocromáticas, debido a que en este caso $\Gamma \rightarrow 1$. En cambio, cuando se trabaja con espectros de banda ancha, la inclusión del factor de traslape modifica hasta en un orden la magnitud los valores de las secciones transversales de absorción y emisión. De acuerdo a los modelos de Einstein, Fuchtbauer-Ladenburg y/o McCumber, los valores de las secciones transversales de emisión calculados a partir de los valores medidos para las secciones transversales de absorción, generan valores del mismo orden de magnitud. Sin embargo, en este trabajo, mediante la medición directa se encontró que las secciones transversales de absorción y emisión difieren al menos en un orden de magnitud. Consideramos que esta diferencia se debe a que la inversión de población al caracterizar la absorción es distinta de la que se tiene al caracterizar la ganancia.

Se modela a las fibras dopadas con erbio usando las ecuaciones de flujo poblacional y las relaciones de propagación para un medio láser que se encuentra en equilibrio. Sin embargo, la atenuación de la potencia de la señal debida a absorción se mide en ausencia de bombeo; mientras que para la ganancia es necesario generar una inversión de población. Cabe recordar que para obtener ganancia la inversión de población debe ser suficientemente alta, para que la absorción desde el estado base se vea reducida en forma considerable. La teoría de McCumber, usada en el modelo de Giles para relacionar a las secciones transversales de absorción con las de emisión estimulada (Ec.55) hace uso de una *energía promedio* de transición entre los dos multipletes. Esta energía promedio depende del estado estacionario en el que se encuentra el medio láser. Las mediciones realizadas para caracterizar las propiedades de absorción y emisión estimulada de las fibras corresponden a condiciones de equilibrio, pero los estados de equilibrio son distintos.

Conclusiones

El objetivo de este trabajo de tesis fue, usando un enfoque microscópico, evaluar la variación inducida en la predicción del coeficiente de ganancia modificando los parámetros usados para determinar las secciones transversales de emisión y absorción, trabajando

específicamente dentro de la tercer ventana de las comunicaciones (Banda C). Las conclusiones a las que se llegó son las siguientes:

Los valores del coeficiente de ganancia que se calculan a partir de las secciones transversales de absorción medidas difieren de los medidos al menos en un orden de magnitud. Consideramos que esto se debe a que la metodología de medición usada, basada en el modelo de Giles, es incompleta. Deben incluirse otros fenómenos, que no resultan despreciables debido a la longitud de la fibra utilizada y a las potencias de las señales con las cuales se trabaja.

Se recomienda utilizar el método del recorte, ya que es indispensable mantener las mismas condiciones experimentales para evitar cambios aparentes en la potencia de la señal transmitida (con atenuación o amplificación) debidos a variaciones en la potencia de la señal acoplada a la fibra.

La longitud de la fibra y la potencia de la señal son también parámetros importantes de medida. Conforme aumentan, el tipo de interacciones entre la luz y los iones activos se diversifica. Para potencias altas y/o longitudes mayores, la contribución de la emisión estimulada en el caso de la absorción y de la absorción en el caso de la ganancia, adquieren una relevancia cada vez mayor. Además, se incrementa el ruido debido a la emisión espontánea amplificada (ASE) y la reabsorción de la señal.

Se encontró que la longitud de la muestra juega un rol muy importante en la medición directa del coeficiente de ganancia en fibras de concentración media, como la que se empleó (960 ppm). Para longitudes menores a un metro se obtienen cambios de potencia mínimos y un nivel de ruido alto que oscila alrededor de un valor de ganancia nulo. Es por tanto necesario emplear una muestra de longitud mayor a un metro. Además, para evitar las contribuciones debidas al acoplamiento al arreglo experimental, el método de recorte es el indicado tal como se hizo en la obtención de los coeficientes de absorción y emisión en banda ancha.

Existen otros fenómenos, asociados al ensanchamiento heterogéneo de las transiciones, que no están incluidos en el modelo de Giles, cuya participación pudo observarse. Estos fueron los cambios inducidos por la fusión de agujeros espectrales y para el bombeo, por la migración de energía (fluorescencia en el verde). Es importante ajustar la longitud de la muestra y las potencias usadas de forma tal que los fenómenos no incluidos en el modelo utilizado para describir a la fibra puedan ser considerados despreciables en la práctica.

En el caso de absorción usando señales de banda angosta, para potencias altas se obtuvieron corrimientos espectrales en la señal transmitida, con respecto de la señal de entrada. Este fenómeno no ha sido reportado, sin embargo, debido a que su estudio se aparta del objetivo de esta tesis, se tiene poca información al respecto. Su comprensión requiere de mayor investigación.

Literatura Citada

Saleh, B.E., Teich, M.C. 1991. *Fundamentals of photonics*. Ed. John & Wiley Sons. New York. 966 pp.

Becker, P.C., Olsson, N.A., Simpson, J.R. 1999. *Erbium Doped Fiber Amplifiers, Fundamentals and Technology*. Ed. Academic Press. San Diego. 460 pp.

Beltrán-Pérez, G. 1998. *Medición de la dispersión en fibras dopadas con erbio usando una técnica interferométrica*. Tesis de maestría en Óptica CICESE. 140 pp.

Bigot L., Jurdyc A.M., Jaquier B., Gasca L., Bayart D. 2002. *Resonant Fluorescence line narrowing measurements in erbium, glasses for optical amplifiers*, Physical Review. B662: 142041-9 p.

Bjarklev, A. 1993. *Optical Fibers Amplifier: Design and Systems Application*. Artech House Publishers. Boston. 408 pp.

Boltshyansky, M. 2003. *Spectral Hole Burning in Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. J. Lightwave Technol. 21 (4): 1032-1038 p.

Cheng, C., Xiao, M. 2005. *Optimization of an Erbium-Doped fiber amplifier with radial effects*. Optics Communications: 254 (4-6): 215-222 p.

Desurvire, E. 2002. *Erbium doped fiber amplifiers. Principles and Applications*. Ed. Wiley-Interscience. New York. 770 pp.

Desurvire, E., Simpson, J.R. 1989. *Amplification of Spontaneous Emission in Erbium Doped Single-Mode Fibers*. Journal of Lightwave Technology. 7 (5): 835-845 p.

Delevaque, E., Georges, T., Monerie, M., Lamouler, P., Bayon, J.F. 1993. *Modeling of pair induced quenching in erbium-doped silicate fibres*. IEEE Phot. Tech. Lett. 5 (1): 73-75 p.

Desurvire E., J.R. Simpson. 1990. *Evaluation of $^4I_{13/2}$ Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers*. Optics Letters. 15 (10): 547-549 p.

Digonnet, M.J.F. 1993. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*. Ed. Marcel Dekker. 659 pp.

DiMuro, R. 2000. *The Er^{3+} -Fiber Gain Coefficient Derived from a Dynamic Gain Tilt Technique*. J. Lightwave Technol. 18 (3): 343-347 p.

Einstein, A. 1916. *Zur Quantentheorie der Strahlung*. *Zeitschrift für Physik*. 18 (47-62): 121-128 p.

Eisberg, R., Resnick, R. 2002. *Física cuántica, átomos, moléculas, sólidos núcleos y partículas*. Ed. Limusa. México. 833 p.p.

Georges T., 1996. *Electron. Lett.*, Measurement technique for puma and signal background absorption of erbium doped fibres. 32 (12): 1126-1127 p.

Giles, C.R., Desurvire, E. 1991. *Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. *Journal of Lightwave Technology*. 9 (2): 271-283 p.

Hapanowicz R. 2001. *Erbium doped fiber characterization*. http://mf.dpu.edu.tr/~fotonik/EDF_Characterization.pdf. 27 p.p.

Iizuka, K. 2002. *Elements of Photonics Vol. II. For fiber and integrated optics*. Wiley & Sons. NY 592 pp.

Jeong, H., Oh, K., Han, S.R. and Morse, T.F. 2003. *Broadband amplified spontaneous emission from an Er³⁺-Tm³⁺ codoped silica fiber*, *Opt. Lett.* 28 (3): 161-163 p.

Jeunhomme, L.B. 1990. *Single-mode fiber optics : principles and applications*. New York. 275 pp.

Martin R. M., Quimby R. S. 2006. *Experimental Evidence of the validity of the McCumber theory relating emission and absorption for rare earth glasses*, *J. Opt. Soc. Am. B*. 23 (9): 1170-1175 p.

Martin, J.C, Rebolledo, M.A., Alvarez, J.M. 2001. *Agreement between experimental and Theoretical Gain and ASE of an Erbium-Doped Fiber Characterized by Dynamic Techniques*. *Fiber and Integrated Optics*. 20 (3): 257-268 p.

McCumber, D.E. 1964. *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*. *Phys. Rev.* 136 (4A): A954-A957 p.

Miniscalco, W.J., Quimby, R.S. 1991. *General procedure for the analysis of Er³⁺ cross sections*. *Opt. Lett* 16 (4): 258-260 p.

Morkel, P.R., Laming, R.I. 1989. *Theoretical modelling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption*. *Optics Letters*. 14 (19): 1062-1064 p.

Ono S., Tanabe S. 2004. *Evidence of enhanced hypersensitive transition in erbium-doped fibers with different Al₂O₃ content*. *IEEE J. Quantum Electron.* 40 (12) 1704-1708 p.

Payne, S.A., Chase, L.L., Smith, L.K., Kway, W.L., Krupke, W.F. 1992. *Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er(3+), Tm(3+), and Ho(3+)*. *IEEE J. Quant. Elec.* 28(11): 2619 p.

- Siegman, A.E. 1986. *Lasers*. Ed. University Science Books. California. 1283 pp.
- Sulhoff, J.W., Srivastava, A. K., Wolf, C., Sun, Y., Zyskind, J.L. 1997. *Spectral-hole burning in erbium-doped silica and fluoride fibers*. IEEE Phot. Tech. Lett. 9 (12): 1578-1579 p.
- Rebolledo, M., Jarabo, S. 1994. *Erbium doped silica fiber modelling with overlapping factors*. Applied Optics. 33(24): 5585-5592 p.
- Sulhoff J.W., Srivastava A.K., Wolf C., Sun Y., Zyskind J.L. 1997. Spectral-Hole Burning in Erbium-Doped Silica and Fluoride Fibers. IEEE Photonics Technol. Lett, 9 (12), 1578-1579 p.
- Verdeyen, J.T. 1995. *Laser electronics*. Ed. Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics. 3a edición. 778 p.
- Wang, B.S., Andrejco M.J. *Advanced Topics on Erbium Doped Fibers for High Performance Amplifiers*. OFS. Specialty Photonics Division. 25 Schoolhouse Road. Somerset. NJ08873. USA.
- Yariv, A., 1991. *Optical Electronics*. Ed. Saunders Collage Publishing. Fourth edition. Philadelphia. 713 pp.
- Zemon, S. Lambert, G., Miniscalco, W.J., Andrews, L.J., Hall, B.T. 1991. *Characterization of Er³⁺-doped glasses by fluorescence line narrowing*. J. Appl. Phys. 69 (10). 6799-6811 p.
- Zhao, Y. 1997. *Gain clamped erbium-doped fiber amplifiers. Modeling and experiment*. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 3 (4): 1008-1012 p.

Apéndice A

Proceso de termalización

En el siguiente análisis teórico, el que el bombeo se realice hacia el nivel 2 ó 3 no es importante. En cada multiplete ocurre un proceso de termalización caracterizado por razones no radiantes, A_{NR}^+ y A_{NR}^- , excitación ó desexcitación de iones respectivamente, con absorción o creación de vibraciones cuánticas o fonones. La ecuación de equilibrio térmico corresponde a:

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

donde $N_{n,m}$ corresponde a la población de cada subnivel, n es el nivel analizado ($n = 1, 2, 3$) y m corresponde a su desdoblamiento ($m = j=1 \dots g_1/2$), ($k=1 \dots g_2/2$), ($l=1 \dots g_3/2$)). Si $\Delta E_m = E_m - E_{m-1}$ es la diferencia de energía entre los subniveles (n,m) y $(n,m-1)$ se tendrá la relación $N_{n,m}/N_{n,m-1} = A_{NR}^+/A_{NR}^- = \exp(-\Delta E_m/kT)$; donde k es la constante de Boltzmann. Un cálculo recurrente de la ecuación (A.1) da como resultado la conocida ecuación:

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

donde p_{nm} corresponde a la distribución de Boltzmann. Otros parámetros importantes del sistema de casi-tres niveles de energía son la razón de bombeo (R_{ij}), la razón de emisión estimulada (W_{kj}), la razón de emisión espontánea (A_{kj}) y la razón de decaimiento no radiante (A_{32}). Para un sistema de tres niveles el diagrama de Jablonski corresponde a la Figura A.1

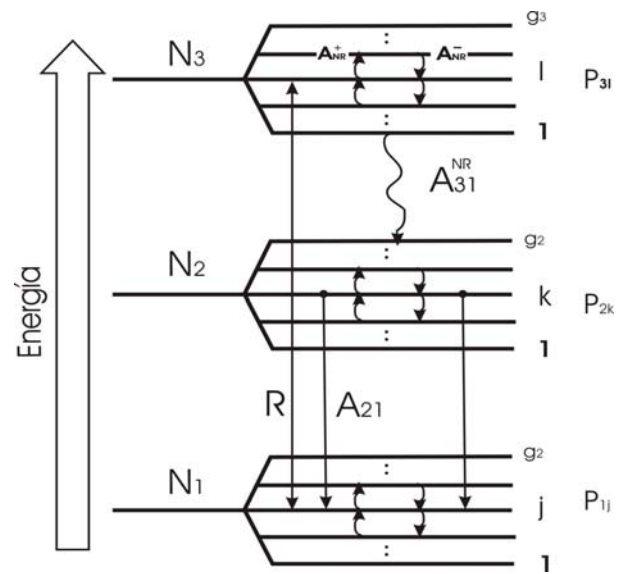


Figura A.1. Diagrama de Jablonski para un sistema de tres niveles.

Como consecuencia del equilibrio térmico las razones de absorción igualan a las razones de emisión estimulada para cada par de subniveles, es decir, $R_{lj} = R_{jl}$ y $W_{kj} = W_{jk}$.

Apéndice B

Reducción de un sistema de dos a tres niveles

REDUCCIÓN DE UN SISTEMA DE TRES A DOS NIVELES

El sistema $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ es modelado como un sistema atómico de tres niveles (Figura B.1) en el cual debido al corto tiempo de vida del nivel 3, es reducido a un sistema de tres niveles de acuerdo a las consideraciones explicadas en este apéndice.

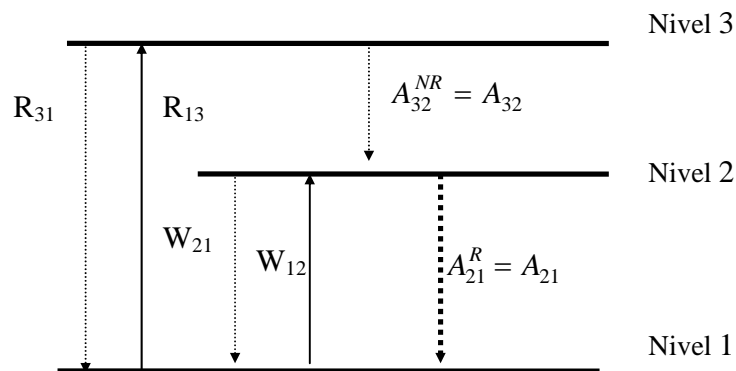


Figura B.1 Sistema de tres niveles típico empleado para modelar amplificadores dopados con erbio.

Se empleará \mathcal{N} para denominar la densidad total de iones, y N_1 , N_2 y N_3 corresponderán a la densidad fraccional correspondiente a cada nivel. De esta forma, por definición:

$$N_1 + N_2 + N_3 = \mathcal{N} \quad (\text{B.1})$$

Para el modelo empleado (sistema de tres niveles) las ecuaciones usadas para determinar la población de cada nivel son:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (\text{B.4})$$

Considerando que tenemos un sistema invariante en el tiempo $dN_i / dt = 0$; donde $i = 1, 2, 3$. Además, definiendo $a = R_{31} + A_{32}$ y $b = W_{21} + A_{21}$, es posible simplificar las ecuaciones (B.1) y (B.2):

$$W_{12}N_1 - bN_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad (\text{B.5})$$

$$R_{13}N_1 - aN_3 = 0 \quad (\text{B.6})$$

De la relación (26) tenemos que $N_3 = \mathcal{N} - N_1 - N_2$ y, resolviendo para N_1 y N_2 :

$$N_1 = \mathcal{N} \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (\text{B.7})$$

$$N_2 = \mathcal{N} \frac{R_{13}A_{32} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (\text{B.8})$$

Remplazando a y b , y factorizando el término $A_{21}A_{32}$ en las ecuaciones (B.7)-(B.8):

$$N_1 = \mathcal{N} \frac{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad (\text{B.9})$$

$$N_2 = \mathcal{N} \frac{R_{13}\tau + W_{21}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad (\text{B.10})$$

Tomando en cuenta que el decaimiento no radiante A_{32} predomina sobre el decaimiento radiante R_{31} y factorizando $\left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)$, se pueden reescribir las ecuaciones (B.9) y (B.10) como:

$$N_1 = \mathcal{N} \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (\text{B.11})$$

$$N_2 = \mathcal{N} \frac{R\tau + W_{12}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}$$

con $R=R_{13}$.

Con base en el análisis anterior se llega a la conclusión de que el nivel 3 se encuentra despoblado ($N_3 = \mathcal{S} - N_1 - N_2 = 0$). La razón es que predomina sobre el bombeo el decaimiento no radiante A_{32} hacia el estado metastable del nivel 2 (Desurvire, 2002).

Apéndice C

Método de Recorte

El método de recorte compara la ganancia en señal pequeña g_s y el coeficiente de pérdidas (absorción) α_s de la EDF según las medidas a través de la técnica del recorte.

Las mediciones de absorción pueden ser hechas usando una fuente de luz blanca como entrada de la señal cuando no haya bombeo. Las mediciones de ganancia para señal pequeña deberán usar una sola frecuencia del láser, ej., un laser DFB (distributed feedback laser), con ruido de intensidad bajo cuando el bombeo se encuentre apagado. El bombeo y la señal deberán tener la misma dirección de propagación en la EDF. Los coeficientes de ganancia y absorción $\alpha_s = \log(P_i/P_{i-1})/L_i$, $g_s = \log(P_{i-1}/P_i)/L_i$ pueden ser determinados por un pequeño corte de longitud L_i en la fibra en el extremo de la salida y las mediciones corresponderán a la salida de la señal P_i , el procedimiento debe ser repetido hasta que los valores muestren buena reproducibilidad y consistencia.

En regímenes no saturados y libres de ruido ASE, el coeficiente neto de ganancia para señal pequeña de una fibra a lo largo de z es $d[\log(p)]/dz$ con $p=0$ y q como:

$$\frac{d \log(p)}{dz} = \rho_0 \sigma_a(\lambda_s) \frac{2}{\omega_s^2} \int_s \frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_s(r) \frac{\eta_s q \psi_p(r) - 1}{q \psi_p(r) + 1} r dr \quad (C.1)$$

En esta definición la envolvente del modo del bombeo y la señal $\psi_{p,s}(r)$ tienen un pico de la unidad. En el régimen de bombeo altos ($q \gg 1$), $d[\log(p)]/dz$ es igual al coeficiente de ganancia en pequeña señal g_s y la ecuación (C.1) toma forma de

$$g_s = \frac{d \log(p)}{dz} = \rho_0 \sigma_e(\lambda_s) \frac{2}{\omega_s^2} \int_s \frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_s(r) r dr \quad (C.2)$$

Usando la relación $\sigma_e(\nu_s) = \eta_s \sigma_a(\nu_s)$. De otro modo, en ausencia del bombeo ($q=0$), $d[\log(p)]/dz$ es igual al coeficiente de absorción de la señal $-\alpha_s$ y la ecuación (C.1) toma forma de:

$$\alpha_s = \frac{d \log(p)}{dz} = \rho_0 \sigma_a(\lambda_s) \frac{2}{\omega_s} \int \frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_s(r) r dr \quad (C.3)$$

Comparando las ecuaciones (C.2) y (C.3) nosotros obtenemos la razón del pico de la longitud de onda λ_{peak}

$$\frac{g_s(\lambda_{peak})}{\alpha_s} = \frac{\sigma_e(\lambda_{peak})}{\sigma_a(\lambda_{peak})} \eta_{peak} \quad (C.4)$$

La cual es independiente del modo y la distribución del dopante erbio. En la ecuación (C.1) asumimos implícitamente que la sección transversal $\sigma_{a,e}(\lambda_s)$ es uniforme a través del núcleo de la fibra, lo cual quiere decir que la composición del vidrio es uniforme. Si este no es el caso, debido a posibles efectos de difusión/migración de los codopantes del vidrio durante la fabricación de la fibra, la razón de ganancia y pérdidas (absorción) se encuentra dada por la ecuación (C.4):

$$\frac{g_s(\lambda_{peak})}{\alpha_s} = \frac{\int_s \rho(r) \sigma_e(\lambda_{peak}, r) \psi_s(r) r dr}{\int_s \rho(r) \sigma_a(\lambda_{peak}, r) \psi_s(r) r dr} = \frac{\langle \sigma_e(\lambda_{peak}) \rangle_{r,\psi}}{\langle \sigma_a(\lambda_{peak}) \rangle_{r,\psi}} \quad (C.5)$$

donde los soportes indican un efecto que hace un promedio debido a la concentración de erbio-doping y señalan la distribución del modo.

La diferencia entre (C.4) y (C.5) y las posibles fuentes de error se introducen debido a la no uniformidad del vidrio, haciendo esto importante para caracterizar los perfiles de concentración de todos los codopantes presentes en el vidrio (ej. Er^{3+} , GeO_2 , AlO_3).

Apéndice F

Programa de Matlab usado para la automatización del laboratorio

```

%PROGRAMA PARA CONTROLAR POR PUERTO GPIB UN LASER
%SINTONIZABLE JDS, UN DIODO ILX LIGHTWAVE DE 980NM Y UN
%ANALIZADOR DE POLARIZACION ADVANTEST

clear all; close all; clc;           %Limpia, cierra y borra la pantalla principal de Matlab

%PARAMETROS GPIB

listo          = 0 ;
boardID        = 0 ;

ILX_GPIB_address  = 5 ;           %dirección del gpib del laser ILX
ADV_GPIB_address  = 8 ;           %dirección del gpib del laser OSA

ibsta = gpib_j( 'onl',boardID , 0 ) ;           %reset GPIB
eosMode = 0 ; secondadd = 0 ;           %Lock in amplifier
eotMode = 1 ; Timeout = 13 ;           % 3 seg 13 = 10 seg
characters_to_read = 20 ;

headerlenght = 0;           %longitud del header (encabezado) del OSA para la
                             %requisición de datos
RECORDLENGTH = 14014 ;           %este numero es el necesario para obtener los
                             %datos completos (1001 muestras) en el OSA

%*****IDENTIFICACION O NOMBRES DE LOS DISPOSITIVOS*****

ILX_id = gpib_j( 'dev', boardID, ILX_GPIB_address, secondadd, Timeout, eotMode,
eosMode );           % LASER ILX (señal de bombeo)

ADV_id = gpib_j( 'dev', boardID, ADV_GPIB_address, secondadd,
Timeout,eotMode, eosMode );           % OSA ADVANTEST (señal de
                                         % bombeo)

```

```

%*****PARAMETROS INICIALES LASER ILX*****
pause(2);

ibsta = gpib_j( 'onl',boardID , 0 );           % reset GPIB

gpib_j( 'wrt', ILX_id, ['TEC:MODE:T; TEC:OUTPUT 1']); %habilita el control de
                                                    %temperatura del ILX

pause(2);

ibsta = gpib_j( 'onl',boardID , 0 );           % reset GPIB

gpib_j( 'wrt', ILX_id, ['LAS:MODE:MDP; LAS:OUTPUT 1 ']); %indica que ponga en
                                                    %mW y que se habilite

%*****PARAMETROS INICIALES ANALIZADOR DE ESPECTROS (ADV)***

gpib_j( 'wrt', ADV_id, ['CEN1500nm,SPA200nm']); %fija un ancho de 3nm en la
                                                    %ventana de medición de
OSA

gpib_j( 'wrt', ADV_id, ['SWE2,RES0.01nm']); %tipo de barrido (HI-SENS1) y
                                                    %tomo una resolución de 0.01nm

gpib_j( 'wrt', ADV_id, ['LIN0,LEV1']); %LEVEL SCALE será de tipo
                                                    %logarítmico y a 5dB/div

%*****

for varip=10:10:60                               %Varia la potencia del ILX
    W=num2str(varip)                             %convierte el valor de varip en un carácter y
                                                    %se guarda en W

    for j=1:10

        K=num2str(j);

        pause(2);

        ibsta = gpib_j( 'onl',boardID , 0 );     % reset GPIB

        pause(2);

```

```

gplib_j( 'wrt', ILX_id, [ ' LAS:MDP ', W ] ) ; % manda ILX la potencia que hay en
% W

gplib_j( 'wrt', ADV_id, ['RAU1,MEA1'] ) ; %el nivel de referencia se centra
% automáticamente y se realiza la
% medición

pause(54);

% *****PEDIR LOS DATOS Y GUARDARLOS*****

gplib_j( 'wrt', ADV_id, ['OSD0'] ) ; %pide el vector Y que contiene la
potencia

[readingh1,status] = gplib_j( 'rdb', ADV_id, headerlenght ) ; %Header de la
%cadena en código ASCII que recibo, es necesario pues es algo así como la
%identificación de la cadena de información que recibo, sin este header no recibo
%información según el manual del OSA

char(readingh1') %despliega un LVLG que indica
%que los datos son en formato
%logarítmico

[readingd1,status] = gplib_j( 'rdb', ADV_id,RECORDLENGTH ) ; %aquí se
%guardan los datos

pot = str2num(char(readingd1')) ; %guarda los datos en el vector de pot
%convertidos a valores numéricos
%conocidos, en dBm

gplib_j( 'wrt', ADV_id, ['OSD1'] ) ; %pide el eje X que corresponde a la longitud de
%onda

[readingh2,status] = gplib_j( 'rdb', ADV_id,headerlenght ) ; % Header de la
% cadena

char(readingh2') %despliega LMUM que indica que los datos son longitud de
%onda

[readingd2,status] = gplib_j( 'rdb', ADV_id,RECORDLENGTH ) ; %vector que
%contiene los datos

lam = str2num(char(readingd2')) ; %el vector de lam guarda los datos ya
% convertidos a nm

```

```

% *****GUARDAR*****

    file1 = ('pot .dat'); %el vector de datos se guardara en un archivo de nombre file1
    file2 = ('lam .dat'); %el vector de datos se guardara en un archivo de nombre
                        %file2

save(['E:\Gabriela_Alvarez\70824\entrada\medida-', K '-', W 'mW']); %file1 y file2 se
%guardan en este directorio en un archivo con el nombre del numero de medición (para
%señal de entrada)

% ***** GRAFICA Y GRABA EL ESPECTRO DE LA SEÑAL *****

    m=max(pot);
    M=num2str(m);

    plot(lam,pot);
    xlim([lam(1) lam(1001)]);
    grid;
    xlabel('Longitud de onda (um)');
    ylabel('Potencia (dB)');
    title(['medida', K '-', W 'mW' ]); %para señal de salida

saveas(gcf,['E:\Gabriela_Alvarez\70824\entrada\medida-', K '-', W 'mW'],'jpg'); %para
% señal de salida

    end

end

% *****

%NOTA 1. En el caso del laser ILX (980nm), es necesario poner un reset del
% GPIB antes de cada comando de lo contrario falla.

%NOTA 2. Los pause's también afectan la ejecución de los comandos que
%corresponden al ILX, estos al parecer después de varios incrementos del
%for, por lo que también se evitaron

%NOTA 3. Si al ejecutarse el programa hubo algún error, es necesario
%revisar que los instrumentos no se queden esperando comandos del GPIB pues
%de ser así para el caso del laser JDS no responde, debe ser deshabilitado
%el mando del GPIB manualmente en el botón que dice "Remote"

```