Tesis defendida por

Anna Shlyagina

y aprobada por el siguiente Comité

Dr.Serguei Stepanov Director del Comité

Dr. Héctor Manuel Escamilla Taylor Miembro del Comité Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez Miembro del Comité

Dr. Kevin Arthur O'Donnell Miembro del Comité Dr. César Cruz Hernández Miembro del Comité

Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del Posgrado en óptica Dr. Jesús Favela Vara

Director de la Dirección de Estudios de Posgrado

Diciembre de 2013

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA, BAJA CALIFORNIA



Programa de Posgrado en Ciencias

en Óptica

Propagación de pulsos de luz en un lazo cerrado resonante de fibra óptica dopada con erbio

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Maestro en Ciencias Presenta:

Anna Shlyagina

Ensenada, Baja California, México 2013

Resumen de la tesis de Anna Shlyagina, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en óptica física.

Propagación de Pulsos de Luz en un Lazo Cerrado Resonante de Fibra Óptica Dopada con Erbio

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov

Se presentan los resultados del estudio sobre la propagación de luz modulada en intensidad en una configuración de lazo cerrado de fibra óptica con un segmento de fibra dopada con erbio incorporado a éste. Existen tres regímenes de operación de la cavidad resonante de este tipo: *undercoupling* (con la transmitancia del lazo t menor que la transmitancia del acoplador κ), acoplamiento ideal ($t = \kappa$) y el régimen *overcoupling* ($t > \kappa$). Es bien conocido que controlando las pérdidas dentro del lazo (t) y modificando el acoplamiento con la cavidad es posible cambiar el retraso temporal de la señal trasmitida y pasar de un retraso a un adelanto de pulsos de luz.

Primeramente se estudió una cavidad formada únicamente de fibra óptica convencional monomodo y, en particular, la influencia de la polarización de la luz incidente, la longitud de lazo cerrado y la atenuación dentro del anillo. Así mismo se observó la propagación de la señal con longitud de onda resonante bajo los regímenes *overcoupling* y *undercupling* en donde las pérdidas dentro de lazo cerrado fueron controladas mecánicamente mediante el doblez de la fibra.

La parte original de este trabajo es que la transmitancia del lazo cerrado fue controlada ópticamente por la intensidad de la potencia de luz incidente la cual cambia la saturación de fibra dopada con erbio. Se estudió la saturación de fibra dopada y la propagación de la luz modulada a través de esta configuración resonante en donde variando la potencia incidente al lazo se pudo observar los tres regímenes de operación principales. Se obtuvo como resultado, un cambio controlado de adelanto de la señal óptica de salida en el régimen *overcoupling* y un retraso en el *undercoupling*.

Los datos experimentales fueron validados con el análisis teórico, obteniendo una buena concordancia entre ellos.

Palabras clave: Luz rápida/lenta, resonador óptico de lazo cerrado, fibra dopada con erbio.

Abstract of the thesis presented by Anna Shlyagina as a partial requirement to obtain the Master in Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

Slow and fast light propagation in the closed-loop cavity controlled by saturation of erbium doped fiber

Abstract approved by:

Dr. Serguei Stepanov

This thesis presents original results on study of propagation of modulated intensity signals in fiber optic system containing a close-loop resonator with an incorporated section of the Erdoped fiber. There are three operating regimes of the resonant cavity of this type: undercoupling (transmittance of the loop, t, is less than coupler transmittance, κ), ideal coupling ($t = \kappa$) and the overcoupling regime ($t > \kappa$). It is well known that controlling the losses within the loop (t) and varying the coupling of the cavity is possible to modify the time delay of the transmitted signal and change from a delay to an advancement of the light pulse.

Firstly, a resonator formed by only a conventional single-mode optical fiber was studied. The influence of the polarization of light, length of the loop resonator, attenuation within the ring and others effects were analyzed. Also the propagation of a signal inside the loop under these three regimes was investigated. The losses within the system were created mechanically by bending the optical fiber.

The original part of this work is the fact that the closed loop transmittance was optically controlled by the intensity of incident light power which changes the saturation of erbium-doped fiber. The light signal propagation through this configuration was studied. Varying the incident power allowed us to observe all three regimes of the cavity operation. It was demonstrated an advance of the output signal in the overcoupling regime and delay of the signal in undercoupling regime

The experimental data were compared with theoretical data and a good agreement between them was obtained.

Keywords: Fast/Slow Light, closed loop optical resonator, Erbium-doped fiber.

Dedicado con mucho cariño a mis papás.

Agradecimientos

A Javier, a mis papás, mi hermano y mi abuelita por todo ese cariño y esas palabras de aliento que me han motivado a seguir adelante.

Al Dr. Serguei Stepanov por sus enseñanzas y su apoyo incondicional en este proyecto.

Al Dr. Eliseo Hernández por su gran ayuda en el laboratorio y sobre todo su paciencia!

A mi comité de tesis; Dr. Eugenio Méndez, Dr. Héctor Escamilla, Dr. Kevin O'Donnell y a Dr. César Cruz, por contribuir en mi formación académica, gracias por sus consejos y enseñanzas!

A todos los investigadores por transmitir su sabiduría.

A mis compañeros y amigos de trabajo: Liliana, Héctor y Manuel, gracias por sus consejos y su ayuda dentro y fuera del laboratorio y sobre todo gracias por su amistad.

A mis compañeros de generación en especial a Lili, Viry, Iván y Erick muchas gracias por su invaluable amistad. Si es cierto que una buena risa te alarga la vida, les tengo que agradecer también mi inmortalidad! Jaja

En general a todos mis amigos del cicese sobre todo a Alma, Antonio, Sánchez (Héctor), Flor, Claudia, Lucho, Uriel, René y Yasmin muchas gracias por ese tiempo compartido y esos momentos inolvidables que contribuyeron a una feliz estancia en CICESE.

A mis cuasi-hermanitas Kari y Elisa, mil gracias por todo su apoyo durante tantos años, las quiero muchísimo!

A Ana, Carmen y Marla gracias por toda su ayuda!

A Sophi quien a pesar de tantas caídas ha seguido conmigo.

A CICESE y a CONACyT por brindar la oportunidad de realizar los estudios de posgrado.

Contenido

	Pá	ígina
Resu	men en español	ii
Resu	men en inglés	iii
Dedi	catorias	iv
Agra	decimientos	v
Lista	de Figuras	viii
Lista	de Tablas	xiii
1.	Introducción	1
	1.1 Antecedentes y motivación.1.2 Objetivos de la tesis.1.3 Organización de la tesis.	1 2 3
2.	Conceptos básicos 2.1 Luz rápida/lenta 2.2 Configuración resonante de lazo cerrado de fibra óptica 2.3 Saturación óptica de un sistema de dos niveles 2.4 Fibras ópticas dopadas con erbio	5 5 7 11 14
3.	 Análisis teórico del sistema resonante 3.1 Estudio teórico del resonador de lazo cerrado	17 17 19 21 24 26 26 29
	Conclusiones parciales	31
4.	Material y equipo 4.1 Láser 4.2 Fotodetector 4.3 Elementos de fibra óptica 4.3.1 Acoplador 4.3.2 Atenuador óptico variable 4.3.3 Controlador de polarización 4.3.4 Fibras convencionales y conectores	33 33 35 36 36 36 36 36 36
	4.4.1 Osciloscopio	37

	4.4.2 Generador de funciones	37
	4.4.3 Analizador de espectros	37
	4.4.4 Modulador electroóptico	37
	4.5 Fibras dopadas con erbio	38
5.	Estudio de la cavidad resonante de fibra convencional	39
	5.1 Configuración experimental para la observación de picos de transmisión	39
	5.2 Efecto de polarización de luz incidente	41
	5.3 Comparación de cavidades de diferentes longitudes	43
	5.4 Efecto de pérdidas dentro del lazo	44
	5.5 Propagación de pulsos de luz	47
	5.6 Conclusiones parciales	52
6.	Estudio de una cavidad resonante de lazo cerrado con una fibra dopada con erbio	
	(FDE)	53
	6.1 Caracterización de la FDE	53
	6.2 Estudio de los picos de transmisión en el lazo resonante con FDE	56
	6.4. Propagación de pulsos de luz	62
	6.5 Conclusiones parciales	68
Conc	clusiones	70
Refe	rencias bibliográficas	72

Lista de Figuras

1	Configuración de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a) y su espectro de transmitancia-(b), (Hui y O'Sullivan, 2009)	2
2	Definición gráfica de un pulso óptico como un conjunto de varias componentes espectrales (Boyd et al., 2001)	6
3	Configuración de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a) y su espectro de transmitancia-(b), (Stokes et al., 1982)	7
4	Arreglo experimental utilizado en el estudio de un resonador óptico de lazo cerrado (Stokes et al., 1982)	8
5	Mínimos de transmisión elegidos por medio del controlador de polarización con uno - (a) y dos modos de polarización-(b) (Stokes et al., 1982)	8
6	Transmitancia del resonador mostrado en la parte superior de la figura como función de la frecuencia sintonizada cercana a 1.5 µm para diferentes factores de acoplamiento (Heebner et al., 2004)	9
7	Retraso de un pulso en un lazo cerrado de fibra óptica como se muestra en la configuración (b) (Heebner et al., 2004)	10
8	Diagrama del arreglo experimental que se utilizó en experimentos de la propagación de pulsos dentro de un lazo cerrado con pérdidas/ganancias controlables (Tomita et al., 2011).	10
9	En la columna de la izquierda se muestra el espectro de transmisión como función de la frecuencia del láser y en la columna derecha, los perfiles temporales de los pulsos observados para diferentes valores de x (Tomita et al., 2011)	11
10	Sistema energético de tres niveles que describe el comportamiento de los iones de erbio Er ³⁺ en vidrio de sílice	16
11	Diagrama de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a), transmitancia del acoplador -(b) y transmitancia del lazo -(c)	17
12	Transmitancia como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c)	19
13	Cambio de fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c)	20

14	Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c)	21
15	Transmitancia como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d)	22
16	Cambio de fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d)	23
17	Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d)	23
18	Transmitancia normalizada como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d)	24
19	Fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d)	25
20	Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d)	26
21	Definición del caso resonante y no resonante utilizando la curva de transmitancia en la salida del lazo	27
22	Transmitancia como función de la potencia normalizada de entrada para el caso resonante -(a, c) y no resonante -(b, d) para las fibras de densidades ópticas $\alpha_0 L = 0.8$ -(a, b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c, d)	28
23	Profundidad de los picos resonante como función de la potencia normalizada que entra al resonador para dos fibras con densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(b)	29
24	Transmitancia como función de la potencia de entrada para dos fibras de densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a,b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c,d)	30
25	Transmitancia como función de la potencia de entrada para dos fibras de densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a,b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c,d)	31
26	Ruido de fase del láser DFB de la marca Thorlabs modelo: S3FC1550, $\lambda = 1550 nm$	33

27	Ruido de fase del láser DFB TT electronics, modelo NLK1456STB, $\lambda = 1492 nm$	4		
28	Espectro de emisión del láser de fibra óptica utilizado			
29	Curva de responsividad del fotodiodo como función de la longitud de onda (Thorlabs, 2181-S01 Rev C 8/15/2005)			
30	Arreglo experimental para el estudio del resonador de lazo cerrado de fibra óptica SMF28	0		
31	Mínimos de transmitancia obtenidos con el lazo cerrado de fibra estándar con longitud total de 2 m. Láser DFB de Thorlabs: potencia se salida= 0.86 mW, temperatura = 23.5 °C. frecuencia de modulación = 20 Hz, offset=0.5 V, amplitud =0.4 Vp-p -(a) y amplitud = 1 Vp-p -(b)	-0		
32	Arreglo experimental para el estudio del efecto de polarización en el resonador de fibra óptica de lazo cerrado	-1		
33	Dos mínimos de la transmisión casi de la misma profundidad que corresponden a dos polarizaciones propias del anillo resonador -(a). Un mínimo obtenido con el ajuste del controlador de polarización (solo un modo esta excitado) -(b)	-2		
34	Una ilustración para mostrar la definición de los parámetros experimentales que son utilizados para el cálculo de la fineza y la profundidad de los picos	.3		
35	Picos de resonancia en el lazo de 2.1m -(a) y 4.2m -(b). Potencia de laser =1mW, temperatura=23.6°C, Frecuencia de modulación = 20 Hz, amplitud = 0.8 Vp-p, offset = 0.5 V	.3		
36	Picos de resonancia en el lazo de 2.1m -(a) y 4.2m -(b), ambos con el conector APC/APC que une el anillo un poco desajustado. Otras condiciones experimentales como en la figura 31	.5		
37	El lazo resonante con una montura milimétrica implementada para generar pérdidas ópticas por doblez de la fibra	.5		
38	Gráfica de la transmitancia como función del radio de curvatura de la fibra doblada.	-6		
39	Picos resonantes observados en el anillo resonante con la montura milimétrica ajustada a los siguientes radios de curvatura R mm: fibra sin dobleces -(a), 28 -(b), 22 -(c), 18 mm -(d).	.7		

40	Picos resonantes para el lazo con R: 16 mm -(a) y 10 mm -(b)	48
41	Arreglo experimental para estudiar la propagación de pulsos dentro del lazo resonante con pérdidas controlables dentro de éste.	49
42	Señal sinusoidal detectado en la salida cuando se acerca al pico resonante en el régimen: <i>overcoupling</i> -(a) y <i>undercoupling</i> -(b)	49
43	Señal de salida normalizada sobre su valor promedia cuando se acerca al pico resonante (mínimo de transmitancia) en el régimen: <i>overcoupling</i> -(a) y <i>undercoupling</i> -(b)	50
44	Ilustración del cálculo del desfase de la señal de salida.	51
45	Desfase fraccional como función de la nivel de salida promedia normalizada para el régimen: <i>undercoupling</i> -(a) y <i>overcoupling</i> -(b)	51
46	Transmitancia -(a) y densidad óptica -(b), para la fibra Er103 de 2 m	54
47	Transmitancia de la fibra Er103 de 0.5 -(a), 0.75 -(b), 0.9 -(c), 2 -(d) y 2.4 m -(e) de longitud como función de la potencia de entrada a la fibra ($\lambda = 1550$ nm)	55
48	Picos de transmisión obtenidos con un resonador de lazo cerrado formado por un acoplador 70/30 y una fibra convencional de 2 m -(a) y una FDE de 2 m - (b)	56
49	Profundidad de los picos de resonancia como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 80/20 -(a) y 70/30 -(b) y con una FDE de 0.75 m.	57
50	Profundidad de los picos como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 50/50 y con una FDE de 2 m	58
51	Profundidad de los picos de resonancia como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 50/50 con una FDE de 2.5 m	59
52	Transmitancia de la fibra dopada con erbio, Er103 de 2.4 m como función de la potencia de entrada a la fibra.	59
53	Profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada para un resonador formado con un acoplador 50/50 y FDE de 2.4 m	60
54	Profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada normalizada. Los puntos negros representan los datos experimentales y la líneas las curvas teóricas para caso coherente -(a), caso incoherente -(b)	60

55	Picos de resonancia observados para un lazo cerrado formado por un acoplador 50/50 y una FDE de 2.4m para diferentes potencias incidentes: <i>undercoupling</i> -(a), máxima profundidad de los picos (<i>ideal coupling</i>) -(b) y <i>overcoupling</i> -(c)	62
56	Señal sinusoidal observada cuando se acerca al mínimo del pico resonante en el régimen <i>overcoupling</i> -(a), <i>ideal coupling</i> -(b) y <i>undercoupling</i> -(c), en una cavidad formada por una FDE de 2.4 m y un acoplador 50/50	64
57	Desfase fraccional como función de la potencia promedio de salida normalizada para potencias de entrada: 0.086 -(a), 0.26 -(b), 034 -(c), 0.43 -(d), y 0.61 mW - (c)	65
58	Desfase fraccional como función de la potencia promedio normalizada obtenida con una señal sinusoidal de una frecuencia de 2MHz -(a,b) y 4 MHz -(c,d). Para dos potencias de entrada 0.086 mW -(a,c) y 0.6 mW - (b,d)	67

Lista de Tablas

1	Los iones de tierras raras con las que se dopan las fibras ópticas y sus principales longitudes de onda de emisión (Agrawal, 1995)	15
2	Parámetros principales de la fibra Er103 dopada con erbio (www.ino.ca)	38
3	Comparación de los retardos teóricos y experimentales de la señal modulada en intensidad de 3 MHz y diferentes potencias de entrada al lazo.	66
4	Comparación de los retardos teóricos y experimentales de la señal modulada en intensidad de 2 y 4 MHz y diferentes potencias de entrada al lazo	67

Introducción

1.1 Antecedentes y motivación

Las aplicaciones de las fibras ópticas son diversas. Las fibras se utilizan como medio de transmisión para las redes de telecomunicaciones ópticas de larga, mediana y de corta distancia (Agrawal, 1997). También como sensores ópticos para medir varios parámetros tales como la tensión, la temperatura, la presión, entre otros (Fang, 2012).

La fibras de silicio son dopadas con diferentes contaminantes para distintas aplicaciones. Uno de los contaminantes es el erbio (Er), el cual es un elemento que pertenece al grupo de tierras raras (Digonnett, 2002). Las fibras dopadas con erbio son ampliamente utilizadas en amplificadores ópticos y en láseres de fibra óptica (Becker, 1999). Recientemente se han empezado a utilizar también en experimentos con luz lenta/rápida (Melle et al., 2007; Gehring et al., 2008; Stepanov y Hernández, 2008). Se entiende por luz lenta/rápida (R.Boyd and D.J. Gauthier, 2002) el régimen de la propagación de luz en el material dispersivo o no lineal con una velocidad de grupo muy distinta (muy baja o más alta respectivamente) a la velocidad de la luz c.

Se han publicado trabajos (Stokes et al., 1982; Choi et al., 2001; Hui y O'Sullivan, 2009) en los cuales una fibra monomodal (sin dopaje) arreglada en forma de un lazo cerrado (ver la figura 1), puede ser utilizada como un resonador óptico con una fineza muy grande y con el espectro de transmitancia similar al espectro de reflectancia de una cavidad convencional Fabry-Perot (Saleh, 1991). En realidad, este sistema puede ser formado por un acoplador de fibra óptica cuyo extremo de salida y el otro (libre) de entrada están unidos (empalmados), formando un anillo acoplado a una línea directa. Se mostró (Heebner et al., 2004) que en caso de resonancia cerca de acoplamiento ideal (cuando la transmitancia del acoplador es igual a la transmitancia de lazo cerrado) la propagación de luz lenta se cambia a luz rápida.



Figura 1. Configuración de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a) y su espectro de transmitancia-(b), (Hui y O'Sullivan, 2009, p.165).

Recientemente, un grupo japonés (Tomita et al., 2011) reportó experimentos originales de propagación de luz lenta/rápida (retraso o adelanto de los pulsos de luz) en una configuración similar con ganancia controlada por un amplificador óptico semiconductor incluido dentro del lazo cerrado. Se estudió la propagación de pulsos de luz variando el parámetro de acoplamiento de lazo con fibra directa κ , y las pérdidas o ganancia en un viaje completo en el anillo de fibra *t* en regiones *undercoupling* ($\kappa > t$) y *overcoupling* ($\kappa < t$) cerca de acoplamiento ideal.

El control del retraso de pulsos de luz es muy importante puesto que puede tener aplicaciones prometedoras en comunicaciones ópticas. La propagación lenta/rápida de pulsos puede ser aplicada para obtener líneas de retardo óptico, *buffers* ópticos, sincronización de tiempos, memorias ópticas, etc., (Gauthier et al., 2006). Otra área interesante de aplicaciones de efectos de luz lenta/rápida es en los sistemas de interferometría óptica de alta sensibilidad (Salit et al., 2007).

1.2 Objetivos de la tesis

En este trabajo de tesis se planea realizar e investigar con detalle una configuración óptica resonante de lazo cerrado basada completamente en la fibra óptica con el control de acoplamiento. Un segmento de fibra óptica dopada con erbio (FDE) incluido en el lazo cerrado va a jugar el papel de elemento de pérdidas controlable ópticamente por la potencia de la luz incidente.

El objetivo principal de este trabajo es realizar un estudio teórico-experimental de los procesos de propagación de pulsos de luz en sistemas de fibra óptica resonante de lazo cerrado

pasivo y con un medio de pérdidas no lineales, así como generar nuevos conocimientos en el área de propagación de luz lenta/rápida en las configuraciones resonantes.

Las metas particulares son:

- o Investigar las propiedades resonantes de lazo cerrado con FDE con absorción saturable.
- o Estudiar la propagación de pulsos de luz cerca del acoplamiento perfecto de la cavidad.

1.3 Organización de la tesis

El presente trabajo se divide en 7 capítulos.

En el capítulo 1 se mencionan brevemente los antecedentes, la motivación y los objetivos del trabajo, así como el contenido general de los capítulos.

En el capítulo 2 se presentan los conceptos básicos relacionados con la investigación hecha. Se incluye información sobre fibras dopadas con erbio, saturación óptica en un sistema de dos niveles, la propagación de luz rápida y lenta. Finalmente, se mencionan las principales publicaciones recientes relacionadas con la propagación de luz lenta/rápida en sistemas de fibra óptica resonante de lazo cerrado.

En el capítulo 3 se presentan los resultados de un análisis teórico de un sistema resonador de fibra óptica. Se considera un resonador de lazo cerrado pasivo así como el medio saturable dentro de éste.

En el capítulo 4 se describe el material y equipo que se utilizó para la realización del trabajo experimental. Se describen las características del láser y el fotodetector utilizado, los elementos de fibra óptica (aislador, acoplador, atenuador, etc.) y el equipo electrónico (osciloscopio, generador de funciones, modulados electro-óptico etc.), así como los principales parámetros de la FDE utilizada.

En el capítulo 5 se presentan los resultados experimentales sobre un resonador de fibra óptica convencional. Se estudian los factores importantes, como la polarización de la luz, la longitud del lazo, la atenuación dentro del anillo, entre otros. Asimismo se presentan los

resultados de la propagación de pulsos dentro del lazo en los tres regímenes de acoplamiento de interés.

En el capítulo 6 se presentan los resultados experimentales originales del estudio de la cavidad de fibra óptica de lazo cerrado con un segmento de fibra dopada con erbio. Se presenta también la caracterización de la saturación óptica de las fibras dopadas con erbio utilizadas. Por último, se muestra el estudio de la propagación de pulsos a través de esta configuración en los regímenes *undercoupling* y *overcoupling*.

Finalmente, el capítulo 7 presenta los resultados y las conclusiones generales del trabajo.

Conceptos básicos

En este capítulo se discuten los conceptos básicos necesarios para entender los procesos de propagación de pulsos de luz en la configuración de lazo cerrado con una fibra dopada con erbio saturable. Se parte del análisis del funcionamiento de un resonador de fibra óptica de lazo cerrado. Después se revisan los trabajos previos sobre la propagación de pulsos de luz en dichas configuraciones. La última parte del capítulo se dedica al planteamiento de un sistema de dos niveles para llegar a la definición de saturación de absorción óptica en fibras dopadas con erbio.

2.1 Luz rápida/lenta

El tema principal de este trabajo de tesis está relacionado con los conceptos de luz lenta y luz rápida, los cuales están ampliamente discutidos en la literatura (Boyd, 2002). Para explicar dichos términos es preciso definir dos velocidades de propagación de la luz: velocidad de fase (v_f) y velocidad de grupo (v_g) . En el primer caso se considera una onda monocromática plana, con frecuencia angular ω que se propaga en un medio de índice de refracción n en dirección z. La velocidad de fase se define como la velocidad a la cual un punto de la fase constante se mueve a través del medio (Hecht, 2002):

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n},\tag{1}$$

donde k es el número de onda $(k = 2\pi/\lambda)$ y c es la velocidad de propagación de la luz en el vacío.

Para ilustrar el concepto de velocidad de grupo se considera la propagación de un pulso a través de un material. Un pulso es un paquete de ondas conformado por un conjunto de frecuencias, como se muestra en la figura 2.



Figura 2. Definición gráfica de un pulso óptico como un conjunto de varias componentes espectrales (Boyd et al., 2002, p. 499).

A la velocidad con la que se propaga la envolvente del pulso se le conoce como velocidad de grupo:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n_g},\tag{2}$$

donde el índice de grupo está dado por la siguiente expresión:

$$n_g = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}.$$
 (3)

Dependiendo del signo de $\partial n/\partial \omega$, la velocidad de grupo puede ser mayor o menor que la velocidad de fase. Existen casos experimentalmente demostrados de luz lenta (Boyd, 2002), en donde la velocidad de grupo puede ser mucho menor que c e incluso detenerse. El pulso también puede viajar a velocidades de grupo más grandes que c y hasta tener velocidades de grupo negativas. El último caso significa que un punto del pulso llega al final del medio antes de que éste entre en el medio.

Cabe señalar que en ninguno de estos casos la velocidad de propagación de información excede c. Esto es porque el concepto de velocidad de grupo sirve únicamente para las señales analíticas. Estas señales formalmente existen en todo tiempo, por lo cual pueden ser reconstruidas de cualquier segmento de la señal, por esta razón no transfieren información.

El control del retraso de pulsos de luz es muy importante puesto que tiene muchas aplicaciones prometedoras en comunicaciones ópticas. La propagación lenta/rápida de pulsos puede ser aplicada para obtener líneas de retardo óptico, *buffers* ópticos, para sincronización de datos, memorias ópticas, etc. (Boyd, 2002). Otra área interesante de aplicaciones de efectos de luz lenta/rápida es en los sistemas de interferometría óptica de alta sensibilidad (Fang et al. 2012).

2.2 Configuración resonante de lazo cerrado de fibra óptica

Recientemente (Choi et al., 2001; Heebner et al., 2004; Tomita et al., 2011) se han publicado trabajos en los cuales una fibra monomodal arreglada en forma de un lazo cerrado puede ser utilizada como un resonador óptico de pocas pérdidas y con una fineza muy grande. Una representación esquemática de un resonador de fibra óptica se muestra en la figura 3. En la práctica, un resonador de este tipo se logra con un acoplador direccional. Parte de la potencia que circula por la fibra, al pasar por el acoplador seguirá en la terminal 4, mientras que la otra fracción de la potencia circulará por el lazo cerrado, pasando de la terminal 1 a la 3 y de nuevo de la 2 a la 3 (ver figura 3-a).

Los cálculos demuestran (Stokes et al., 1982) que si se varía continuamente la frecuencia de la luz, la potencia que sale de la terminal 4 tendrá unos mínimos bruscos y pronunciados (ver la figura 3-b) siempre que la frecuencia óptica de entrada cumpla con las condiciones de resonancia. Este es un comportamiento muy similar al de reflexión en un interferómetro de Fabry-Perot (Siegman, 1986).



Figura 3. Configuración de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a) y su espectro de transmitanciac -(b), (Stokes et al., 1982, pp. 288-289).

Uno de los primeros trabajos realizados sobre el estudio experimental de resonadores ópticos fue reportado por Stokes (1982). El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 4.



Figura 4. Arreglo experimental utilizado en el estudio de un resonador óptico de lazo cerrado (Stokes et al., 1982, p. 289).

Se utilizó un lazo cerrado de fibra óptica de una longitud de 3 metros y un láser de He-Ne (6328 Å). Dentro del lazo se conectó un controlador de polarización y un modulador de fase que era controlado por una señal triangular de baja frecuencia de un generador de funciones. La potencia de salida del puerto 4 (ver figura 3-a) estaba monitoreada con un fotodetector. La señal observada se muestra en la figura 5.



Figura 5. Mínimos de transmisión elegidos por medio del controlador de polarización con uno -(a) y dos modos de polarización -(b) (Stokes et al., 1982, p.290).

En las figuras 5 a-b se puede observar picos de transmisión, similares a los de un interferómetro Fabry-Perot. De la figura 5 se calculó una fineza de 70, aunque la máxima encontrada fue de 80. Ajustando el controlador de polarización dentro de lazo se pudo observar uno o dos modos resonantes, los cuales corresponden a dos modos propios de polarización con longitudes de camino óptico un poco diferentes.

Heebner (2004) también estudió la propagación de pulsos a través de un resonador óptico de lazo cerrado. En los experimentos presentados se utilizó un láser de longitud de onda ajustable entre 1506 y 1586 nm. Se utilizó un lazo de una circunferencia de 31 cm y un acoplador cuyo factor de acoplamiento era variable. Se colocó un controlador de polarización antes de la entrada del lazo, de tal manera que se excitaba sólo un modo propio de polarización de la cavidad.

Se estudió la transmitancia del resonador como función de la frecuencia para diferentes factores de acoplamiento. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 6.



Figura 6. Transmitancia del resonador mostrado en la parte superior de la figura como función de la frecuencia sintonizada cercana a 1.5 µm para diferentes factores de acoplamiento (Heebner et al., 2004, p. 728).

Se estudió la propagación de pulsos a través del resonador. Para este propósito, un láser con una longitud de onda de 589 nm fue conectado a un brazo del acoplador que formando un lazo resonante de una circunferencia de 2.8 m. Se eligió un factor de acoplamiento tal que los picos resonantes fueran de una fineza de 5. De esta manera se trabajó en el régimen *overcoupling*. Un modulador acusto-óptico generó pulsos continuos de 50 ns. En resonancia se observó un retraso máximo de pulso de 27 ns (respecto a uno no resonante de 51 ns), como se muestra en la figura 7.



Figura 7. Retraso de un pulso en un lazo cerrado de fibra óptica como se muestra en la configuración (b) (Heebner et al., 2004, p. 728).

Recientemente, un grupo japonés (Tomita et al., 2011) reportó experimentos de propagación de luz lenta/rápida (retraso o adelanto de los pulsos de luz) en un lazo cerrado con ganancia acoplado a una guía de onda directa. La configuración experimental que se utilizó se muestra en la figura 8.



Figura 8. Diagrama del arreglo experimental que se utilizó en experimentos de la propagación de pulsos dentro de un lazo cerrado con pérdidas/ganancias controlables (Tomita et al., 2011, p.1628).

Como fuente de luz se utilizó un láser de FDE con un ancho espectral de 1 kHz. La frecuencia del láser fue sintonizable por medio de la longitud de la cavidad que era controlada por un piezoeléctrico. Con un modulador de LiNiO₃ se generaron pulsos gaussianos con una repetición de 100 kHz. Por medio de un amplificador óptico semiconductor (SOA, por sus siglas en inglés) se generaron ya sea pérdidas o ganancias dentro del lazo cerrado.

En los experimentos reportados se estudió la propagación de pulsos de luz en esta configuración en regiones *undercoupling* y *overcoupling*. Para elegir el tipo de acoplamiento se

varió el parámetro de acoplamiento de lazo con fibra directa (y), y las pérdidas o ganancias en el anillo cerrado de fibra (x). La figura 9 muestra los resultados experimentales obtenidos.



Figura 9. En la columna de la izquierda se muestra el espectro de transmisión como función de la frecuencia del láser y en la columna derecha, los perfiles temporales de los pulsos observados para diferentes valores de x (Tomita et al., 2011, p. 1628).

Para una región de *undercoupling*, en donde x < y, se registró un adelanto de pulso de -7.3 ns. Para el caso de acoplamiento crítico (x = y), se observó que la intensidad transmitida era cero y para la región de *overcoupling* (y < x) se observó que el pulso de luz se retrasó 18 ns. Cuando el factor de ganancia se incrementó hasta llegar a ser mayor que uno, (x > 1), el sistema entró en una región de amplificación, el pulso se retrasó 45 ns (para x = 3). Por último, para el caso en que xy > 1, el sistema entró en un régimen de laseo.

2.3 Saturación óptica en un sistema de dos niveles

La luz puede mostrar propiedades de partícula y de onda. En particular, muestra un comportamiento de partícula durante los procesos de emisión y absorción de los fotones. Los átomos están caracterizados por niveles de energía discretos, cuando interactúan con la radiación electromagnética se llevan a cabo transiciones entre dichos niveles energéticos (emisión espontánea, absorción y emisión estimulada) (Hetch, 2002).

A continuación se describe el desarrollo de las ecuaciones de razón de un sistema de niveles para un medio saturable. Para los propósitos de la tesis, el medio saturable será una fibra dopada con erbio.

Tomando a N_1 como la población en el estado base, N_2 como la población en el estado metaestable, la suma de estos dos estados será la concentración N_0 total de los átomos activos:

$$N_0 = N_1 + N_2. (4)$$

La ecuación de propagación de una señal de luz con intensidad I, con frecuencia resonante a través del medio y con la población N_I en el estado base se presenta a continuación:

$$\frac{dI}{dz} = I\sigma_{21}N_2 - I\sigma_{12}N_1, \tag{5}$$

donde *z* es la distancia a lo largo de la fibra, σ_{21} y σ_{12} son las secciones transversales de emisión y de absorción respectivamente. En la fibra óptica, la intensidad de la luz y la potencia transmitida están vinculadas por una relación lineal *P* = *AI*, donde *A* es el área modal de la fibra, por lo que la ecuación anterior se puede presentar en términos de la potencia.

El primer término de lado derecho después de la igualdad corresponde a la transición inducida cuando se observa el paso del ion al estado base, con la irradiación de un fotón. El segundo término indica la absorción de la potencia transmitida. El signo negativo representa la disminución en la potencia de luz transmitida a través de un material absorbente.

Por otro lado, la ecuación de razón para la población de iones en el nivel base se presenta como (Siegman, 1986)

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau} + \frac{P\sigma_{21}}{\hbar\omega A}N_2 - \frac{P\sigma_{12}}{\hbar\omega A}N_1 , \qquad (6)$$

donde τ es el tiempo de relajación espontánea del nivel metaestable y ω es la frecuencia de transición entre el estado base y el metaestable. El primer término después de la igualdad indica el decaimiento de la población del nivel meta-estable por la irradiación de los fotones debida a la relajación espontánea. El término $\frac{P\sigma_{21}}{\hbar\omega A}N_2$ corresponde al proceso cuando el ion regresa al

estado base por la transición estimulada. El signo positivo indica un aumento de la población en el estado base. El término $-\frac{P\sigma_{12}}{\hbar\omega A}N_1$ corresponde a la absorción del fotón, lo que implica una transición del ion al estado metaestable y por ello el signo negativo.

En el estado estacionario ya no hay cambios temporales, el término de la izquierda en la ecuación (6) es igual a cero, esto es, $dN_1/dt = 0$. Factorizando y agrupando se obtiene

$$N_2 \left(1 + P \cdot \frac{\tau(\sigma_{21} + \sigma_{12})}{\hbar \omega A} \right) = \frac{\tau P N_o \sigma_{12}}{\hbar \omega A}.$$
(7)

Es conveniente definir la potencia de saturación P_{sat} como

$$P_{sat} = \frac{\hbar \omega A}{\tau(\sigma_{21} + \sigma_{12})},\tag{8}$$

y el coeficiente de absorción inicial (no saturado) como

$$\alpha_0 = \sigma_{12} N_0 \,. \tag{9}$$

Despejando N_2 de la ecuación (7), reescribiendo la ecuación (5) en términos de N_1 , P y sustituyendo α_0 se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{P\alpha_0 \frac{P}{P_{sat}}}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} - P\alpha_0.$$
(10)

Para simplificar las ecuaciones, se define una potencia normalizada como la razón entre la potencia promedio transmitida y la potencia de saturación de la fibra dopada $\left(\hat{P}_0 = \frac{P}{P_{sat}}\right)$, por lo que la ecuación (10) se reescribe de la siguiente manera:

$$\frac{d\hat{P}_0}{dz} = \frac{\hat{P}_0^2 \alpha_0}{1+\hat{P}_0} - \hat{P}_0 \alpha_0 = -\frac{\alpha_0 \hat{P}_0}{1+\hat{P}_0} \quad .$$
(11)

La absorción óptica saturada por la luz trasmitida tiene la siguiente expresión:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \hat{P}_0}.$$
(12)

De la ecuación (6) es bastante fácil obtener que el tiempo de relajación de las poblaciones tiene la siguiente expresión:

$$\tau_r = \tau \left(\hat{P}_0 + 1\right)^{-1}.$$
(13)

Algo importante de resaltar es que con una potencia grande de luz, la absorción baja y por lo tanto los procesos de relajación se aceleran.

2.4 Fibras ópticas dopadas con erbio

Una fibra óptica es una guía de onda dieléctrica con una simetría cilíndrica hecha de un material de bajas pérdidas (por ejemplo el silicio). Ésta tiene un núcleo, en el cual la luz es guiada y una cubierta con un índice de refracción ligeramente menor al del núcleo (Saleh, 1991). Las fibras de silicio pueden ser fabricadas con distintos contaminantes. En particular, hay fibras dopadas con tierras raras, al núcleo de las cuales le han incorporado iones de los metales del grupo de tierras raras, tales como erbio, iterbio, neodimio, tulio, etc. (Digonnet, 2002).

Los iones de los elementos mencionados son buenos candidatos para ser los iones activos en materiales para láser (Siegman, 1986), ya que presentan absorción y transiciones de fluorescencia en la región del visible y en un rango del infrarrojo cercano. Estos iones presentan otras características importantes en comparación con otros iones ópticamente activos: las longitudes de onda de emisión y las transiciones de absorción son relativamente insensibles al material dentro del cual fueron colocados, los tiempos de vida de estados metaestables son largos y la eficiencia cuántica tiende a ser alta. Los elementos típicos utilizados y su longitud de onda de emisión son presentados en la siguiente tabla 1 (Becker, 1999).

Ion	Principales longitudes de onda de emisión
Neodimio (Nd ³⁺)	1.03–1.1 μm, 0.9–0.95 μm, 1.32–1.35 μm
Iterbio (Yb ³⁺)	1.0–1.1 μm
Erbio (Er ³⁺)	1.5–1.6 μm, 2.7 μm, 0.55 μm
Tulio (Tm ³⁺)	1.7–2.1 μm, 1.45–1.53 μm, 0.48 μm, 0.8 μm
Praseodimio (Pr ³⁺)	1.3 μm, 0.635 μm, 0.6 μm, 0.52 μm, 0.49 μm
Holmio (Ho ³⁺)	2.1 μm, 2.9 μm

Tabla 1. Los iones de tierras raras con las que se dopan las fibras ópticas y sus principales longitudes de onda de emisión. Modificada de Becker (1999), p.87.

Uno de los contaminantes más utilizado es el erbio. Entra al silicio en la forma trivalente Er^{3+} y es ampliamente usado como medio activo en amplificadores ópticos y láseres de fibra óptica (Becker, 1999). Su amplio uso está determinado por la coincidencia de su longitud de onda de emisión (alrededor de 1550 nm) con una ventana principal de transparencia en fibras modernas usadas en sistemas de comunicaciones de larga distancia (Desurvire, 1994).

La figura 10 muestra el sistema de tres niveles energéticos de los iones de erbio dentro del vidrio de silicio (Siegman, 1986). Si la fibra se bombea con una longitud de onda de 980 nm, los iones de erbio absorben los fotones y son elevados al estado excitado (E_3), de donde decaen al nivel metaestable (E_2) después de un tiempo característico de ~6 µs a través de una transición no radiativa, es decir sin producir un fotón. En el estado metaestable, los iones tienen un tiempo de vida de ~10 ms, y posteriormente regresan al estado base por emisión espontánea. Como consecuencia del bombeo habrá una inversión de población, cuando la población del nivel metaestable es mayor a la del estado base. Si la fibra se ilumina con una longitud de onda alrededor de 1550 nm, ésta causará la emisión estimulada de luz con la misma longitud de onda, fase y dirección como la señal incidente, entonces se obtendrá amplificación de la luz, la cual se utiliza en los amplificadores ópticos y láseres (Becker, 1999).



Figura 10. Sistema energético de tres niveles que describe el comportamiento de los iones de erbio Er^{3+} en vidrio de silicio.

Es importante notar que en los experimentos presentados en este trabajo de tesis se toman en cuenta sólo dos niveles energéticos del erbio. La iluminación de los iones con una longitud de onda de alrededor de 1550 nm también puede cambiar significativamente la distribución de las poblaciones entre el nivel base y el metaestable. Como resultado, se observa un cambio en la absorción óptica para la misma longitud de onda; el efecto de saturación de absorción óptica. Dependiendo de la longitud de onda (alrededor de 1550 nm) la potencia de saturación de las fibras varía en el rango 0.2 - 1.0 mW (Stepanov, 2008).

Capítulo 3

Análisis teórico del sistema resonante

En este capítulo se presentan los resultados de un análisis teórico del sistema resonador de fibra óptica en donde se considera la saturación de la fibra dopada que fue incorporada al lazo cerrado. Se estudiaron dos casos: el coherente y el incoherente. En el primero se supone que el barrido por longitud de onda (o frecuencia) de luz de entrada es más lento que el proceso de saturación de absorción de la fibra. El otro caso es el incoherente, en el que se estima que el barrido es tan rápido, que la FDE no alcanza a saturarse con la potencia de luz en este momento particular, por lo que sólo siente la potencia promedio que circula dentro del lazo.

Los datos teóricos obtenidos se utilizaron posteriormente para una comparación con los datos que fueron obtenidos experimentalmente.

3.1 Estudio teórico del resonador de lazo cerrado

En la figura 11 se muestra el resonador de lazo cerrado de fibra óptica.



Figura 11. Diagrama de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica -(a), transmitancia del acoplador -(b) y transmitancia del lazo -(c).

Las amplitudes complejas del campo eléctrico de la onda electromagnética, E_i , mostradas en la figura anterior se expresan mediante las siguientes relaciones:

$$E_2 = \sqrt{\kappa} E_1 + i\sqrt{1-\kappa} E_3 \quad , \tag{14}$$

$$E_4 = \sqrt{\kappa} E_3 + i\sqrt{1 - \kappa} E_1 \quad , \tag{15}$$

$$E_3 = \sqrt{t} e^{i\beta L} E_4 , \qquad (16)$$

$$E_1 = 1$$
, (17)

donde κ es la transmitancia del acoplador y t es la transmitancia del lazo, la cual está dada por la siguiente expresión $t = e^{-\alpha_0 L}$. Por simplicidad, se tomó la amplitud del campo entrante como uno.

Resolviendo el sistema de las ecuaciones (14-17) se obtienen los valores E_2 y E_4 :

$$E_2 = \frac{\left(\sqrt{\kappa} - \sqrt{t} \exp(i\beta L)\right) E_1}{1 - \sqrt{\kappa t} \exp(i\beta L)},$$
(18)

$$E_4 = \frac{i\sqrt{1-\kappa} E_1}{1-\sqrt{kt} \exp(i\beta L)}.$$
(19)

Las potencias de estas dos ondas se pueden escribir como

$$P_2 \propto \left|E_2\right|^2 = \frac{(\kappa+t) - 2\sqrt{\kappa t}\cos\left(\beta L\right)}{1 + \kappa t - 2\sqrt{\kappa t}\cos\left(\beta L\right)} = 1 - \frac{(1-\kappa)(1-t)P_1}{(1+\kappa t) - 2\sqrt{\kappa t}\cos\left(\beta L\right)},\tag{20}$$

$$P_4 \propto \left| E_4 \right|^2 = \frac{(1-\kappa)P_1}{(1+\kappa t) - 2\sqrt{\kappa t}\cos(\beta L)}.$$
(21)

En resonancia, el término $\cos(\beta L) = 1$, lo que conlleva a que en la ecuación (21) el numerador sea mínimo y la potencia de la onda E_4 que circula dentro del lazo cerrado sea máxima. De la ecuación (20) se puede notar que la potencia de la onda transmitida alcanza su mínimo, y este valor es igual a cero cuando $\kappa = t$, en caso de acoplamiento ideal.

La fase del campo electromagnético en la salida del resonador está definida por la siguiente relación:

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{\operatorname{Im}(E_2)}{\operatorname{Re}(E_2)}.$$
(22)

En la teoría de circuitos electrónicos (Papoulis, 1977) el retraso temporal (*time shift*) de la señal transmitida se expresa de la siguiente manera:

$$\Delta \tau = \frac{d\varphi}{d\omega}.$$
(23)

Existen tres casos diferentes en la configuración bajo consideración (Heebner, 2004): cuando $t = \kappa$ (acoplamiento ideal), $t < \kappa$ (*undercoupling*) y $t > \kappa$ (*overcoupling*). Más adelante en este capítulo, utilizando las ecuaciones anteriores se analizará teóricamente la transmitancia del lazo, la fase y el retraso de la luz en función de la frecuencia para los regímenes de acoplamiento antes mencionados.

3.1.1 Régimen de acoplamiento ideal

En las gráficas de la figura 12 se presenta el caso en que los parámetros κ y *t* satisfacían la condición de acoplamiento ideal ($\kappa = t$). Se eligieron tres valores: $\kappa = t = 0.3, 0.7, 0.9$.



Figura 12. Transmitancia como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c).

En figura 12 se observa una característica típica de acoplamiento ideal: la ausencia total de la potencia transmitida en resonancia. Esto significa que toda la potencia incidente es

absorbida dentro del lazo cerrado. De hecho, en resonancia, la potencia que circula dentro del lazo aumenta.

Se puede observar en caso de resonancia que para valores pequeños de κ y t, el perfil del mínimo de transmitancia es más ancho. Con el aumento de los dos valores, la forma del mínimo se va haciendo cada vez más angosta. Si se tomaran valores muy cercanos a 1, el mínimo se asemejaría a una delta, como en la cavidad Fabry-Perot. El factor de calidad del resonador es más grande en este último caso.

En la figura 13 se muestra cómo cambia la fase de la luz de salida como función de la frecuencia de desentonamiento. Se puede ver un brinco de π en la fase o lo que equivaldría a un cambio de signo de la señal de salida después de pasar el punto de transmisión nula.



Figura 13. Cambio de fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c).

Para el caso en que los valores de κ y t son grandes, cerca de la resonancia se tiene un cambio más pronunciado en la fase. Para los otros dos casos el cambio en la fase es cada vez más suave conforme los valores de los parámetros disminuyen. En la figura 14 se muestra cómo es el retraso temporal (véase ecuación (23)) como función de la frecuencia de desentonamiento.

Debido a que la curva de la fase siempre es creciente, se espera que el retraso de la onda no tenga un cambio de signo (por la definición de la derivada).



Figura 14. Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = t = 0.3$ -(a), $\kappa = t = 0.7$ -(b), $\kappa = t = 0.9$ -(c).

Se puede observar que con el aumento de los valores de κ y t, el valor absoluto del retraso en el tiempo es mayor a la frecuencia de desentonación resonante. También se puede observar que la forma de la curva se hace más angosta con los valores de los parámetros más grandes. Esto significa que el ancho de banda de la configuración disminuye y la duración de los pulsos (los cuales pueden retrasarse) crece.

3.1.2 Régimen undercoupling

A continuación se presenta el régimen *undercoupling* ($\kappa > t$) en donde los valores de κ y t fueron elegidos de tal manera que cumplieran todos los casos importantes a estudiar. Las primeras tres curvas (a,b,c) de la figura 15 muestran los parámetros cuya diferencia entre ellos es muy pequeña: $\kappa = 0.9, t = 0.8, \kappa = 0.6, t = 0.5$ y $\kappa = 0.3, t = 0.2$ respectivamente. La figura 15-d muestra el caso en que los dos parámetros tuvieron valores muy desviados ($\kappa = 0.9, t = 0.2$).



Figura 15. Transmitancia como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d).

Se puede observar que en todas las gráficas de la figura anterior no se presenta atenuación total de la luz de salida. Las primeras tres gráficas muestran mínimos de transmitancia pronunciados, sin embargo para valores cada vez más pequeños, la curva de transmitancia es cada vez más suave y ancha por el decaimiento del factor de calidad del resonador. Por otro lado, en la figura 15-d se observa un mínimo de transmisión ancho y con una profundidad pequeña.

Las gráficas de la figura 16 muestran cómo cambia la fase de la señal de salida con la frecuencia de desentonamiento para los cuatro casos mencionados. A diferencia del caso anterior (véase la figura 12), aquí sí se puede visualizar claramente un cambio de signo de la pendiente de la curva. En la figura 16 se puede observar un cambio de fase brusco para valores grandes de κ y t; este cambio se suaviza con valores más pequeños de t. Asimismo se puede observar en las gráficas *a* y *d* de la figura 16 que el cambio de fase cerca de la frecuencia resonante es menor.


Figura 16. Cambio de fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d).

En la figura 17 se muestra cómo es el retraso en el tiempo de la señal de salida para los mismos casos presentados.



Figura 17. Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.9, t = 0.8$ -(a), $\kappa = 0.6, t = 0.5$ -(b), $\kappa = 0.3, t = 0.2$ -(c), $\kappa = 0.9, t = 0.2$ -(d).

Debido a que en la figura 16 se observó un cambio de signo en la derivada de la fase, se esperaba que el retraso de la señal tambien tuviera un cambio se signo (un adelanto de la señal). En la figura anterior se puede ver que a frecuencias lejanas a la resonante, la luz tiene un retraso positivo y conforme se acerca a resonancia, el retraso cambia de signo y se vuelve negativo (adelanto de la señal).

En la figura 17 a-b se observa que el valor del retraso en el tiempo llega a valores mayores. Esto se puede ver más claramente en el máximo adelanto que se presenta a la frecuencia de resonancia. Para el caso en que los parámetros κ y *t* tienen una discrepancia mayor entre ellos, el adelanto de la luz disminuye dos órdenes de magnitud.

3.1.3 Régimen overcoupling

Se estudió cómo es la transmitancia como función de la frecuencia de desentonamiento para el régimen *overcoupling*. Los resultados obtenidos se muestran a continuación en la figura 18.



Figura 18. Transmitancia normalizada como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d).

La dependencia de la transmitancia como función de la frecuencia es equivalente para los regímenes *undercoupling* y *overcoupling*. Sin embargo, el cambio de la fase es diferente, tal y como se muestra en las gráficas de la figura 19, en donde se presenta el caso *overcoupling*.



Figura 19. Fase como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d).

En la figura 19 se puede visualizar dos brincos de fase de π cada uno, sin embargo, la pendiente de la curva siempre es positiva. En la figura 20 se presentan las gráficas que muestran las derivadas de las funciones de la figura 19.

En la figura 20 se observa que con valores mayores de κ y t la curva del retraso es más angosta y alcanza valores más grandes de retraso a la frecuencia resonante. Conforme los dos parámetros disminuyen, el valor del retraso también se reduce y la curva se vuelve más ancha. Para el caso en que los dos parámetros difieren mucho entre ellos, el retraso presenta el valor más pequeño y su curva se vuelve aún más ancha (respecto a los otros tres casos presentados en la misma figura). El último caso también implica que la configuración tiene un ancho de banda más amplio y puede manejar los pulsos más cortos.



Figura 20. Retraso en el tiempo como función de la frecuencia de desentonamiento para $\kappa = 0.8, t = 0.9$ -(a), $\kappa = 0.5, t = 0.6$ -(b), $\kappa = 0.2, t = 0.3$ -(c), $\kappa = 0.2, t = 0.9$ -(d).

3.2 Estudio del resonador con una FDE saturable incorporada dentro de éste

En esta parte se analiza cómo cambia la profundidad de los picos resonantes debido a la saturación de la fibra dopada como función de la potencia de entrada. Se analizan dos casos diferentes. El caso coherente en el cual el barrido por longitud de onda es muy lento, por lo que la FDE alcanza su saturación en todo momento. El segundo caso es el incoherente, en donde, por el contrario, el barrido es tan rápido que la FDE sólo siente la potencia "promedio" sobre un periodo de barrido entre dos resonancias.

3.2.2 Caso coherente

De la figura 11 se puede inferir que la potencia que circula dentro del lazo es $P_4 = E_4 E_4^*$, en donde E_4 está dada por la ecuación (15). Sustituyendo E_3 en la expresión (15) se obtiene la siguiente relación:

$$E_4 = \frac{i\sqrt{1-\kappa} E_1}{1-\sqrt{\kappa}\sqrt{t} e^{i\beta L}} , \qquad (24)$$

por lo que la potencia dentro del lazo es

$$P_4 = \frac{(1-\kappa)P_1}{1+\kappa t - 2\sqrt{k}\sqrt{t}\cos(\beta L)}.$$
(25)

El caso "no resonante" se presenta cuando la transmitancia del lazo es alta, por lo que dentro del lazo, la potencia que circula es baja. Por otro lado, el caso "resonante" se da cuando la transmitancia es muy pequeña, y por lo tanto la potencia dentro del lazo es grande (ver figura 21).



Figura 21. Definición del caso resonante y no resonante utilizando la curva de transmitancia en la salida del lazo.

La expresión (25) se simplifica para dos casos: resonante y no resonante. La potencia resonante que circula dentro del lazo se obtiene cuando el término del coseno de la expresión (25) es positivo y la potencia no resonante se obtendrá cuando este término es negativo.

$$P_{4-resonante} = \frac{(1-\kappa)P_1}{\left(1-\sqrt{\kappa}\sqrt{t}\right)^2} , \qquad (26)$$

$$P_{4-no-resonante} = \frac{\left(1-\kappa\right)P_1}{\left(1+\sqrt{\kappa}\sqrt{t}\right)^2} \ . \tag{27}$$

Por otro lado hay una relación entre la transmitancia t de fibra dopada y la densidad óptica $\alpha_0 L$ presentada en la siguiente ecuación:

$$t = e^{\frac{-\alpha_0 L}{1 + P_4}}.$$
(28)

Despejando P_4 de la expresión anterior, se obtiene la siguiente relación:

$$P_4 = \frac{-\alpha_0 L}{\ln(t)} - 1.$$
⁽²⁹⁾

Se tienen ahora dos pares de ecuaciones con dos incógnitas cada una (ecs. (26) y (29), (27) y (29)). Como siguiente paso fue encontrar la transmitancia resonante y no resonante que satisfaga las dos ecuaciones correspondientes. Una vez que se obtuvieron esos valores para diferentes potencias de entrada se sustituyeron cada una en la ecuación (20) para encontrar la potencia P_2 . Por último, se calculó cómo cambia la profundidad de modulación de picos resonantes, *m*, como función de la potencia de entrada utilizando la siguiente ecuación:

$$m = \frac{P_{2-NOresonante} - P_{2-resonante}}{P_{2-NOresonante}} \,. \tag{30}$$

En la figura 22 se ilustra cómo es la transmitancia resonante y no resonante como función de la potencia de entrada para fibras dopadas con erbio con dos densidades ópticas diferentes ($\alpha_0 L = 0.8, 1.2$).



Figura 22. Transmitancia como función de la potencia normalizada de entrada para el caso resonante - (a, c) y no resonante -(b, d) para las fibras de densidades ópticas $\alpha_0 L = 0.8$ -(a, b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c, d).

En la figura anterior se puede ver que para los casos resonantes y para valores menores a una potencia normalizada de uno, la curva de la transmitancia crece rápidamente. Después la pendiente es cada vez más pequeña, hasta llegar a una transmitancia prácticamente constante con un valor cercano a uno. Por otro lado, la transmitancia para los casos no resonantes se asemeja a una recta con una pendiente muy pequeña y cuyos valores están cercanos a una transmitancia de 0.5.

En la siguiente gráfica se muestra cómo es la dependencia de la profundidad de los picos como función de la potencia de entrada.



Figura 23. Profundidad de los picos resonantes como función de la potencia normalizada que entra al resonador para dos fibras con densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(b).

En la figura 23 se puede observar que la profundidad de los picos resonantes crece, llega a un máximo y después decae rápidamente. El máximo en esta curva corresponde a un acoplamiento ideal. Se puede ver, que para un resonador de lazo cerrado con una FDE de una densidad más grande, el máximo en la profundidad de los picos se localiza a una potencia de entrada mayor.

3.2.2 Caso incoherente

Para estudiar el caso incoherente del resonador presentado en la figura 11, se tienen que toman ahora las intensidades de los campos. Las expresiones para las potencias no coherentes se presentan a continuación.

$$P_2 = \kappa P_1 + (1 - \kappa) P_3, \tag{31}$$

$$P_4 = (1 - \kappa)P_1 + \kappa P_3, \tag{32}$$

$$P_3 = t P_4, \tag{33}$$

$$P_1 = 1.$$
 (34)

La potencia P_4 , que se encuentra dentro del lazo (y la cual satura la fibra dopada) está dada por la siguiente expresión:

$$P_4 = \frac{\left(1 - \kappa\right)P_1}{1 - \kappa t}.\tag{35}$$

De la misma manera que en el análisis del caso coherente, la expresión (35) se iguala con la de la transmitancia de la fibra (ecuación (29)); sólo que esta vez, se obtiene sólo un valor para la transmitancia y la potencia dentro de la fibra P_4 promediada. Sustituyendo la transmitancia obtenida en esta forma en la ecuación (20), se tienen dos valores de potencia transmitida (resonante y no resonante) con lo cual se puede evaluar la modulación del patrón de interferencia.

En las siguientes graficas se presentan las curvas de la transmitancia y la profundidad de los picos como función de la potencia de entrada normalizada para dos FDE de densidades ópticas diferentes (mismas que en el caso coherente).



Figura 24. Transmitancia como función de la potencia de entrada para dos fibras de densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a,b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c,d).

En la figura 24 se puede ver que para el resonador con una FDE de una densidad óptica mayor se tiene la curva de transmitancia desplazada verticalmente a valores menores.

A continuación se muestra cómo cambia la profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada normalizada.



Figura 25. Transmitancia como función de la potencia de entrada para dos fibras de densidades $\alpha_0 L = 0.8$ -(a,b) y $\alpha_0 L = 1.2$ -(c,d).

Similarmente al caso coherente, se tiene un crecimiento de la profundidad de los picos, alcanza un máximo y después empieza a disminuir. También se puede observar que para FDE dentro de lazo que tengan densidades ópticas mayores tienen el máximo localizado a una potencia de entrada mayor. Sin embargo, a diferencia del caso anterior, se puede distinguir que las profundidades máximas de los picos se dan a potencias de entrada mayores que en el caso coherente. Otra diferencia evidente es que la curva presenta un perfil mucho más abierto.

Conclusiones parciales

- Se realizó un análisis teórico de un resonador de lazo cerrado con pérdidas fijas dentro de éste. Se estudiaron tres regímenes del resonador: acoplamiento ideal, *undercoupling* y *overcoupling*. Se observó que para el caso de acoplamiento ideal, los picos de transmisión llegan a cero, mientras que en los casos *undercoupling* y *overcoupling* no.
- Se encontró que para el caso *undercoupling* la luz presenta un adelanto, y conforme se acerca a la frecuencia resonante, cambia de un adelanto a un retraso en el tiempo. Se encontró que para el caso *overcoupling*, la luz presenta sólo adelanto en el tiempo.
- Se estudió teóricamente dos casos (coherente e incoherente) de un resonador en el cual se agrega una fibra dopada con erbio como medio saturable. Se obtuvieron las transmitancias como función de la potencia de entrada para cada caso.

- Se encontró una dependencia de la profundidad de los picos resonante como función de la potencia de entrada. En general, se observó un crecimiento, un máximo (acoplamiento ideal) y un decaimiento de la profundidad de los picos.
- Se observó que en general, para el caso incoherente, la máxima profundidad de los picos se da a potencias de entrada mayores, además de tener un perfil de la curva más abierta que en el caso coherente.

Material y equipo

En este capítulo se describe el material y equipo que se utilizó para la realización del trabajo experimental.

4.1 Láser

Un láser es un dispositivo que genera o amplifica radiación coherente en diferentes frecuencias del espectro electromagnético y cuyo funcionamiento está basado en la amplificación de la emisión estimulada de radiación (Siegman, 1986).

Para este trabajo de tesis se utilizaron tres láseres diferentes. Primeramente se utilizó una fuente láser DFB ("distribuited feedback" por sus siglas en inglés) de la marca de Thorlabs modelo S3FC1550. Tiene una longitud de onda de salida en el rango 1530-1570 nm (con un valor típico de 1550 nm), con el ancho espectral <0.6 nm, y una potencia máxima de salida de 2.1 mW. El dispositivo tiene su propia fuente de corriente de bombeo y controlador de temperatura. Un inconveniente de este láser fue su ruido de fase (ver figura 26), el cual hacía que los picos de resonancia no tuviera un perfil suave, sino que presentaran unos pequeños brincos. Sin embargo, este láser cumplió con los propósitos de la primera parte del trabajo.



Figura 26. Ruido de fase del láser DFB de la marca Thorlabs modelo: S3FC1550, $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Debido a que la potencia de salida del primer láser resultó no ser suficiente para unas mediciones, se optó por un láser de mayor potencia. Se probó con un láser DFB TT Electronics, modelo NLK1456STB que emite a una longitud de onda centrada en 1492 nm, con un ancho espectral menor a 0.2 nm y con una potencia máxima de salida de 20 mW. Sin embargo, el ruido de fase de este láser es mucho mayor que el del láser anterior, ver figura 27. Por esta razón, este láser fue descartado.



Figura 27. Ruido de fase del láser DFB TT Electronics, modelo NLK1456STB, $\lambda = 1492 \text{ nm}$.

Para los fines de este trabajo, se requiere que el láser tenga una longitud de coherencia bastante grande, ya que la luz que entra al resonador óptico circula dentro de éste muchas veces, interfiriendo entre sí. Para que el láser tenga buena coherencia, el ruido de fase tiene que ser pequeño.

Por esta razón, se optó por un láser de fibra óptica tipo DFB de la marca NKT Photonics, modelo Koheras Basic C15, que tiene un bajo nivel de ruido de fase. El láser emite a una longitud de onda centrada en λ =1549.5 nm, con un ancho de línea espectral de <50 KHz, y con una potencia de salida máxima de 10 mW. En la figura 28 se muestra el espectro de emisión del láser obtenido en el laboratorio.



Figura 28. Espectro de emisión del láser de fibra óptica utilizado.

4.2 Fotodetector

Un fotodetector es un traductor de luz, es decir, un dispositivo que proporciona una señal eléctrica como respuesta a la radiación óptica que incide sobre la superficie sensible.

Se utilizó un fotodetector de Thorlabs, Det410, que trabaja con un fotodiodo de InGaAs. Según los datos del fabricante tiene una respuesta espectral alta en un rango de 700-1800 nm con una responsividad de 0.95 A/W a la longitud de onda de 1550 nm. Con un área sensible de 0.8 mm², el dispositivo tiene un tiempo de respuesta mínima de 5 ns. Es posible utilizar resistencias de carga para aumenta la respuesta del fotodetector, medida en voltios. El dispositivo tiene un anillo frontal, el cual permite acoplar bien la salida de la fibra con el conector FC.



Figura 29. Curva de responsividad del fotodiodo como función de la longitud de onda (Thorlabs, 2181-S01 Rev C 8/15/2005)

4.3 Elementos de fibra óptica

4.3.1 Acoplador

Un acoplador de fibra óptica es un dispositivo que divide el haz de luz en diferentes caminos ópticos. Normalmente tiene dos terminales de entrada y dos de salida. En este trabajo de tesis se trabajó con acopladores AFW Technologies de diferente factor de acoplamiento: 90/10, 80/20, 70/30 y 50/50.

Se midió en el laboratorio el factor de acoplamiento real de cada uno de éstos, obteniéndose los siguientes valores: 78/9.7, 78/20, 68/30 y 47/50, respectivamente. En estas mediciones, el porcentaje de transmitancia a una terminal de salida particular se definió como la razón de la potencia de salida a la potencia incidente. El hecho de que la suma de porcentajes de salida de dos terminales no sea igual a 100% significa que el dispositivo tiene también algunas pérdidas internas.

4.3.2 Atenuador óptico variable

Este es un dispositivo que permite variar la potencia de la luz. Se utilizó el atenuador 74950-1 del proveedor "OZ-Optics".

3.3.3 Controlador de polarización

El controlador de polarización que se utilizó para este trabajo fue de la marca Thorlabs. En este dispositivo, una fibra estándar monomodo, SMF28, fue enrollada en tres carretes, creando tres placas retardadoras independientes con los ejes principales cruzados. Fue posible cambiar la orientación de estos tres carretes, ajustando de esta manera la polarización de la luz de salida.

4.3.4 Fibras convencionales y conectores

Todos los elementos de fibra óptica antes mencionados, y también algunos segmentos de fibra convencional usados en la configuración óptica, son de fibra comercial monomodo SMF28.

Para llevar a cabo la conexión entre los diferentes elementos de fibra óptica que fueron utilizados en el arreglo experimental, se utilizaron conectores comerciales FC con dos tipos de pulido: el plano PC y el APC. El primero tiene la terminación de la fibra plana perpendicular a su eje mientras que el APC tiene el plano de corte ligeramente inclinado (8°). Este último impide las reflexiones de luz hacia atrás al sistema óptico y reduce en esta forma, los ruidos de interferencia.

4.4 Equipo electrónico

4.4.1 Osciloscopio

Es un aparato electrónico que sirve para la presentación gráfica (o visualización) de las señales eléctricas que varían en el tiempo. En este trabajo se manejó un osciloscopio digital de la marca Le Croy, modelo 422. Tiene dos canales de entrada, su ancho de banda es de 200 MHz con una sensibilidad de 1 mV/div hasta 10 V/div.

4.4.2 Generador de funciones

Es un dispositivo electrónico que genera las señales de voltaje periódicas básicas (como la senoidal, cuadrada, triangular, etc.) con los parámetros de frecuencia, amplitud y offset ajustables. El generador de funciones que se utilizó es de la marca Tektronics, modelo AFG3021. La amplitud máxima de salida es de 10 Vp-p y la frecuencia máxima de la señal senoidal que se puede generar es de 25 MHz.

3.4.3 Analizador de espectros

Es un equipo de medición que permite visualizar las componentes espectrales de una señal óptica de entrada en su espectro de frecuencias o de longitudes de onda. El analizador de espectros utilizado fue de la marca Advantest, modelo Q8384. Su rango espectral es de 600-1700 nm, resolución espectral de 0.01 nm y una sensibilidad máxima de -87dBm.

4.4.4 Modulador electroóptico

Es un dispositivo óptico en el que un elemento presenta el efecto electo-óptico (cambio en el índice de refracción resultante de la aplicación de un campo eléctrico) con el cual es posible modular un haz de luz ya sea en fase, frecuencia, amplitud o polarización.

Se utilizó un modulador electro-óptico de amplitud de Niobato de Litio de la Marca Corning modelo W01019 de 3.5 Gb/s.

4.5 Fibras dopadas con erbio

Para este trabajo de tesis se utilizó una fibra dopada con erbio Er103 del proveedor INO. Es una fibra comercial y diseñada principalmente para aplicaciones en sistemas de telecomunicaciones ópticas. Los parámetros de la fibra, dadas por el proveedor, son mostradas en la tabla 2. Para fines prácticos, a esta fibra le fue empalmada, en cada uno de sus extremos, una fibra estándar tipo SMF28 con conectores FC en sus extremos.

Tabla 2. Parámetros principales de la fibra Er103 dopada con erbio (www.ino.ca)

Parámetro	FDE- Er103
Absorción @1530 nm	4.5 dB/m
Concentración de erbio estimada	640 ppm
Longitud de la onda de corte	906 nm
Diámetro del campo modal	7.7 μm @ 1550 nm
Diámetro del núcleo	5.5 µm
Diámetro de la cubierta	124.7 ±0.9 μm
Apertura numérica	0.14
Codopantes	Al ₂ O ₃ (2.2 mol%) y GeO ₂ (4.3 mol%)

Estudio de la cavidad resonante de fibra convencional

En este capítulo se presentan los resultados experimentales de un resonador de fibra óptica convencional monomodo SMF28. Este sistema está formado por un acoplador de fibra óptica; un extremo de salida y el otro (libre) de entrada están unidos formando un anillo acoplado a una línea directa (véase figura 11). Se estudiaron los factores importantes, como la polarización de la luz, la longitud de lazo resonador, la atenuación dentro del anillo, entre otros. Asimismo se estudió la propagación de pulsos dentro del lazo bajo los regímenes *overcoupling* y *undercupling*.

5.1 Configuración experimental para la observación de picos de transmisión

El diagrama del arreglo experimental para el estudio del sistema resonante de fibra óptica es mostrado en la figura 30. En este arreglo el generador de funciones, conectado a la fuente láser DFB, modula la intensidad y la longitud de onda de la luz que sale del láser. La luz pasa por un aislador y posteriormente por un atenuador, con el cual es posible controlar la potencia de entrada.

La potencia que entra al acoplador es dividida en dos partes: de una terminal salía alrededor de 70 % de la potencia y de la otra el 30%. La salida con menor potencia sirvió para monitorear la potencia de entrada, mientras que la otra terminal se conectó a otro acoplador con una razón de acoplamiento de 80/20. En este último, el extremo de menor potencia se unió a la otra terminal de entrada formando así el lazo resonante. En este caso sencillo, la longitud del anillo fue de 2 m. Finalmente, el extremo del 80% de la potencia del último acoplador fue conectado a un fotodetector, el cual a su vez fue conectado a un osciloscopio para el monitoreo de la señal de salida.



Figura 30. Arreglo experimental para el estudio del resonador de lazo cerrado de fibra óptica SMF28.

Se utilizó una señal periódica con forma de diente de sierra en el generador de funciones, para modular la corriente de bombeo del láser. En el láser semiconductor, esta modulación se traduce en una modulación de la intensidad del láser (la cual no se usa en el experimento) y en un ligero cambio periódico en la longitud de onda de emisión. Haciendo un barrido en longitudes de onda, se pudo ver en el osciloscopio mínimos de transmitancia (ver figura 31), como en el caso de reflexión de un interferómetro convencional de Fabry-Perot (Hecht, 2002). Con el aumento del voltaje pico a pico, el intervalo de longitudes de onda barridas se extendió. Como consecuencia, se observó un incremento del número de picos dentro de un periodo de modulación, como es mostrado en las figuras 31 (a) y (b) respectivamente.



Figura 31. Mínimos de transmitancia obtenidos con el lazo cerrado de fibra estándar con longitud total de 2 m. Láser DFB de Thorlabs: potencia de salida= 0.86 mW, temperatura = 23.5 °C. Frecuencia de modulación = 20 Hz, offset=0.5 V, amplitud =0.4 Vp-p -(a) y amplitud = 1 Vp-p -(b).

5.2 Efecto de polarización de luz incidente

Algo que es importante notar en las figuras anteriores es que se observan dos picos resonantes de diferentes profundidades. A este efecto se le atribuyó la polarización de la luz (Stokes et al., 1982). Los dos mínimos corresponden a dos resonancias que a su vez se asignan dos modos propios de polarización. Estos dos picos se encuentran en posiciones diferentes debido a que tienen velocidades de propagación ligeramente distintas.

Debido a las pequeñas torceduras y dobleces de las fibras que se presentaron al momento de acoplar el lazo, y la birrefringencia aleatoria de la misma fibra (por los defectos de fabricación), la polarización de la luz cambió al propagarse dentro de éste. Es por eso que no se puede decir con exactitud a qué polarización corresponden los picos resonantes. Sin embargo, se puede afirmar que existen dos polarizaciones elípticas ortogonales de entrada que después de una vuelta completa retornan al mismo estado de polarización.

En el artículo mencionado anteriormente (Stokes et al., 1982), para eliminar el desdoblamiento de los picos resonantes se utilizó un controlador de polarización dentro de lazo cerrado de la cavidad. Para corroborar estos resultados, en los experimentos presentados en este trabajo, se agregó un controlador de polarización justo antes del lazo resonante, como se muestra en la figura 32.



Figura 32. Arreglo experimental para el estudio del efecto de polarización en el resonador de fibra óptica de lazo cerrado.

Ajustando las placas del controlador de polarización se pudo obtener ya sea uno o dos mínimos de transmisión, véase figura 33. Cuando el controlador de polarización se ajustó a una polarización propia de la cavidad, el desdoblamiento desapareció y se observó sólo una serie de

picos resonantes. En esta figura también se puede notar que cuando aparecieron dos mínimos de transmisión, la profundidad de éstos fue menor a la profundidad cuando apareció sólo un mínimo.



Figura 33. Dos mínimos de transmisión casi de la misma profundidad que corresponden a dos polarizaciones propias del anillo resonador -(a). Un mínimo obtenido con el ajuste del controlador de polarización (sólo un modo está excitado) -(b).

Cuando se eliminó el doblamiento de los picos de transmitancia fue posible evaluar la fineza de los picos resonantes como en caso de la cavidad Fabry-Perot (Hecht, 2002). Este parámetro importante se define por la relación de la separación de los máximos (*d*) adyacentes con respecto al ancho medio (γ) de un pico (véase figura 34):

$$F = \frac{d}{\gamma}.$$
(36)

Otro parámetro importante de los picos de resonancia es la profundidad de los picos m que se define como la profundidad del pico (x) dividida por la potencia promedio:

$$m = \frac{x}{Potencia \ promedio}.$$
(37)





Figura 34. Una ilustración para mostrar la definición de los parámetros experimentales que son utilizados para el cálculo de la fineza y la profundidad de los picos.

Utilizando las ecuaciones (36) y (37), se calculó la fineza y la profundidad normalizada de los picos de los mínimos de transmisión presentados en la figura 33-b. Se obtuvo una fineza de 13.5 y una profundidad de picos de 40% para el caso de un modo de polarización excitado.

5.3 Comparación de cavidades de diferentes longitudes

Similarmente al interferómetro de Fabry-Perot, en el lazo de fibra óptica bajo consideración, la distancia entre los picos depende de la longitud de este último. Para verificar esto, al lazo resonador se le agregó un pedazo de fibra estándar monomodo SMF28 de 2 metros de longitud con terminaciones APC. Se puede apreciar en la figura 35, que el número de picos aumentó en el lazo resonante de mayor longitud, lo que implica que la separación espectral entre dos mínimos disminuyó.



Figura 35. Picos de resonancia en el lazo de 2.1m -(a) y 4.2m -(b). Potencia de láser =1mW, temperatura= 23.6° C, Frecuencia de modulación = 20 Hz, amplitud = 0.8 Vp-p, offset = 0.5V.

Para la cavidad Fabry-Perot, el rango espectral libre ("free spectral range" en inglés) está dada por la siguiente ecuación (Hecht, 2002):

$$\Delta v = \frac{c}{2\ell n_g},\tag{38}$$

donde Δv es el espaciamiento en frecuencia entre dos máximos (o mínimos) sucesivos de transmisión o reflexión del interferómetro, *c* es la velocidad de la luz en vacío, ℓ es la longitud de la cavidad y n_g es el índice efectivo del medio dentro de la cavidad. Para el caso del anillo resonante de fibra óptica presentado en este trabajo, la ecuación (38) queda de la siguiente manera:

$$\Delta v = \frac{c}{\ell n_g}.$$
(39)

Ahora longitud *l* es la longitud del lazo cerrado. Haciendo uso de esta ecuación, la separación entre los mínimos de transmisión de la configuración debe de ser de ~95 MHz y ~49 MHz para el lazo de longitud 2.1 m y 4.1 m, respectivamente.

5.4 El efecto de pérdidas adicionales dentro del lazo

En las figuras mostradas anteriormente es importante notar que la profundidad de los picos siempre era menor al 50 %. Esto es debido a que el acoplador casi no tenía pérdidas y dentro del lazo no había absorción óptica. Para que los picos sean de una profundidad del 100% se debe cumplir la condición de "acoplamiento ideal" (que la transmitancia del acoplador sea igual a la transmitancia del lazo). Como una prueba rápida, se desajustó el contacto APC/APC que unía los brazos del acoplador que formaba el lazo, para así inducir pérdidas ópticas en el lazo. Se observó que los picos resonantes aumentaron su profundidad, ver figura 36.

En la figura anterior se puede ver que la profundidad de picos aumentó hasta 92% para el caso del lazo de 2.1 m y hasta 95% para el lazo de 4.1 m. Por otro lado, la fineza de los picos disminuyó; 14 y 7 para el anillo corto y largo respectivamente.



Figura 36. Picos de resonancia en el lazo de 2.1m -(a) y 4.2m -(b), ambos con el conector APC/APC que une el anillo un poco desajustado. Otras condiciones experimentales como en la figura 31.

Como siguiente paso, se introdujo un atenuador óptico controlable en el lazo de la cavidad. Para este propósito se implementó una montura milimétrica dentro del lazo resonante, como se muestra en la figura 37. Cambiando la distancia entre las placas se cambió el radio de curvatura de la fibra, ocasionando así pérdidas que podían ser controladas. Cabe mencionar que este tipo de atenuador no sufría reflexiones internas, la cuales podrían incrementar significativamente el ruido óptico en la cavidad.



Figura 37. El lazo resonante con una montura milimétrica implementada para generar pérdidas ópticas por doblez de la fibra.

Para poder caracterizar las pérdidas ocasionadas por la montura se midió la transmitancia de una fibra óptica para diferentes radios de curvatura, ver figura 38. La transmitancia se define como la razón entre la potencia de salida y la de entrada. Para este propósito se utilizó el mismo acoplador (sin la conexión del lazo), donde a uno de los brazos se le añadió la montura milimétrica.



Figura 38. Gráfica de la transmitancia como función del radio de curvatura de la fibra doblada.

De la relación anterior, se puede ver que la transmitancia de la fibra fue disminuyendo para radios de curvatura menores. Esto quiere decir que entre mayor sea el doblez de la fibra, mayores son las pérdidas. Esto pasa debido a que parte de la potencia modal sale en la cubierta de la fibra doblada (Saleh, 1991). De este experimento auxiliar se puede concluir que aunque el "atenuador variable" propuesto no es idealmente reproducible (ver los saltos en figura 38), sirve para los propósitos de este capítulo.

Posteriormente, la montura milimétrica se colocó dentro del lazo cerrado de la cavidad de fibra óptica. Se puede observar cómo cambia la profundidad de los picos resonantes con diferentes radios de curvatura en los trazos del osciloscopio mostrados en la figura 39.

Se puede ver que para el caso en donde el anillo resonante no tenía dobleces con la montura, la profundidad de los picos resonantes era del 39% (figura 39-a). Posteriormente se fijaron tres radios de curvatura con la montura milimétrica: 28, 22 y 18 mm (figura 39- b,d,d), y se obtuvo un aumento de la profundidad de los picos hasta de 42, 77, 95% respectivamente. Con estos resultados se puede concluir que se necesitan pérdidas adicionales dentro del lazo para que se satisfaga la condición de acoplamiento ideal, y como consecuencia los picos resonantes lleguen a una profundidad del 100%.



Figura 39. Picos resonantes observados en el anillo resonante con la montura milimétrica ajustada a los siguientes radios de curvatura R mm: Fibra sin dobleces -(a), 28 -(b), 22 -(c), 18 mm -(d).

5.5 Propagación de pulsos de luz

Una vez que se caracterizó la transmitancia de la fibra con el atenuador controlable descrito anteriormente, y se alcanzaron profundidades de picos resonantes grandes, se pudo comenzar con los experimentos de la propagación de los pulsos. Como se mencionó en el capítulo 3, el acoplamiento ideal se da cuando la transmitancia del acoplador (κ) es igual a la transmitancia del lazo de cavidad (t). El régimen *undercoupling* se da cuando $t < \kappa$ y el *overcoupling* para $t > \kappa$. Para localizar el acoplamiento ideal, se buscó un radio de curvatura con el cual los picos alcanzaron la máxima profundidad. Ajustando las pérdidas dentro del lazo alrededor de este punto pudo situarse en uno de los dos regímenes antes mencionados.

Se eligieron dos radios de curvatura, antes y después del acoplamiento ideal, (el acoplamiento ideal se logró con un radio de curvatura intermedio), de tal manera que los picos de transmitancia tuvieron la misma profundidad en ambos casos, ver figura 40.



Figura 40. Picos resonantes para el lazo con R: 16 mm -(a) y 10 mm -(b).

En la figura 40-a se presenta el pico resonante de $m \approx 92\%$ para un radio de curvatura de R = 16 mm, en donde las pérdidas dentro del lazo fueron menores a la transmitancia del acoplador (región "undercoupling"). En la figura 40-b, se muestra un pico de $m \approx 93\%$ que se obtuvo con un radio menor, R = 10 mm. Para el caso anterior, las pérdidas fueron mayores que la transmitancia del acoplador, de manera que con estos parámetros se situó en la región de "overcoupling".

Después, se agregó un modulador electroóptico con un controlador de polarización antes de éste, tal y como se muestra en la figura 41. Se ajustó con el generador de funciones la amplitud pico a pico y el offset de tal manera que la señal de salida fuera senoidal con la contribución dominante del primer armónico.

Debido a los cambios de temperatura dentro del cuarto, se producía un pequeño cambio en la longitud de onda de emisión del láser. Esta variación, observada sin modulación externa de corriente de bombeo, combinada con un cambio de índice de refracción de la fibra por la misma temperatura ambiental, fue suficiente para observar los picos resonantes. Estos picos se vieron como una disminución bastante lenta de la potencia transmitida hasta un nivel muy bajo.



Figura 41. Arreglo experimental para estudiar la propagación de pulsos dentro del lazo resonante con pérdidas controlables dentro de éste.

Las siguientes figuras muestran, para ambos regímenes, la señal senoidal de salida cuando ésta se acercaba a un mínimo de transmisión (resonancia). A la curva superior se le llamó de referencia (o la "no resonante"), pues es la que está fuera del pico resonante y no presenta distorsión alguna. La gráfica de la izquierda es la señal bajo el régimen *undercoupling*, que fue logrado con un radio de curvatura menor, y la de la derecha, bajo *overcoupling*, con un radio mayor.



Figura 42. Señal senoidal detectada a la salida cuando se acerca al pico resonante en el régimen: *overcoupling* -(a) y *undercoupling* -(b).

En la figura que se muestra arriba, se puede observar que el nivel promedio y la amplitud de la señal van disminuyendo conforme se acerca al mínimo de transmisión. Además se puede notar una deformación de la misma, que hace que parezca que el máximo se adelanta o retrasa mucho. Para el caso *undercoupling* (figura 42-a), se puede observar que la señal al principio presentó un adelanto y cuando se acercó al mínimo de transmisión, mostró un atraso en el tiempo. Por otro lado, en el régimen *overcoupling* (figura 42-b), la señal siempre presentó un adelanto. Cabe mencionar que cuando la señal se adelanta en el tiempo, significa que ésta llega con un retraso en el tiempo, lo que se conocería como "luz lenta", y el caso contrario como "luz rápida" (Boyd y Gauthier, 2002). Una gráfica más visual para mostrar lo dicho anteriormente se presenta a continuación, en donde las señales fueron normalizada entre el promedio.



Figura 43. Señal de salida normalizada sobre su valor promedio cuando se acerca al pico resonante (mínimo de transmitancia) en el régimen: *overcoupling* -(a) y *undercoupling* -(b).

En las figuras presentadas, se puede ver más claramente ya sea el retraso o adelanto de la señal. Para calcular cuantitativamente el retraso del pulso o de la señal, se utilizó el retraso de su centro a su nivel promedio, ya que el máximo de ésta presentó mucha distorsión. Para esto se trabajó con las señales normalizadas (figura 43- a y b), se colocó una línea en el promedio de éstas y se calculó el centro entre los puntos de intersección de la curva. Para calcular el retraso del pulso, se realizó la resta entre las posiciones de estos centros, ver figura 44. Un parámetro que es importante definir es el del desfase fraccional, que es el retraso del pulso respecto al pulso fuera de resonancia y normalizado a la duración del pulso fuera de resonancia.



Figura 44. Ilustración del cálculo del desfase de la señal de salida.

En la figuras 45- a y b se muestra el desfase fraccional como función de la potencia normalizada para el régimen *overcoupling* (figura 45-a), y para el *undercoupling* (figura 45-b). La potencia normalizada es la potencia promedio de cada señal dividida entre la potencia promedio de la señal no resonante. Esto quiere decir que entre menor sea la potencia normalizada, más cerca se localiza la señal del mínimo del pico de transmisión.



Figura 45. Desfase fraccional como función del nivel de salida promedio normalizada para el régimen: *undercoupling* -(a) y *overcoupling* -(b).

De las últimas gráficas, se puede ver claramente que para el régimen *overcoupling* el desfase fraccional de los pulsos siempre fue positivo, lo que significa que el pulso resonante llegó antes que el pulso fuera de resonancia (luz rápida). También se puede notar que el valor máximo del desfase fue ~0.45. Esto significa que el pulso se adelantó aproximadamente la mitad de la duración del pulso. Por otro lado, para el régimen *undercoupling*, cuando la señal se encontró

lejos del mínimo de transmisión se presentó un adelanto de pulso. Sin embargo, cuando se encontró muy cerca de éste, la luz rápida pasó a ser lenta. El desfase fraccional máximo alcanzado fue de -0.15.

5.6 Conclusiones parciales

- Se armó un sistema experimental para el estudio de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica estándar (SMF28), y por medio de la modulación de la corriente del láser se observaron mínimos de transmisión.
- Ajustando el controlador de polarización localizado antes del anillo, se obtuvo ya sea uno
 o dos mínimos de transmisión, que corresponden a dos modos propios de polarización de
 la cavidad.
- Se observó que la separación entre los picos resonantes depende de la longitud del lazo (caso análogo al interferómentro Fabry-Perot): entre mayor sea la longitud del anillo, la distancia entre pico y pico es menor.
- Se estudió la profundidad de los picos resonantes ajustando las pérdidas dentro del lazo por medio del doblez de la fibra en una montura milimétrica.
- Variando las pérdidas dentro del lazo se ajustó experimentalmente a dos regímenes de acoplamiento, y se observó como resultado un adelanto de los pulsos de salida en el régimen "overcoupling" y un retraso en el "undercoupling" (cuando ambas señales se encontraban muy cerca del mínimo de transmisión).

Estudio de una cavidad resonante de lazo cerrado con una fibra dopada con erbio (FDE)

En este capítulo se presentan los resultados experimentales originales del estudio de la cavidad de fibra óptica de lazo cerrado con un segmento de fibra dopada con erbio dentro de éste. La FDE jugó el papel de elemento con absorción saturable y controlable con la potencia de luz de entrada. Se estudió la propagación de pulsos a través de esta configuración en donde cambiando la potencia de entrada se pudo pasar del régimen *undercoupling* al *overcoupling*, cambiando en esta manera el signo del retaso temporal del pulso. Los resultados obtenidos fueron comparados con los datos teóricos.

6.1 Caracterización de la FDE

El funcionamiento de la fibra dopada saturable en la configuración en el marco de este trabajo depende mucho de los parámetros principales de dicha fibra. Uno de los parámetros importantes de la fibra dopada es la densidad óptica, αL . La relación entre la transmitancia T (razón entre la potencia de luz de entrada y la potencia de salida) y la densidad óptica se determina mediante la ley de Beer-Lambert (Saleh, 1991)

$$T = e^{-\alpha L}.$$
 (40)

Cabe señalar que aquí se supuso que el coeficiente de absorción del material (una fibra dopada) fue constante a través de su longitud. El coeficiente de absorción de un material óptico saturable tiene la siguiente expresión (Siegman, 1986):

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P}{P_{\text{ext}}}},\tag{41}$$

donde α_0 es el coeficiente de absorción no saturada, *P* es la potencia transmitida en esta sección transversal particular del material y P_{sat} es la potencia de saturación.

Se realizó una medición espectral de absorción óptica de la FDE, Er103 de 2 m con el analizador de espectro Advantest, modelo Q8384. La gráfica de la transmitancia T de la fibra como función de la longitud de onda se presenta a continuación en la figura 46-a. En la gráfica 46-b se muestra la dependencia de la densidad óptica, calculada con la ecuación (41), como función de la longitud de onda. Esta dependencia corresponde muy bien a la dependencia espectral de FDE presentada en la literatura (Dusurvire, 2002). Para la longitud de onda de interés, 1550 nm, la densidad óptica de la FDE utilizada de 2 m fue alrededor de 1.



Figura 46. Transmitancia -(a) y densidad óptica -(b), para la fibra Er103 de 2 m.

Para los experimentos se prepararon fibras dopadas Er103 de diferentes longitudes: 0.5, 0.75, 0.9 y 2 m. Para todas estas fibras se realizaron mediciones de transmitancia como función de potencia de entrada de luz láser ($\lambda = 1550$ nm) - ver figura 47. Utilizando las ecuaciones (40) y (41), se ajustó con una curva teórica cada una de las gráficas usando la potencia de saturación y la densidad óptica como los parámetros de ajuste. En estos ajustes simplificados se supuso que la potencia que satura la fibra a través de toda su longitud fue igual a la potencia de la luz de entrada. Es importante mencionar que esto sólo es posible para fibras con densidades ópticas bajas.



Figura 47. Transmitancia de la fibra Er103 de 0.5 -(a), 0.75 -(b), 0.9 -(c), 2 -(d) y 2.4 m -(e) de longitud como función de la potencia de entrada a la fibra ($\lambda = 1550$ nm).

Para todas las curvas presentadas en la figura 47, se puede observar que la transmitancia aumentó con la potencia de entrada. Sin embargo, el valor de la transmitancia fue disminuyendo con el aumento de la longitud de la fibra. Según el ajuste para cada gráfica, se obtuvo una potencia de saturación de ≈ 0.8 , ≈ 1.1 , ≈ 0.9 y ≈ 0.9 mW para las fibras de 0.5, 0.75, 0.9 y 2 m, respectivamente.

De los mismos ajustes teóricos se obtuvo que la densidad óptica aumentó con la longitud de la fibra; 0.27, 0.3, 0.47 y 0.85 para las curvas a, b, c y d de la figura 47. Es importante mencionar que la densidad óptica evaluada en esta forma para la fibra de 2 m ($\alpha_0 L = 0.85$) fue bastante cercana a la que fue medida directamente con el espectro-analizador óptico (\approx 1) para la misma longitud de onda.

6.2 Estudio de los picos de transmisión en el lazo resonante con FDE

La FDE incluida en el lazo cerrado de la configuración tenía el papel de inducir pérdidas controlables a la cavidad resonante. En la figura 48-a se muestra los picos resonantes para un anillo compuesto únicamente de un acoplador 70/30 y una fibra estándar de 2m (esto para que después de agregar la FDE, los dos resonadores tengan la misma longitud de lazo cerrado). Las pérdidas dentro de este lazo eran mínimas por lo que la profundidad de los picos era bastante baja. Cuando se agregó una FDE de una longitud de 2 m, se observó que la profundidad de los picos aumentó considerablemente, ver figura 48-b. Esto quiere decir que la FDE añadió pérdidas adicionales a la cavidad y que acercó la cavidad al acoplamiento ideal.



Figura 48. Picos de transmisión obtenidos con un resonador de lazo cerrado formado por un acoplador 70/30 y una fibra convencional de 2 m -(a) y una FDE de 2 m -(b).

Si la configuración se ilumina con diferentes potencias, la tranmitancia de la FDE que está incluida en lazo va a cambiar, y por lo tanto las pérdidas dentro del sistema también. De esta manera, variando la potencia de entrada al lazo se puede controlar las pérdidas dentro del sistema. Se espera, que teniendo el control de las pérdidas se puede ajustar el sistema para que opere ya sea en el régimen *undercoupling* u *overcoupling*. Es importante recordar que cuando la transmitancia del lazo es igual a la transmitancia del acoplador se tiene el acoplamiento ideal. Para este caso se espera que los picos resonantes alcancen la máxima profundidad del 100%, antes y después de ese máximo se encuentran los regímenes ya explicados.

Se prosiguió con la elección de la FDE que se iba a agregar al sistema para tener la posibilidad de cambiar de un régimen de acoplamiento al otro. El valor de la transmitancia de la fibra de 0.5 m era muy pequeño (comparando con la razón de división de los acopladores usados), por lo que se comenzó a trabajar con la fibra de 0.75 m (la transmitancia de ésta abarca más valores). En los primeros experimentos se estudió cómo cambia la profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada con acopladores con diferentes factores de acoplamiento: 70/30 y 80/20. Se obtuvieron los siguientes resultados:



Figura 49. Profundidad de los picos de resonancia como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 80/20 -(a) y 70/30 -(b) y con una FDE de 0.75 m.

Como se puede ver en la figura 49, no se obtuvo un máximo bien definido en ninguno de los dos casos. En particular, en la primera gráfica (figura 49-a) se observó sólo un segmento con crecimiento del contraste de los picos con potencias bastante bajas (< 0.1 mW). Sin embargo no hubo un decaimiento de contraste para potencias altas. Esto produce la impresión de que la potencia del láser disponible no fue suficiente, y sólo se pudo observar cómo la profundidad de los picos se fue incrementando y después mantuvo el nivel máximo cerca de 100%. Se puede suponer que en este caso la transmitancia del acoplador (0.8) fue siempre mayor a la transmitancia del lazo, lo que indica que, siempre se observó el régimen *undercoupling*.

Por otro lado en la Figura 49-b, se observó desde potencias bastante bajas que la profundidad de los picos fue disminuyendo. Se puede decir que en este caso únicamente se presentó el régimen *overcoupling*.

Esta primera prueba experimental permite concluir que la fibra dopada de 0.75 m fue muy corta y que el rango de cambios de transmitancia (ver la figura 47-b) no fue suficiente para mostrar ambos regímenes de acoplamiento.

Por esta razón, como siguiente paso se utilizó una fibra de 2 m (tenía un rango mayor del cambio de la transmitancia) y un acoplador 50/50 en lazo cerrado. La misma dependencia del contraste de picos resonantes de la cavidad se muestra a continuación en la figura 50.



Figura 50. Profundidad de los picos como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 50/50 y con una FDE de 2 m.

Aquí se pudo observar un máximo bastante bien definido de la profundidad de modulación que se localizó, sin embargo, en el rango de potencias muy bajas. Para centrar el máximo hacia potencias mayores se necesitaba una fibra cuya transmitancia estuviera un poco por debajo a la transmitancia de la FDE de dos metros. Esto se podía lograr con una fibra de mayor longitud. Debido a que no se contaba con una fibra más larga que 2 m, y antes de empalmar y utilizar un método destructivo, se realizó una prueba rápida uniendo la fibra de 2 m con la de 0.5 m con conectores APC y un acoplador 50/50. Se midió la dependencia de la profundidad de los picos como función de la potencia de entrada al lazo, ver figura 51.


Figura 51. Profundidad de los picos de resonancia como función de la potencia de entrada para un resonador formado por un acoplador 50/50 con una FDE de 2.5 m.

Tal y como se esperaba, el máximo de la profundidad de los picos resonantes se desplazó hacia potencias de entrada mayores. Debido a que los acopladores temporales causaban pérdidas adicionales, se empalmaron esas dos fibras, obteniendo como resultado una fibra de una longitud final de 2.4 m (ya que se tuvo que cortar un pedazo de fibra para el empalme). Se midió la transmitancia de la nueva muestra de fibra dopada, ver figura 52.



Figura 52. Transmitancia de la fibra dopada con erbio, Er103 de 2.4 m como función de la potencia de entrada a la fibra.

De nuevo se midió cómo cambia la profundidad de los picos como función de la potencia de entrada al lazo (ver figura 53). De esta figura se puede ver que el máximo (el cual corresponde a acoplamiento crítico, o al acoplamiento ideal) se encontró alrededor de ~0.35 mW.



Figura 53. Profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada para un resonador formado con un acoplador 50/50 y FDE de 2.4 m.

Según la gráfica de la transmitancia presentada en la figura 52, si se utiliza un acoplador 50/50 para formar el lazo resonante, el máximo de profundidad de los picos debería de aparecer a una potencia la cual satura la fibra alrededor de ~0.5mW. Sin embargo, es evidente en la figura 53 que dicho máximo se localizó a una potencia de entrada un poco menor. Por esta razón se compararon los resultados obtenidos experimentalmente con las curvas teóricas basadas en el planeamiento presentado del capítulo 3 para el caso coherente (estacionario) y para el caso incoherente; las gráficas se muestran a continuación en la figura 54.



Figura 54. Profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada normalizada. Los puntos representan los datos experimentales y las líneas muestran las curvas teóricas para caso coherente -(a), caso incoherente -(b).

Se puede ver en la figura anterior que los datos experimentales se ajustaron mucho mejor al caso coherente. La forma de la curva ajustó bastante bien, sin embargo, se puede ver una pequeña discrepancia en la localización de los máximos. Se puede observar en la figura 54-a que el máximo experimental se encontró a una potencia de entrada mayor respecto a la potencia de entrada obtenida teóricamente.

Cabe señalar que al momento de conectar la fibra al acoplador se obtuvo pérdidas adicionales debido a los conectores APC con los cuales se unen las dos fibras. Pérdidas adicionales dentro del lazo implican que la transmitancia del lazo disminuya y a su vez que el máximo se desplace a potencias mayores. Con esto se puede explicar la discrepancia entre la localización de los máximos en la figura anterior.

Por otro lado, se puede observar también (figura 53-a), que los picos resonantes no alcanzaron una profundidad del 100% en el acoplamiento crítico (acoplamiento ideal). Esto podría atribuirse, por ejemplo, a un desajuste del controlador de polarización, lo que implicaría que se presentaran ahora dos modos propios de polarización. Esto quiere decir que en vez de tener un pico resonante, ahora se tendría la contribución de un segundo pico, cada uno de éstos correspondería a un modo propio de polarización. Si este fuera el caso, por conservación de energía, ninguno de los dos picos podría llegar a una profundidad de 100%.

Otra explicación podría ser que el láser empezara a funcionar bajo un régimen de coherencia menor. En este caso, aunque se ajustara el controlador de polarización para obtener un solo pico resonante, éste no llegaría a una transmitancia nula. Estas dos razones se apoyan también por la forma un poco asimétrica de los picos resonantes mostrados en la figura 55.

Ahora bien, el lazo resonador se encontraba en el laboratorio al descubierto, es decir no estaba aislado del medio ambiente. Cualquier cambio de temperatura dentro del cuarto hacía que la fibra que formaba el lazo se expandiera una longitud muy pequeña, o un equivalente a variar el índice de refracción de la fibra. Dicho de otro modo, la longitud del camino óptico se modificaba un poco, pero lo suficiente como para cambiar las condiciones de resonancia. El láser también presentaba una ligera variación en la longitud de onda de emisión, pero era un proceso lento comparado con el anterior. Se puede decir que el proceso de barrido el cual es necesario para observar los picos resonantes no fue completamente controlado en estos experimentos.

Se optó por el primer caso, en el que se acercaba la mano al anillo, ya que era más rápido obtener los picos resonantes. Se colocaba en el osciloscopio una línea punteada como referencia para observar el valor máximo y el mínimo obtenido en los picos que aparecían sin deformación. En las gráficas que se muestran a continuación se presentan los mínimos de transmisión para los casos *undercoupling*, *ideal coupling* y *overcoupling* para el lazo formado de un acoplador 50-/50 y la FDE de 2.4 m.



Figura 55. Picos de resonancia observados para un lazo cerrado formado por un acoplador 50/50 y una FDE de 2.4m para diferentes potencias incidentes: *undercoupling* -(a), máxima profundidad de los picos (*ideal coupling*) -(b) y *overcoupling* -(c).

En la figura 55-b se pueden observar los picos resonantes de mayor profundidad (90.8%), los cuales, como se puede suponer, corresponden al caso de *ideal coupling*. En la figura 55-a y 55-c se observan los picos para las potencias menores y mayores con las profundidades de 86.5 y 86.8%, respectivamente. Se puede suponer que estos dos casos son de *undercoupling* y *overcoupling*.

6.4 Propagación de pulsos de luz

Como siguiente paso, se estudió el desfase de la señal modulada periódicamente en intensidad. Para esto se conectó al modulador electroóptico un generador de funciones operando en el modo de una señal senoidal. En los experimentos se usaron tres potencias de luz incidentes

63

al lazo: 0.09, 0.34 y 0.6 mW, que correspondían a los regímenes *undercoupling*, ideal coupling y *overcoupling*, respectivamente. Cabe mencionar, que la introducción del modulador en la configuración experimental redujo significativamente (por lo menos a la mitad) la potencia del láser disponible.

En los experimentos presentados se eligió una frecuencia de modulación de 3 MHz por las razones que se explican a continuación. Basándose en la figura 55-a, la fineza de los picos de resonancia fue de alrededor de 4. Por otro lado, utilizando la ecuación del rango espectral libre de una cavidad (39) se calculó que la diferencia en frecuencia entre dos máximos adyacentes fue de 45 MHz para el lazo cerrado de longitud de 2.4 m. Utilizando de nuevo la definición de fineza (ecuación (36)) y tomando en cuenta el dato anterior, se obtuvo un ancho de los picos de transmisión alrededor de 11 MHz. Para poder observar el efecto deseado (luz lenta/rápida), se requiere que la señal modulada en intensidad sea de una frecuencia menor a la mitad del ancho espectral del pico: ≈ 5.5 MHz.

En la siguiente figura se presentan los trazos obtenidos en el osciloscopio de la señal de salida cuando se acercó al mínimo de transmitancia (en el centro del pico resonante). Como se puede ver en esta figura, y como caso análogo a los resultados presentados en el capítulo 6, la amplitud de la señal senoidal fue disminuyendo conforme se acercaba al mínimo de transmisión. Asimismo, la señal presentó una deformación cerca de la resonancia. La señal con mayor amplitud y menor deformación es la señal detectada fuera del pico resonante.



Figura 56. Señal senoidal observada cuando se acerca al mínimo del pico resonante en el régimen *overcoupling* -(a), *ideal coupling* -(b) y *undercoupling* -(c), en una cavidad formada por una FDE de 2.4 m y un acoplador 50/50.

También se puede ver, según el régimen, que el centro de masa de la señal modulada en intensidad se atrasó o adelantó en el tiempo. Algo interesante que hay que notar, es que en el caso del acoplamiento ideal, la señal al acercarse al mínimo de transmisión sufrió una deformación muy fuerte, y apareció el segundo armónico de la señal. En la siguientes figuras se muestra el desfase fraccional de las señales mostradas anteriormente.



Figura 57. Desfase fraccional como función de la potencia promedio de salida normalizada para potencias de entrada: 0.086 -(a), 0.26 -(b), 034 -(c), 0.43 -(d), y 0.61 mW -(c).

Las primeras gráficas de la figura muestran el comportamiento de la señal bajo el régimen de *undercoupling*, en el cual se obtuvo tanto retraso como adelanto de la señal. Al inicio (lejos de resonancia) la componente periódica tuvo un adelanto respecto a la señal no resonante. Conforme se acercó al mínimo de transmisión (hacia potencias promedio normalizadas menores) el adelanto del pulso incrementó su valor y después se fue reduciendo hasta pasar a ser negativo, es decir, la señal presentó un atraso. Se puede observar en la figura 57-a y b que en el primer

caso, en donde la potencia de entrada fue menor, el efecto fue más marcado. Se observa que los valores de los desfases fraccionales tomaron valores mayores a la señal con una potencia de entrada que se encontraba más cerca a la del acoplamiento ideal.

En la figura 57-c se muestra la señal en el acoplamiento ideal, en donde los picos obtuvieron la máxima profundidad de modulación. En este caso, teóricamente (para la frecuencia de modulación muy baja), se esperaba obtener un adelanto de pulso únicamente. En realidad, en el experimento se utilizó una frecuencia de modulación bastante grande (3MHz), por esta razón se observó una discrepancia con la teoría, cerca del centro de la línea de resonancia.

Por otro lado, en las figuras 57-d-e se observa la señal dentro del régimen *overcoupling*. En este caso se observó sólo adelanto del pulso. Entre más se acercó la señal al mínimo de transmisión, mayor fue el adelanto del pulso (respecto a la señal no resonante).

En la siguiente tabla se presenta la comparación cuantitativa de los desfases obtenidos experimentalmente con los desfases esperados teóricamente. Se utilizó el análisis presentado en la sección 3.1. En ese análisis se toma sólo un valor de la transmitancia, sin embargo, en una configuración en donde el elemento de pérdidas dentro del lazo es un material saturable, la transmitancia de éste cambia con la potencia que circula dentro del lazo. Para simplificar el problema se buscó una transmitancia tal que correspondiera a la profundidad de pico en el régimen correspondiente. Una vez que se tuvo el valor de la transmitancia para cada uno de los casos, se graficó el retraso temporal como función de la frecuencia. Se tomó el valor del desfase máximo o mínimo según el régimen de operación de la cavidad.

Potencia de entrada al lazo [mW]	Retardo teórico [ns]	Retardo experimental [ns]
0.086	-57.7	-43
0.26	-367	-18.5
0.34	18.3	-5.9
0.432	252	11.8
0.6	112	109

Tabla 3. Comparación de los retardos teóricos y experimentales de la señal modulada en intensidad de 3 MHz y diferentes potencias de entrada al lazo.

Como se puede ver en la tabla 3, hay unos valores experimentales que concuerdan bastante bien con la teoría. A la discrepancia entre los demás valores se les atribuye los errores de medición, específicamente cerca del régimen de acoplamiento ideal. La señal modulada en intensidad cruzaba el pico resonante en un tiempo corto. Dado que la adquisición de datos se realizó de manera manual, no siempre se pudo grabar la señal justo en el momento cuando ésta pasaba el mínimo de transmisión.

A continuación se presentan los desfases fraccionales para el mismo lazo resonante, en donde la frecuencia de la señal modulada en intensidad ahora era de 2 MHz y 4 MHz.



Figura 58. Desfase fraccional como función de la potencia promedio normalizada obtenida con una señal senoidal de una frecuencia de 2MHz -(a,b) y 4 MHz -(c,d). Para dos potencias de entrada 0.086 mW - (a,c) y 0.6 mW -(b,d).

De la figura presentada anteriormente se puede ver claramente la región *undercoupling* (a) y (c) y la región *overcoupling* (b) y (d). Comparando el desfase fraccional máximo obtenido cerca del mínimo resonante de las tres frecuencias utilizadas (2, 3 y 4 MHz) se observó que para las frecuencias 3 y 4 MHz, el valor de los desfases fue prácticamente igual. Se obtuvo para la frecuencia de 3 MHz, un desfase máximo de -0.26 y 0.65 para los regiones *undercoupling* y *overcoupling*, respectivamente, y para la frecuencia de 4 MHZ un valor de -0.22 y 0.61 (*undercoupling* y *overcoupling*). Por otro lado, para la frecuencia más baja, de 2 MHz, estos desfases tuvieron un valor considerablemente menor: -0.16 y 0.43.

En la tabla 4 se muestra una comparación de los datos teóricos y experimental es similar a la presentada en la tabla 3.

Tabla 4. Comparación de los retardos teóricos y experimentales de la señal modulada en intensidad de 2 y 4 MHz y diferentes potencias de entrada al lazo.

Frecuencia (MHz)	Potencia de entrada	Retardo teórico [ns]	Retardo experimental [ns]
2	0.086	-57.7	-40.5
2	0.6	112	108.5
4	0.086	-57.7	-27
4	0.6	112	76.9

6.4 Conclusiones parciales

- Se evaluó experimentalmente los parámetros de transmitancia, densidad óptica y potencia de saturación para fibras dopadas con erbio de diferentes longitudes.
- Se armó un sistema experimental para el estudio de un resonador de lazo cerrado con una FDE dentro de éste.
- Se estudió la dependencia de la profundidad de los mínimos de transmisión como función de la potencia de entrada al lazo y se encontró que existe un máximo en la profundidad de

los picos, y que antes y después de este máximo (acoplamiento ideal), se localizan los regímenes de *overcoupling* y *undercoupling*.

- Se encontró una combinación de longitud de FDE y el acoplador (2.4m y 50/50) que permitió observar los tres regímenes de acoplamiento variando la potencia de entrada dentro de los límites disponibles.
- Los datos obtenidos experimentalmente sobre la profundidad de los picos fueron comparados con los obtenidos teóricamente utilizando las ecuaciones presentadas en el capítulo 3. Se encontró que los datos experimentales concuerdan bastante bien para el caso estacionario (coherente).
- Se estudió la propagación de una señal senoidal modulada en intensidad dentro del lazo resonante y se comprobó que variando la potencia de entrada al lazo se puede pasar del régimen *undercoupling* al *overcoupling*. Se mostró por primera vez que ajustando los regímenes *undercoupling* y *overcoupling* por la potencia incidente se puede ya sea retrasar o adelantar la señal periódicamente modulada.
- Se encontró una buena concordancia entre los valores teóricos y experimentales del retraso/adelanto de los pulsos para los regímenes de *overcoupling* y *undercoupling* los cuales se encontraron lejos del acoplamiento ideal.

Conclusiones

- Se armó un sistema experimental para el estudio de un resonador de lazo cerrado de fibra óptica estándar. Se mostró que controlando la polarización de la luz de entrada se pudo ajustar a uno o dos picos resonantes que correspondían a los modos propios de polarización de la cavidad. Variando las pérdidas dentro del lazo mediante el dobles de la fibra, se observaron los regímenes de operación de lazo cerrado: *undercoupling* y *overcoupling*. Se obtuvo como resultado, un adelanto de los pulsos de luz de salida en el régimen *overcoupling* y un retraso en el *undercoupling*.
- Se evaluó experimentalmente los parámetros de transmitancia, densidad óptica y potencia de saturación para fibras dopadas con erbio de diferentes longitudes. Se armó un sistema experimental para el estudio de un resonador de lazo cerrado con una FDE (medio saturable) dentro de éste. Se encontraron las dependencias de la profundidad de los picos resonantes de transmisión como función de la potencia de entrada al lazo. Se mostró la existencia de un máximo en la profundidad de los picos, el cual corresponde a un acoplamiento ideal.
- Se estudió la propagación de una señal senoidal modulada en intensidad dentro del lazo resonante. Se mostró por primera vez experimentalmente que cambiando los regímenes undercoupling y overcoupling por una variación de la potencia incidente, se puede ya sea retrasar o adelantar la señal periódicamente modulada.
- Se estudió teóricamente la saturación de la fibra dopada con erbio dentro del lazo cerrado, para lo cual se consideró el caso coherente (un barrido lento de longitud de onda), así como el incoherente (un barrido rápido). Se encontraron las dependencias de la profundidad de los picos resonantes como función de la potencia de entrada. Se observó (tanto para el caso coherente como para el incoherente) que el máximo de la curva (acoplamiento ideal) se recorre a potencias de entrada mayores conforme aumenta la densidad óptica de la FDE que se encuentra dentro del lazo. Los datos teóricos fueron comparados con los datos obtenidos experimentalmente, obteniendo una buena concordancia en el caso coherente.

Los resultados originales de este trabajo se presentaron en dos conferencias ópticas internacionales: PR'13 (6-8 de septiembre 2013, Winchester, Inglaterra), International workshop on Spatio-Temporal Complexity in Optical Fibers (16-18 de septiembre, Como, Italia). El texto de un artículo está en proceso de preparación.

Referencias bibliográficas

Agrawal, G. P. (1997). Fiber-optic communication systems, Wiley.

Agrawal, G. P. (1995). Nonlinear Fiber Optics, Academic Press.

Becker, P. M., Olsson, A. A., & Simpson, J. R. (1999). *Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology*, Academic Press.

Boyd, R. W., & Gauthier, D. J. (2002). Slow and fast light, Progress in Optics, 43, 497-530 pp.

Desurvire, E. (1994). Erbium doped fiber amplifiers, principle and applications, Wiley.

Choi, J. M., Lee, R. K., & Yariv, A. (2001). Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation, Optics Letters, **26(16)**, 1236-1238 pp.

Digonnet, M. J. (2002). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded*, CRC press.

Fang, Z., Chin, K., Qu, R., & Cai, H. (2012). Fundamentals of Optical Fiber Sensors, Wiley.

Gauthier, D. J., Gaeta, A. L., & Boyd, R. W. (2006). *Slow Light: From Basics to Future Prospect*, Photonics Spectra, **40**(3), 44-51 pp.

Gehring, G. M., Boyd, R. W., Gaeta, A. L., Gauthier, D. J., & Willner, A. E. (2008). *Fiber-based slow-light technologies*, Journal of Lightwave Technology, **26**(**23**), 3752-3762 pp.

Hecht, E. (2002). *Optica*, Pearson Addison Wesley.

Heebner, J. E., Wong, V., Schweinsberg, A., Boyd, R. W., & Jackson, D. J. (2004). *Optical transmission characteristics of fiber ring resonators*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **40(6)**, 726-730 pp.

Hui, R., & O'Sullivan, M. (2009). Fiber optic measurement techniques, Academic Press.

INO (2013). Recuperado de: http://www.ino.ca

Melle, S., Calderon, O. G., Carreño, F., Cabrera, E., Antón, M. A., & Jarabo, S. (2007). *Effect of ion concentration on slow light propagation in highly doped erbium fibers*, Optics Communications, **279**(1), 53-63 pp.

Papoulis, A. (1978). Signal analysis, McGraw-Hill.

Saleh, B. E. and Teich, M. C., (1991). Fundamentals of photonics, Wiley.

Salit, M., Pati, G. S., Salit, K., & Shahriar, M. S. (2007). *Fast-light for astrophysics: supersensitive gyroscopes and gravitational wave detectors*, Journal of Modern Optics, **54(16-17)**, pp 2425-2440.

Siegman A. E., (1986). Lasers, University Science Books.

Stepanov, S., & Hernández Hernández, E. (2008). *Controllable propagation of light pulses in Erdoped fibers with saturable absorption*, Optics letters, **33(19)**, pp. 2242-2244.

Stepanov, S. (2008). *Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres*, Journal of Physics D: Applied Physics, **41(22)**, pp. 224002-224025

Stokes, L. F., Chodorow, M., & Shaw, H. J. (1982). *All-single-mode fiber resonator*, Optics Letters, **7(6)**, 288-290 pp.

Thorlabs, (2013). Recuperado de http://www.artisantg.com/info/PDF__54686F726C6162735F4445543431305F4D616E75616C.p df

Tomita, M., Ueta, T., & Sultana, P. (2011). *Slow optical pulse propagation in an amplifying ring resonator*, JOSA B, **28**(**7**), 1627-1630 pp.