

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



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**LUZ LENTA Y RÁPIDA EN FIBRAS DOPADAS CON ITERBIO
SATURABLES**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

ENRIQUE GÓMEZ PABLO

Ensenada, Baja California, México, Diciembre de 2011

TESIS DEFENDIDA POR

Enrique Gómez Pablo

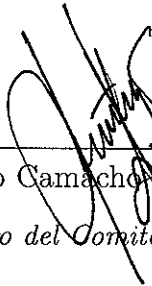
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



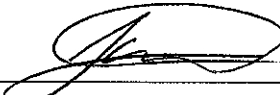
Dr. Serguei Stepanov
Codirector del Comité



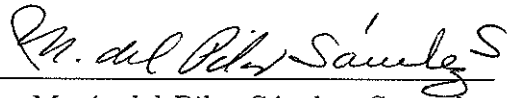
Dr. Marcos Antonio Plata Sánchez
Codirector del Comité



Dr. Santiago Camacho Lopez
Miembro del Comité



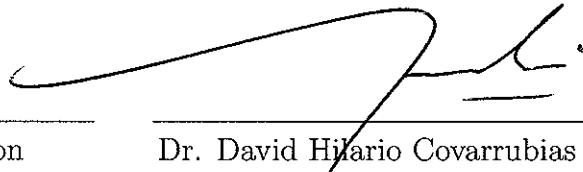
Dr. Serguei Miridonov
Miembro del Comité



Dra. María del Pilar Sánchez Saavedra
Miembro del Comité



Dr. Pedro Negrete Regagnon
*Coordinador del programa de
posgrado en Óptica*



Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

14 de diciembre de 2011

RESUMEN de la tesis de **ENRIQUE GÓMEZ PABLO**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en ÓPTICA OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California, Diciembre de 2011.


LUZ LENTA Y RÁPIDA EN FIBRAS DOPADAS CON ITERBIO SATURABLES

Resumen aprobado por:



Dr. Serguei Stepanov

Codirector de Tesis



Dr. Marcos Antonio Plata Sánchez

Codirector de Tesis

El presente trabajo trata sobre la propagación de pulsos ópticos en fibras dopadas con iterbio (FDY) saturables con el objetivo particular de implementar nuevos métodos de luz lenta y rápida. Los resultados experimentales denotan que el mezclado de dos ondas (MDO) no degenerado por rejillas de fase (asociadas a cambios de índice de refracción) en estas fibras comprende una nueva perspectiva para cambiar la velocidad de grupo. Parte de la investigación consistió en armar y caracterizar los arreglos experimentales de luz lenta y rápida por saturación de absorción óptica, y por rejillas de índice de refracción usando MDO en FDY a una longitud de onda de 1064 nm. Para el primer caso se utilizó una configuración de Sagnac donde se logró obtener un retraso fraccionario en los pulsos de hasta 0.03 con una potencia cercana a la potencia de saturación de la FDY ($\approx 9 \text{ mW}$) a una frecuencia de repetición de pulsos de 300 Hz. En los experimentos de MDO por las rejillas de índice de refracción con una configuración de dos ondas contrapropagándose (prueba-saturación) para una secuencia de pulsos de 150 Hz, se logró un retraso de 0.04 y un adelanto de -0.02 . El último caso también significa que se observó propagación de los pulsos con velocidad de grupo negativa. El cambio de propagación subluminal a superluminal se realizó mediante el desplazamiento en frecuencia de la onda de prueba. La magnitud del retraso fraccionario se modificó con la potencia de la onda de saturación.

Palabras Clave: Luz lenta y rápida, mezclado de dos ondas, propagación de ondas, iterbio, erbio, óptica no lineal, fibras.

ABSTRACT of the thesis presented by **ENRIQUE GÓMEZ PABLO**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of **MASTER IN SCIENCES** in **OPTICS** with orientation in **OPTOELECTRONICS**. Ensenada, Baja California, December 2011.

SLOW AND FAST LIGHT IN YTTERBIUM DOPED FIBER WITH SATURABLE ABSORPTION

In this thesis we investigate propagation of the light pulses in ytterbium doped fibers (YDF) with saturation of optical absorption with the goal to develop new techniques of the slow and fast light. Our experimental results show that no-degenerated two-wave mixing (TWM) via phase gratings (associated with the refractive index change) in these fibers opens a new perspective for effective control of the group velocity. One part of the investigation consists in the development and characterization of the experimental arrangements for slow and fast light via saturation of optical absorption and via TWM at dynamic phase gratings in YDF at wavelength 1064 nm . In the first case the Sagnac configuration was used, where for the input light power close to the saturation power (about 9 mW) the fractional delay up to 0.03 was reached at the pulse repetition frequency 300 Hz . In the TWM experiments with phase gratings recorded by two counter-propagating waves (probe/saturation) the fractional delay 0.04 and fractional advancement -0.02 were obtained for pulse repetition rate 150 Hz . The latter also means that the light pulse propagation with the negative group velocity was observed. The change of the subluminal for superluminal light propagation was ensured by the frequency off-set in the probe wave. The fractional delay or advancement value could be controlled by the saturating power.

Keywords: Slow and fast light, two-wave mixing, wave propagation, ytterbium, erbium, nonlinear optics, fibers.

*A mis padres Víctor Gómez y Esther Pablo, a mis abuelos
Jesús Gómez y Lourdes Barrera, y a mi hermana Leticia
Gómez; y a todos cuantos me brindaron su amistad.*

Agradecimientos

GRACIAS A:

El Dr. Serguei Stepanov, por su generosidad al compartir su conocimiento conmigo y por su guía invaluable en el desarrollo de este trabajo.

El Dr. Marcos A. Plata Sánchez, por el asesoramiento en el laboratorio, por su paciencia y apoyo.

Los investigadores del departamento de óptica, por sus enseñanzas, por contagiarme sus deseos de siempre aprender más y mejorar.

El Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, por facilitar las instalaciones y el equipo esencial para este trabajo.

Al CONACYT, por el apoyo otorgado mediante el proyecto de investigación.

Contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	xi
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Antecedentes	1
I.2 Objetivos y motivación de esta tesis	5
I.3 Organización del trabajo	6
II. CONCEPTOS BÁSICOS	8
II.1 Introducción	8
II.2 Velocidad de la luz	8
II.2.1 Velocidad de fase	9
II.2.2 Velocidad de grupo	10
II.3 Luz lenta y rápida por el modelo de Lorentz	11
II.4 Saturación en un sistema de dos niveles	14
II.5 Luz lenta en fibras dopadas saturables	20
II.6 Luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas	26
II.7 Revisión de experimentos anteriores con fibras dopadas con erbio . .	31
III. EQUIPO, MUESTRAS Y SISTEMAS EXPERIMENTALES	35
III.1 Introducción	35
III.2 Equipo	35
III.2.1 Fotodetectores	36
III.2.2 Osciloscopios	36
III.2.3 Generador de funciones	37
III.2.4 Amplificador Lock-in	38
III.2.5 Modulador electromecánico	39
III.2.6 Modulador de fase electroóptico	39

Contenido (continuación)

	Página
III.2.7 Modulador de amplitud electroóptico	40
III.3 Caracterización del láser y su acoplamiento con la fibra óptica	41
III.4 Caracterización de los elementos de fibra óptica	45
III.4.1 Fibra óptica monomodo	45
III.4.2 Fibra óptica monomodo dopada con iterbio	46
III.4.3 Acopladores y aislador de fibra óptica	50
III.4.4 Conectores y empalmes	51
IV. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN	52
IV.1 Luz lenta por saturación de absorción en FDY	52
IV.1.1 Diagrama experimental	53
IV.1.2 Caracterización del arreglo experimental	54
IV.1.3 Resultados experimentales de mezclado de dos ondas en FDY	55
IV.1.4 Resultados experimentales de luz lenta en FDY	59
IV.2 Luz lenta y rápida por MDO asociado a la rejilla de índice de refracción	63
IV.2.1 Diagrama experimental	63
IV.2.2 Caracterización del arreglo experimental	65
IV.2.3 Resultados experimentales de mezclado de dos ondas estacionario	69
IV.2.4 Resultados experimentales de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en FDY	72
V. RESULTADOS PRINCIPALES Y PROPUESTAS DE TRABAJO A SEGUIR	79
REFERENCIAS	82

Lista de Figuras

Figura	Página	
1	Aplicaciones de los sistemas de luz lenta y rápida a) en telecomunicaciones y b) en interferometría de alta sensibilidad.	5
2	a) Propagación de dos ondas monocromáticas con frecuencias muy cercanas y b) propagación de la envolvente de un pulso óptico. v_f : velocidad de fase y v_g : velocidad de grupo.	9
3	a) Índice de refracción n' , b) absorción óptica n'' , e c) índice de refracción de grupo n_g como función de la frecuencia ω . ω_0 : frecuencia de resonancia.	14
4	Ilustración de los procesos radiativos de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción. $h\nu$: energía del fotón.	16
5	Dependencia de la concentración de iones N'_2 como función a) del tiempo $t' = t/\tau_0$ y b) de la irradiancia $I' = I/I_{sat}$	19
6	a) Absorción óptica α/α_0 e b) inverso del tiempo de relajación τ^{-1} como función de la irradiancia $I' = I/I_{sat}$	20
7	Perfiles de los pulsos de entrada y salida en un medio saturable.	21
8	Variación de la intensidad $I' = I/I_{sat}$ en función de la densidad óptica $z' = \alpha_0 z$	23
9	Propagación de una secuencia de pulsos en un medio saturable. Δz : longitud del medio.	23
10	Retraso fraccionario en función de la frecuencia normalizada $\Omega' = \Omega\tau_0$ para diferentes intensidades $I' = I/I_{sat}$	26
11	Rejilla dinámica por mezclado de dos ondas en fibra dopada. R : haz R, P : haz P, I_{Pt} : haz P transmitido, I_{Pd} : haz P difractado, I_{Rt} : haz R transmitido y I_{Rd} : haz R difractado.	27
12	Absorción (línea punteada) y patrón de interferencia (línea continua) normalizados en función del periodo espacial.	28
13	a) Señal de mezclado de dos ondas, b) rejilla de amplitud (componente cuadrática), c) rejilla de fase (componente lineal) y d) modulación de fase en función del tiempo t . V : voltaje promedio y V_π : voltaje de media onda.	31

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
14	Retraso fraccionario en fibra dopada con erbio para diferentes potencias de la onda de prueba.	32
15	Luz lenta en fibra dopada con erbio para diferentes concentraciones de dopado.	33
16	Retraso fraccionario en fibra dopada con erbio en una configuración de dos haces contra propagándose.	33
17	a) Señal de transmitancia normalizada de la señal de prueba y b) retraso fraccionario en función del desplazamiento en frecuencia.	34
18	Caracterización del modulador de fase electroóptico (MFEO). CP(1): Controlador de polarización, FD: fotodetector, V_{pp} : voltaje pico-pico, V_{pi} : voltaje de media onda, f' : frecuencia de modulación y 50/50 acoplador 50/50.	40
19	Propagación de un haz Gaussiano en el sistema óptico de acoplamiento. $\omega_{0,a}$ y $\omega_{0,b}$: radio de la cintura del haz en el punto a y b, z : distancia de la salida del láser a la lente y f : distancia focal.	42
20	Esquema experimental para el acoplamiento de luz láser a fibra óptica monomodo. z : distancia de la salida del láser a la lente y f : distancia focal.	44
21	Perfiles transversal y longitudinal de una fibra óptica monomodo dopada. L : longitud de la fibra y a : radio del núcleo.	46
22	Espectro de absorción (línea punteada) y emisión (línea continua) del iterbio (Digonnet, 2001).	47
23	Arreglo experimental de fluorescencia transitoria en fibra dopada con iterbio (FDY). FDN : filtro de densidad neutral, 50/50: acoplador 50/50 y $FD(1,2)$: Fotodetector.	48
24	a) Señal de fluorescencia transitoria (línea continua) y perfil de modulación de amplitud de entrada (línea punteada) en el tiempo, e b) inversos de los tiempos de excitación (τ_r) y de relajación (τ_0) como función de la potencia de entrada a la fibra dopada con iterbio.	49

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
25	Arreglo experimental de luz lenta por saturación de absorción en fibra dopada con iterbio (FDY). FDN: filtro de densidad neutral, FD(1,2): fotodetector, 20/80 y 30/70: acopladores 20/80 y 30/70.	53
26	Señales de reflectancia (R) y transmitancia (T) en un interferómetro de Sagnac con diferentes acopladores.	55
27	Modulación de fase en el interferómetro de Sagnac por fibra dopada con iterbio (FDY). <i>I</i> : onda incidente, <i>R</i> : onda reflejada, <i>T</i> : onda transmitida, Ω : modulación de fase, 30/70: acoplador 30/70 y <i>FD</i> : fotodetector.	56
28	a) Señal transmitida (30/70) y reflejada ($5 \cdot (20/80)$) en el interferómetro de Sagnac en el tiempo, b) profundidad de modulación ($\Delta V/V_0$) de la señal transmitida en función de la potencia de entrada.	57
29	Amplitud del primer y segundo armónico de la señal transmitida (30/70) y reflejada (20/80) en función a) del voltaje en la bocina y b) de la potencia de entrada a la fibra dopada.	59
30	a) Señal de mezclado de dos ondas (MDO) de salida para diferentes polarizaciones iniciales de entrada, y b) amplitud del primer (30/70) y segundo ($5 \cdot (20/80)$) armónico de la señal de MDO en función de la rotación de la polarización de entrada.	60
31	Resultados experimentales de luz lenta por saturación de absorción. . .	61
32	Arreglo experimental de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en fibra dopada con iterbio. <i>MFEO</i> : modulador de fase electroóptico, <i>MAEO</i> : modulador de amplitud electroóptico, <i>CP</i> (1,2): controlador de polarización, <i>FD</i> (1,2,3): fotodetector, y 50/50 y 90/10: acoplador 50/50 y 90/10.	64
33	Señal experimental de mezclado de dos ondas (MDO) en fibra dopada con iterbio a 1064 nm.	66
34	a) Forma de onda en la modulación de la fase, b) señal de mezclado de dos ondas (MDO), c) componente par y d) componente impar de la señal de MDO.	67

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
35	Contribuciones par e impar de la señal de mezclado de dos ondas en función a) del voltaje en el modulador de fase electroóptico, y b) de la potencia de la onda de saturación de entrada.	68
36	Señal de mezclado de dos ondas (MDO) estacionaria no degenerada en función del desplazamiento en frecuencia.	70
37	a) Señal experimental de MDO de transmitancia cuando la potencia de la onda de saturación es 6 <i>mW</i> y b) perfiles de las partes real e imaginaria de la susceptibilidad.	74
38	Perfiles del a) índice de refracción, b) índice de refracción de grupo, c) tiempo de retraso y d) retraso fraccionario en función del desplazamiento en frecuencia para una frecuencia de modulación (tasa) de 150 Hz. . . .	75
39	Formas de los pulsos de entrada y salida para a) luz lenta y b) luz rápida por MDO.	76
40	Resultados experimentales de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en fibra dopada con iterbio.	77

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Especificaciones de los detectores DET410 y DET10C de Thorlabs. . .	36
II	Especificaciones de los osciloscopios TDS 3012B, TDS 340 y TDS 210 de Tektronix.	37
III	Especificaciones de los generadores de funciones AFG3021 de Tektronix y DS335 de SRS.	37
IV	Especificaciones del amplificador Lock-in SR850 de SRS.	38
V	Especificaciones de los láseres IRCL-500-1064-S e IRCL-300-1064-S de CrystaLaser.	42
VI	Eficiencia de acoplamiento de luz láser a fibra óptica monomodo 1060-XP.	44
VII	Especificaciones de la FDY LIEKKI Yb-1200-4/125.	50

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

Una de las constantes físicas más importantes en las ciencias aplicadas es la velocidad de la luz $c \approx 300,000 \text{ km/s}$, la primera predicción fue reportada a finales del siglo XVII por el astrónomo O. C. Rømer. Desde entonces se han realizado diversos experimentos para medir con mayor precisión el valor de esta constante. Para finales del siglo pasado los experimentos para controlar la velocidad de propagación de pulsos en medios materiales adquirieron una importancia primordial, tanto por su propia naturaleza como por las posibles aplicaciones que se pudieran desprender. En este contexto, toda investigación sobre la velocidad de la luz desempeña y desempeñará un papel preponderante. En este capítulo se define el concepto de luz lenta y rápida, se expone cual es el objetivo y motivación de este trabajo de tesis, y por último se presenta el contenido general de cada capítulo.

I.1 Antecedentes

Hoy en día la propagación de pulsos en fibras ópticas es muy común debido a las ventajas que ofrece este medio (gran ancho de banda, tamaño reducido, flexibilidad, inmunidad a perturbaciones electromagnéticas, seguridad, baja atenuación y otras). También, las aplicaciones de la fibra óptica son múltiples, es posible su aplicación en multitud de campos, además está en un continuo proceso de expansión. Por ejemplo, en las redes de telecomunicaciones el objetivo es transmitir información en forma de pulsos ópticos, los cuales representan bits de datos (Agrawal, 2002). Cuando se envía un pulso de luz por

una fibra óptica, el pulso (o mejor dicho, la envolvente) viaja a una velocidad llamada velocidad de grupo v_g (Fowles, 1975).

La velocidad de la luz en el vacío c es una constante universal y su valor es el que nos sirve de referencia para compararlo con la velocidad de propagación en medios ópticos, tales como fibras ópticas y cristales. En base a esta constante se puede decir que tan lenta o rápida es la propagación de un pulso en una fibra óptica. Por tanto, se hace referencia al concepto de luz lenta cuando la velocidad de grupo es mucho menor que la velocidad de la luz en el vacío ($v_g \ll c$), y de luz rápida cuando la velocidad de grupo es mayor que la velocidad de la luz en el vacío ($v_g > c$) o cuando la velocidad de grupo es negativa (Chartier, 2005; Arrieta-Yáñez *et al.*, 2010).

Como se explica a través de esta tesis, el fenómeno de luz lenta y rápida está asociado con cambios inusuales en el índice de refracción de grupo. En la última década, un análisis profundo de las opciones disponibles para controlar la velocidad de la luz, ha mostrado diversas técnicas que hacen posible reducir la velocidad de grupo de pulsos ópticos a algunos metros por segundo (Hau, 1999; Dutton *et al.*, 2004), u obtener velocidades de grupo mayores que c (Boyd y Gauthier, 2009). En el argot también se refiere a estos conceptos como propagación subluminal o superluminal, respectivamente. De forma visible estos efectos en los pulsos se muestran en forma de retraso o adelanto.

Los sistemas ópticos pueden ser clasificados de acuerdo al tipo de respuesta del medio: lineal o no lineal. A diferencia de los medios lineales, los sistemas de luz lenta y rápida no lineales tienen la ventaja de permitir un amplio control del adelanto o retraso en los pulsos para una longitud de onda. Algunas de estas técnicas incluyen la transparencia por inducción electromagnética, esparcimiento estimulado de Brillouin, esparcimiento estimulado de Raman, oscilaciones coherentes de población, sistemas de dos y tres niveles, mezclado de dos ondas y otras (Milonni, 2004; Stepanov y Plata-

Sánchez, 2009; Boyd y Gauthier, 2007).

La velocidad de grupo de la luz puede ser extremadamente baja, en un artículo se reportan velocidades de grupo en el orden de 17 m/s (Hau, 1999) y poco tiempo después también se demostró que es posible detener los pulsos ópticos, almacenarlos, y posteriormente regenerarlos (Gehring *et al.*, 2006). Algunos de estos experimentos fueron realizados con arreglos muy sofisticados, existían fuertes distorsiones de los pulsos y el control de la velocidad era complejo (Boyd y Gauthier, 2009). Por ende, los medios versátiles con efectos reducidos de distorsión de pulsos y de fácil integración a los sistemas actuales, son de gran importancia.

La idea de retrasar un pulso es comprensible y aceptada ampliamente, sin embargo, la idea de enviar un pulso a una velocidad de grupo mayor que c es un tema que causa mucha polémica. Es importante aclarar que la velocidad de grupo de una señal no es la velocidad con la que se transmite la información. La propagación superluminal de la envolvente de la señal óptica es consistente con la teoría electromagnética de Maxwell que describe la propagación de pulsos en medios dispersivos y por lo tanto no se están violando los principios de la relatividad especial (Boyd, 2007). El efecto puede ser justificado como una reformación del pulso, en particular en los materiales con saturación de ganancia, es decir, existe una fuerte amplificación del primer frente del pulso y una atenuación del resto. Como resultado, el máximo del pulso puede propagarse más rápido que la velocidad de la luz, pero nunca puede sobrepasar el inicio real del pulso, el cual se propaga con velocidad c . En suma, no se puede enviar información a una velocidad mayor que c (Milonni, 2004; Khurgin y Tucker, 2009).

Algunos de los medios que ofrecen muchas ventajas tecnológicas para observar y aplicar los fenómenos de luz lenta y rápida son las fibras dopadas con tierras raras (Er, Yb, etc.) (Dignonnet, 2001). Estos medios son utilizados extensamente en aplicaciones de

telecomunicaciones e interferométricas, por lo tanto, su venta comercial es amplia y los costos del equipo y material accesibles. Existen diversos artículos de luz lenta y rápida en fibras dopadas con erbio (Schweinsberg *et al.*, 2006; Arrieta-Yáñez *et al.*, 2008), más recientemente se han reportado experimentos por mezclado de dos ondas (Stepanov y Plata-Sánchez, 2009).

El estudio de sistemas ópticos que permitan atrasar o adelantar un pulso de luz es muy importante por la naturaleza misma del fenómeno, sin embargo, existen áreas de la ciencia e ingeniería que se verían beneficiadas con este tipo de sistemas. La aplicación más inmediata de estos sistemas es como medio para retrasar o adelantar los pulsos de luz que se envían por las redes de telecomunicaciones (Thevenaz, 2008; Gutiérrez-Castrejón, 2005), debido a la gran demanda que existe hoy en día por incrementar la velocidad de operación. En general, estos sistemas pueden ser útiles donde se realice procesamiento totalmente óptico de información ya que se evitarían las conversiones ópticas-electrónicas que suelen ser relativamente lentas y limitan el ancho de banda de las redes ópticas. También es posible utilizar estos sistemas para mejorar la respuesta no lineal de algunos materiales ópticos, lo que permitiría arreglos más compactos y potencias de operación menores para lograr efectos no lineales fuertes (Krauss, 2007). Por último, es posible utilizar estos componentes en el área de la interferometría, donde se requieren elementos más sensibles y estables (Vornehmn, 2005).

En la figura 1 se muestran dos aplicaciones de los sistemas de luz lenta y rápida. En el inciso a), éste sirve para adelantar o retrasar los pulsos ópticos que se envían por las fibras ópticas de telecomunicaciones. el objetivo principal es evitar el traslape de dos secuencias de datos. En el inciso b) se observa un interferómetro tipo Mach-Zehnder, en uno de los brazos hay un sistema de luz lenta y rápida. Con esta configuración se incrementa la resolución espectral, lo que resulta en un interferómetro de muy alta

sensibilidad (Boyd y Gauthier, 2009).

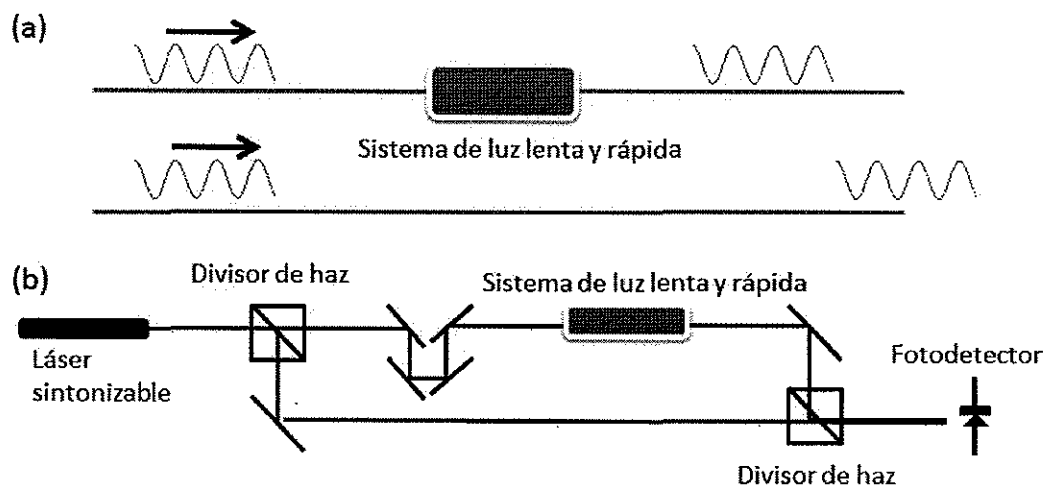


Figura 1. Aplicaciones de los sistemas de luz lenta y rápida a) en telecomunicaciones y b) en interferometría de alta sensibilidad.

I.2 Objetivos y motivación de esta tesis

Se considera que la fibra óptica es una tecnología relativamente nueva. En la actualidad continúa motivando innovaciones, estudios y aplicaciones en diferentes áreas. El comportamiento (teórico-experimental) de la luz en fibras, tanto convencionales como dopadas, es fundamental e importante para la comprensión de fenómenos más complejos.

El objetivo fundamental de la investigación realizada en esta tesis, es el estudio de los fenómenos no lineales relacionados con la propagación de luz lenta y rápida en materiales con saturación óptica, y en particular en fibras ópticas dopadas con iterbio (FDY) con saturación óptica por mezclado de dos ondas (MDO) asociado con rejillas dinámicas de fase.

De forma más específica, los objetivos de esta tesis son:

1. Investigar y caracterizar el MDO estacionario en FDY sin bombeo óptico a 1064 nm .
2. Investigar experimentalmente la propagación de luz lenta y rápida por MDO en FDY por las rejillas de fase y comparar el efecto observado en base a predicciones teóricas.
3. Comparar los efectos de luz lenta y rápida por MDO con el efecto equivalente por saturación de absorción óptica en FDY.

La motivación del presente trabajo es contribuir en el desarrollo e investigación teórica de los fenómenos relacionados con la propagación de luz lenta y rápida en fibras dopadas con tierras raras por mezclado de dos ondas. A pesar de que las frecuencias utilizadas en este trabajo son relativamente bajas, comparadas con las utilizadas actualmente en el procesamiento de señales ópticas, es posible utilizar el mismo principio en materiales con tiempos de respuesta menor (como los amplificadores ópticos de semiconductor (Uskov, 2005; Gutiérrez-Castrejón, 2005) donde se aplican los mismos conceptos que en FDY.

I.3 Organización del trabajo

En el capítulo 1 se explica la importancia de la luz lenta y rápida. Se mencionan los factores que motivan el estudio de este fenómeno así como algunas de sus principales aplicaciones. Se formulan los objetivos y metas de este trabajo y se describe la estructura de la tesis.

En el capítulo 2 se presentan los conceptos básicos sobre luz lenta y rápida en materiales saturables. Se hace énfasis en el estudio de un sistema de dos niveles. Al final del capítulo se hace una revisión de los experimentos comúnmente utilizados para observar el efecto de luz lenta y rápida.

El capítulo 3 se dedica a la descripción de las características principales del equipo, de las muestras y de los arreglos experimentales utilizados.

El capítulo 4 se dedica a la discusión de los principales resultados obtenidos y a realizar una comparación con resultados obtenidos en trabajos anteriores.

Por último, en el capítulo 5 se presentan los principales resultados y conclusiones de este trabajo de tesis, así como la discusión del posible trabajo a futuro relacionado con este tema.

Capítulo II

CONCEPTOS BÁSICOS

II.1 Introducción

El concepto de luz lenta y rápida ya se conocía desde inicios del siglo pasado (Brillouin, 1960). Sin embargo, fue hasta finales del siglo que comenzó el auge por obtener resultados experimentales impresionantes. Actualmente, el fenómeno de luz lenta y rápida se ha demostrado experimentalmente en diversos sistemas ópticos con materiales tales como: gases atómicos, semiconductores, guías de ondas, rejillas de Bragg, fibras ópticas o con alguna combinación de estos (Khurgin y Tucker, 2009). Toda investigación se fundamenta en conceptos básicos, por lo que en este capítulo se exponen los tópicos que explican el fenómeno de luz lenta y rápida en fibras dopadas con tierras raras, tema principal de este trabajo de tesis.

II.2 Velocidad de la luz

Existen diversas propuestas sobre la definición de velocidad de la luz, ver por ejemplo (Brillouin, 1960). Para nuestro caso de estudio, son de especial interés los conceptos de velocidad de fase y velocidad de grupo. La velocidad de fase ν_f se define como la velocidad a la que se mueven los frentes de onda (o planos de fase constante) de una onda monocromática. Si consideramos que un pulso óptico está formado por la superposición de ondas monocromáticas (como lo especifica la teoría de Fourier), entonces la velocidad de la envolvente es la velocidad de grupo (ν_g). Estas dos velocidades se ilustran en la

figura 2. A continuación se exponen los fundamentos matemáticos que justifican y aclaran estos conceptos.

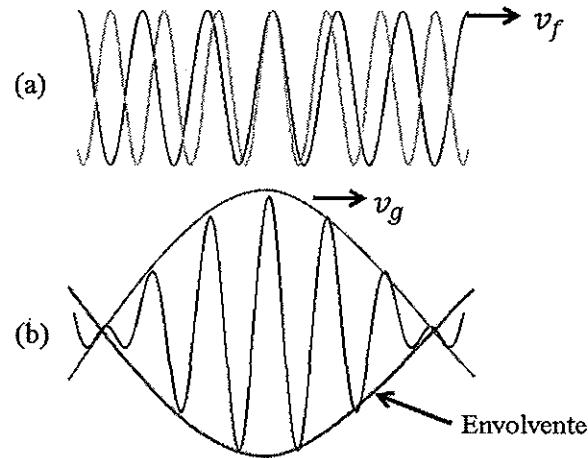


Figura 2. a) Propagación de dos ondas monocromáticas con frecuencias muy cercanas y b) propagación de la envoltura de un pulso óptico. v_f : velocidad de fase y v_g : velocidad de grupo.

II.2.1 Velocidad de fase

Una onda plana monocromática que se propaga en un medio con índice de refracción n puede ser descrito por la ecuación:

$$E(z, t) = A \cos(kz - \omega t), \quad (1)$$

donde $k = n\omega/c$. La velocidad de fase v_f se define como la velocidad a la que se mueven los puntos de fase constante en un medio; en la ecuación (1) la fase es:

$$\phi = kz - \omega t, \quad (2)$$

por lo tanto, si los puntos de fase constante se mueven una distancia Δz en un tiempo Δt :

$$\Delta z k = \omega \Delta t. \quad (3)$$

En suma, la velocidad $v_f = \Delta z / \Delta t$ se determina como:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}. \quad (4)$$

En un medio dispersivo el índice de refracción es función de la frecuencia $n(\omega)$; así, la velocidad de fase es diferente al variar la frecuencia (o longitud de onda) de la luz. Entonces, la velocidad de fase es la velocidad que caracteriza la propagación de una onda monocromática (Fowles, 1975).

II.2.2 Velocidad de grupo

Como mencionamos anteriormente, un pulso óptico se puede entender como la superposición de distintas ondas monocromáticas, en donde en el máximo del pulso todas estas componentes espectrales se suman constructivamente. Si consideramos el caso más sencillo de dos ondas monocromáticas con una variación pequeña de la frecuencia, la forma de onda resultante es:

$$E_1(t) + E_2(t) = A_1 \cos [(k - \delta k)z - (\omega - \delta \omega)t] + A_2 \cos [(k + \delta k)z - (\omega + \delta \omega)t] \quad (5)$$

$$E_1(t) + E_2(t) = 2 \cos(kz - \omega t) \cos(\delta k z - \delta \omega t) \quad (6)$$

$$E_1(t) + E_2(t) = 2 \cos \left[\omega \left(\frac{k}{\omega} z - t \right) \right] \cos \left[\delta \omega \left(\frac{\delta k}{\delta \omega} z - t \right) \right], \quad (7)$$

aparentemente en esta ecuación podemos ver una onda portadora cuya velocidad es igual a la velocidad de fase $v_f = \omega/k$ con una envolvente que se propaga con una velocidad $\delta \omega / \delta k$. Como se observa en la figura 2, la envolvente representa un pulso óptico que se mueve a una velocidad v_g ; en el límite, cuando $\delta \omega \rightarrow 0$ y $\delta k \rightarrow 0$, se obtiene que:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (8)$$

Considerando que $k = n\omega/c$, la velocidad a la que se mueve la envolvente (velocidad de grupo) del pulso es:

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{\delta n}{\delta \omega}}, \quad (9)$$

$$v_g = \frac{c}{n_g}, \quad (10)$$

donde $n_g = n + \omega \frac{\delta n}{\delta \omega}$ es el índice de refracción de grupo y $\delta n/\delta \omega$ es un término de dispersión (Hariharan, 2007).

En un medio donde el índice de refracción es constante en todo el espectro ($\delta n/\delta \omega = 0$) la velocidad de fase y de grupo son iguales, por ejemplo en el vacío.

El concepto de luz lenta y rápida está directamente relacionado con grandes diferencias entre la velocidad de grupo y la velocidad de la luz en el vacío. Conforme con la ecuación (9), n_g puede variar modificando n o modificando $\delta n/\delta \omega$. El índice de refracción n es un parámetro que está muy limitado, pero es posible lograr grandes cambios en v_g usando el término de dispersión. Y es precisamente en este término con el que es posible lograr cambios grandes en la velocidad de grupo de los pulsos (Boyd y Gauthier, 2009).

Los sistemas que logran cambios grandes en v_g se pueden clasificar en lineales y no lineales. Los primeros están directamente relacionados con materiales en los que se utilizan frecuencias ópticas cercanas a las frecuencias de resonancia naturales del material. Los segundos son medios donde es necesario estimular fenómenos no lineales.

II.3 Luz lenta y rápida por el modelo de Lorentz

En esta sección se presenta un modelo clásico que nos permite explicar el fenómeno de luz lenta y rápida en medios materiales. Este análisis muestra que $n(\omega)$ tiene un comportamiento muy particular a frecuencias cercanas a las líneas de resonancia. El

modelo de Lorentz se basa en la respuesta de los electrones que constituyen la materia ante un haz incidiendo en ellos. Los electrones están ligados armónicamente a los núcleos de los átomos de la materia, por lo tanto cuando interaccionan con una onda electromagnética se induce un movimiento forzado en los electrones. El modelo se enfoca en estudiar la respuesta de la materia en función de la polarización eléctrica desde un punto de vista macroscópico. La solución arroja una expresión compleja donde la parte real de la polarización inducida se asocia al índice de refracción mientras la parte imaginaria con la absorción óptica (Born y Wolf, 1986; Fowles, 1975; Rangel-Rojo, 2001).

La ecuación de movimiento para el oscilador forzado y amortiguado es:

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + 2\gamma_0 \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \omega_0^2 \mathbf{r} = \frac{eE}{m}, \quad (11)$$

donde \mathbf{r} [m] es el vector de desplazamiento de la partícula desde su posición de equilibrio, e [C] es la carga del electrón, m [kg] es la masa de la partícula, E [V/m] es la magnitud del campo eléctrico aplicado, y ω_0 [Hz] es la frecuencia de resonancia. Considerando el caso de un campo eléctrico armónico con frecuencia ω , ver ecuación (1), la solución estacionaria a la ecuación de movimiento es:

$$\mathbf{r}(t) = e \frac{\mathbf{E}_0}{m} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (12)$$

La polarización eléctrica es la respuesta de las partículas al campo aplicado. Para este caso, es aceptable considerar que la polarización macroscópica es la suma de los momentos dipolares atómicos, $\mathbf{P} = N e \mathbf{r}$, donde N es la densidad de partículas, por lo tanto:

$$\mathbf{P}(t) = \frac{N e^2 \mathbf{E}_0}{m} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (13)$$

De la teoría electromagnética sabemos que la polarización y la susceptibilidad se relacionan como: $\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$. La susceptibilidad es una característica de la materia

que se utiliza para determinar el índice de refracción y la absorción óptica. Comparando la igualdad anterior con la ecuación (13) se puede concluir que:

$$\chi = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (14)$$

El índice de refracción n' se relaciona directamente con la susceptibilidad como: $n' = \sqrt{1 + \chi}$. Si la ecuación (14) nos da un valor complejo, entonces, $n' = n + in''$ es también un número complejo. Su parte real es el índice de refracción convencional n , mientras la parte imaginaria n'' se relaciona con la absorción óptica. Considerando la relación entre la susceptibilidad y el índice de refracción la ecuación (14) se puede expresar como:

$$n = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \right), y \quad (15)$$

$$n'' = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left(\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \right). \quad (16)$$

Las ecuaciones (15) y (16) expresan como varían el índice de refracción y la absorción con la frecuencia. Esto se muestra gráficamente en los incisos a) y b) de la figura 3 (Boyd y Gauthier, 2007): la parte real representa un perfil dispersivo mientras la parte imaginaria tiene el perfil de una función Lorentziana. En la misma figura, se observa también como la absorción óptica es máxima en la frecuencia de resonancia ω_0 y después decae abruptamente. Por otro lado, el índice de refracción tiene una parte creciente (dispersión normal) para frecuencias bajas, después decrece (dispersión anómala) cerca de ω_0 , y posteriormente es creciente de nuevo (dispersión normal) para frecuencias altas (Born y Wolf, 1986; Fowles, 1975).

El concepto de luz lenta y rápida está asociado con cambios inusuales en la velocidad de grupo. En la ecuación (10) observamos que el índice de refracción de grupo tiene una

dependencia directa con las variaciones del índice de refracción del material, expresado por el término $\delta n/\delta\omega$. Podemos ver que las mayores variaciones del índice de refracción se encuentran cerca de la frecuencia de resonancia del material. Esto significa que el índice de refracción de grupo cambia más abruptamente cerca de ω_0 , en la vecindad de este valor también hay variaciones pero no son tan significativas.

En el inciso c) de la figura 3, donde se muestra n_g , se puede identificar que en las zonas de dispersión normal existe un aumento de n_g lo que significa que existe propagación sublumínica. Mientras, cerca de la frecuencia de resonancia n_g disminuye por lo tanto existe propagación superluminal. Es claro observar que los mayores cambios son cerca de la frecuencia de resonancia pero también podemos ver que justo en esa zona la absorción óptica es muy alta, lo que significa que la mayor parte de la luz es absorbida por el material.

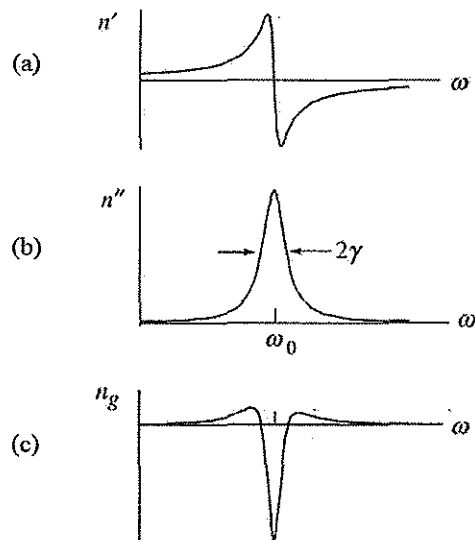


Figura 3. a) Índice de refracción n' , b) absorción óptica n'' , e c) índice de refracción de grupo n_g como función de la frecuencia ω . ω_0 : frecuencia de resonancia.

II.4 Saturación en un sistema de dos niveles

Anteriormente mencionamos que el fenómeno de luz lenta y rápida puede ser observado utilizando materiales lineales o no lineales. La respuesta no lineal de un material depende directamente de la intensidad del haz, el modelo de Lorentz nos sirve para conocer la dependencia espectral del índice de refracción y de la absorción óptica, sin embargo, este modelo es lineal y no explica cómo afecta a nuestro sistema la intensidad del haz de entrada. Un modelo cuántico sencillo de dos niveles nos permite entender los fenómenos no lineales en materiales saturables y es el modelo que nos sirve para justificar el fenómeno de luz lenta y rápida en fibras dopadas saturables.

Max Planck y Albert Einstein mostraron que la luz, además de comportarse como una onda, también se comporta como si estuviera compuesta por partículas o pequeños cuantos de energía. El cuanto de luz o fotón puede definirse como la partícula de luz con energía $E = h\nu$, donde $h = 6.26 \times 10^{34}$ [Js] es la constante de Planck y ν [Hz] es la frecuencia de la onda de luz. En este modelo la energía se cede y se absorbe en cantidades fijas y bien determinadas, es decir, no se puede ceder ni absorber cualquier cantidad de energía, sino solo múltiplos de energía de un fotón (Fowles, 1975).

Por otro lado, los electrones de un átomo solo pueden ocupar ciertos niveles de energía, el estado de menor energía es el estado base. Cuando existe una transición electrónica de un nivel a otro se lleva a cabo el proceso de absorción o de emisión de un fotón, con energía igual a la diferencia de energía entre los niveles involucrados. Mediante el empleo de un sistema de dos niveles de energía es posible explicar los principales procesos radiativos, estas situaciones se ilustran en la figura 4 y se explican a continuación (Bahaa E. A. Saleh, 1991).

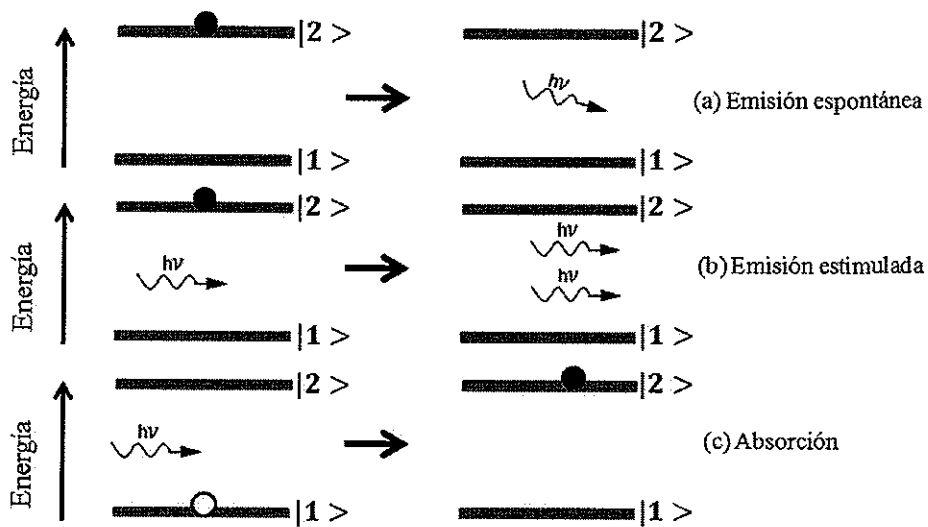


Figura 4. Ilustración de los procesos radiativos de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción. $h\nu$: energía del fotón.

Emisión espontánea

En este proceso un electrón pasa de un nivel con alta energía a un nivel de menor energía emitiendo un fotón de luz en forma totalmente aleatoria (no hay relación en la fase, polarización, frecuencia ni dirección entre los fotones emitidos).

Emisión estimulada

Este proceso ocurre cuando un electrón en un estado de energía alto pasa a uno de menor energía por estimulación de un fotón externo. El nuevo fotón será un clon del fotón que lo estimuló, por lo tanto la dirección de propagación, polarización y fase de la luz se conserva.

Absorción

Se refiere al proceso en el que un fotón cede su energía (y como resultado desaparece) a un electrón que pasa a un estado de mayor energía.

En equilibrio térmico existen más electrones en un nivel energéticamente más bajo que en uno con mayor energía porque esto minimiza la energía total y presenta mayor estabilidad. Cuando un haz se hace incidir en material saturable, como lo son las fibras dopadas con tierras raras, se manifiesta el proceso de absorción, así como el de emisión espontánea y estimulada (Agrawal, 2002).

Es a partir de estos procesos radiativos que se puede plantear un sistema de ecuaciones para conocer parámetros importantes del medio, tales como: potencia de saturación, absorción óptica y tiempo de relajación.

En los niveles energéticos E_1 y E_2 se considera que existe una concentración de iones N_1 [$1/m^3$] y N_2 [$1/m^3$] respectivamente, así las ecuaciones de razón para un sistema de dos niveles son (Verdeyen, 1995):

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{I}{h\nu} \sigma N_1 - \frac{I}{h\nu} \sigma N_2 - \frac{N_2}{\tau_0}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{I}{h\nu} \sigma N_1 + \frac{I}{h\nu} \sigma N_2 + \frac{N_2}{\tau_0}, \quad (18)$$

donde, I [W/m^2] es la irradiancia, σ [m^2] es la sección transversal del átomo para esta transición (la absorción y emisión se consideran iguales) y τ_0 [s] es el tiempo de relajación. El primer término de la derecha de la ecuación (17), es un término positivo que representa un aumento en la población N_2 debido al proceso de absorción, el segundo y tercero son negativos y por lo tanto representan pérdidas, estos pueden ocurrir por los procesos de emisión estimulada y emisión espontánea, respectivamente. Como en nuestra consideración solo existen dos niveles permitidos, si uno experimenta pérdidas de población el otro necesariamente ganancia, es decir, existe una concentración total de los átomos constante $N_0 = N_1 + N_2$.

Por otro lado, la ecuación que describe las variaciones del haz con intensidad I que

se propaga es (Verdeyen, 1995):

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \alpha I = \sigma(N_1 - N_2)I, \quad (19)$$

donde $\alpha [1/m] = \sigma(N_1 - N_2)$ es el coeficiente de absorción óptica.

La solución de estas ecuaciones depende de la modulación en intensidad del haz. A continuación se estudia el caso de estado estacionario, éste corresponde a la propagación de pulsos de larga duración o de una intensidad constante en la fibra.

Para facilitar el manejo matemático se realiza una normalización de los términos considerando que $N'_2 = N_2/N_0$ y $t' = t/\tau_0$, de esta forma la ecuación (17) se expresa como:

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t'} = \frac{I\tau_0}{h\nu}\sigma - N'_2 \left(\frac{I\tau_0}{h\nu}2\sigma + 1 \right). \quad (20)$$

Se define la intensidad de saturación como (Verdeyen, 1995):

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma\tau_0}, \quad (21)$$

y también se normaliza la intensidad como $I' = I/I_{sat}$, ahora la ecuación 20 es:

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t'} + N'_2(1 + I') = \frac{I'}{2}. \quad (22)$$

La solución particular de la ecuación diferencial lineal no homogénea de primer orden (22) con valor inicial N'_2 igual a cero es:

$$N'_2 = \frac{I'}{2(1 + I')} \left[1 - e^{-(1+I')t'} \right]. \quad (23)$$

En la figura 5 se muestra la dependencia de la densidad de iones como función del tiempo τ' y de la irradiancia I' ; en el inciso a) se observa que la densidad de iones, para distintas condiciones iniciales, se relaja hasta un nivel estacionario. Por otro lado en el inciso b) se observa que para irradiancias pequeñas N_2 crece linealmente con la

irradiancia, mientras que para $I' \gg 1$ la densidad de iones tiende a $1/2$, y para una irradiancia igual a la potencia de saturación $N_2 = 1/4$. Este comportamiento refleja que para un sistema de dos niveles no se puede lograr la inversión de población ($N_2 > 1/2$) (Svelto, 1998).

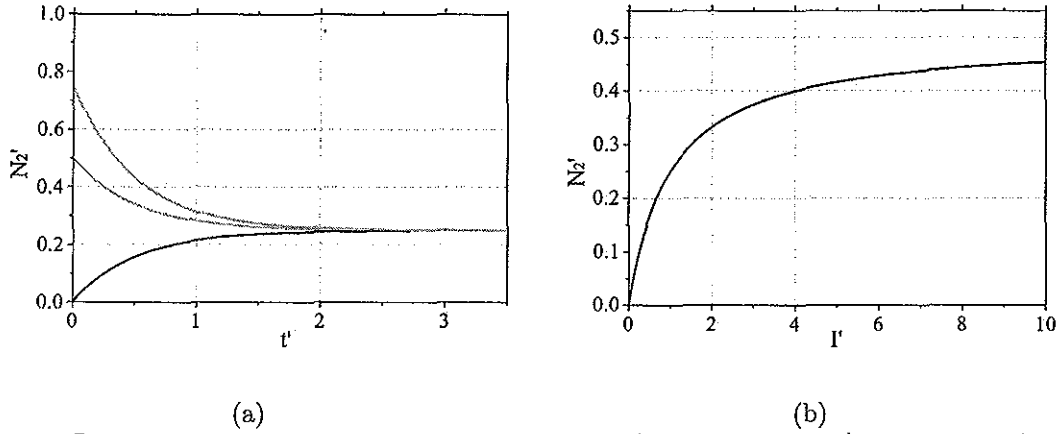


Figura 5. Dependencia de la concentración de iones N'_2 como función a) del tiempo $t' = t/\tau_0$ y b) de la irradiancia $I' = I/I_{sat}$.

En el inciso a) de la figura 6, se observa la dependencia de la absorción óptica normalizada, que analíticamente se puede expresar como:

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2) = \sigma(N_0 - 2N_2) = \sigma N_0(1 - 2N'_2) = \frac{\alpha_0}{1 + I'}, \quad (24)$$

se observa que para intensidades bajas la absorción es más alta, mientras que para intensidades altas la absorción disminuye. Cuando la intensidad es igual a la intensidad de saturación ($I' = 1$) la absorción óptica es la mitad del máximo.

Otro parámetro importante es la razón (inverso del tiempo) al que se logra el estado estacionario. Del término exponencial de la ecuación (23) se puede determinar que: $\tau'^{-1} = (1 + I')$, reexpresando (Verdeyen, 1995):

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right), \quad (25)$$

se observa en el inciso b) de la figura 6 que para intensidades pequeñas el inverso del tiempo es igual al tiempo de relajación τ_0 , sin embargo, para intensidades altas crece linealmente. De esta ecuación es importante notar que para el caso de una intensidad igual a la intensidad de saturación $I' = 1$ el inverso del tiempo τ^{-1} es el doble del inverso del tiempo de relajación espontáneo τ_0^{-1} .

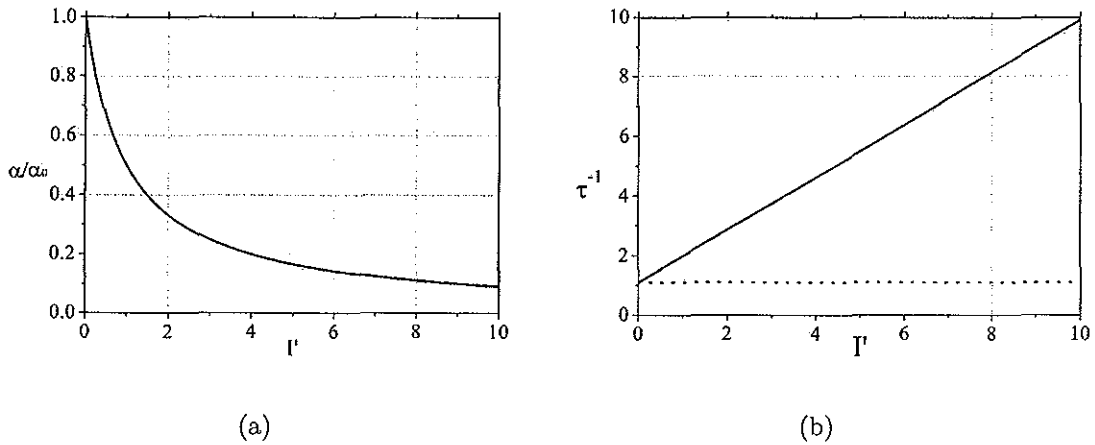


Figura 6. a) Absorción óptica α/α_0 e b) inverso del tiempo de relajación τ^{-1} como función de la irradiancia $I' = I/I_{sat}$.

II.5 Luz lenta en fibras dopadas saturables

Las ecuaciones de razón de un sistema de dos niveles representan una buena aproximación para estudiar los procesos radiativos en FDY ya que el tiempo de vida de los iones de iterbio Yb^{+3} en el estado excitado es muy corto ($\approx 6 \mu s$) comparado con el tiempo de vida en el estado metaestable ($\approx 1 ms$). Por lo tanto representa una buena aproximación considerar que el estado excitado está vacío la mayor parte del tiempo (Stepanov, 2008).

El fenómeno de luz lenta se explica considerando una saturación de absorción periódica en un sistema de dos niveles en la aproximación de un medio saturable delgado,

con baja densidad óptica ($\alpha_0 L \ll 1$) y profundidad de modulación baja ($m \ll 1$) de la onda periódica senoidal de saturación. En la figura 7 se observan los perfiles de entrada y salida de un pulso que se propaga en un material saturable. La primera parte del pulso (frente delantero) de entrada se reduce por la absorción de energía en el material mientras la segunda parte (frente trasero) se propaga en el material ya saturado, y esto da el efecto de un desplazamiento del máximo, que se observa como un retraso.

En otras palabras, lo que sucede es que la fibra tiene un rango de intensidades donde la absorción óptica es lineal, después comienza a comportarse de forma no lineal y la absorción disminuye. Por lo tanto, cuando se propaga un pulso óptico con duración temporal comparable con el tiempo de relajación espontáneo (τ_0) es de esperarse que la primera parte del pulso se absorba más, mientras que el resto se propague con menor atenuación porque la fibra todavía está saturada (Stepanov, 2008). Ahora, se presenta un análisis matemático que explica cómo la saturación homogénea temporal de los niveles energéticos de los iones afecta la propagación de una onda periódica senoidal.

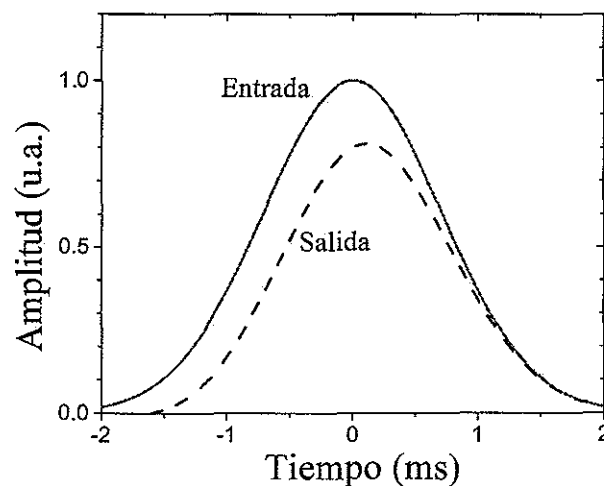


Figura 7. Perfiles de los pulsos de entrada y salida en un medio saturable.

A continuación se plantea una ecuaciones para relacionar las variaciones de la absorción óptica α con la intensidad de modulación I . La ecuación (19) nos describe

cómo es la variación de I en función de la absorción a lo largo de z . Así, la absorción es:

$$\alpha = \sigma (N_1 - N_2) = \sigma (N_0 - 2N_2) = \alpha_0(1 - 2N'_2). \quad (26)$$

Además, la ecuación (23) nos describe cómo cambia la densidad de población en el nivel N'_2 ; si relacionamos estas dos ecuaciones se obtiene la ecuación para la absorción óptica:

$$\frac{\partial \alpha'}{\partial t'} = -(1 + I') \left(\alpha' - \frac{1}{1 + I'} \right). \quad (27)$$

También, expresando la ecuación (19) de forma normalizada $z' = z\alpha_0$ tenemos:

$$\frac{\partial I'}{\partial z'} = \alpha' I'. \quad (28)$$

En general, las ecuaciones (27) y (28) son no lineales y se resuelven mediante métodos numéricos. El caso de iluminación estacionaria (cuando el haz de entrada es constante en amplitud) nos ofrece información sobre el comportamiento de la absorción, la solución general se expresa como (Verdeyen, 1995; Stepanov, 2008):

$$\frac{\partial I'}{\partial z'} = -\frac{1}{1 + I'} I'. \quad (29)$$

En la figura 8 se observa la solución para diferentes intensidades iniciales en función de la densidad óptica z' . En estas curvas se puede observar que la intensidad inicial decae rápidamente con respecto a z' , lo que significa que solo al inicio la fibra podría estar completamente saturada, por eso podemos concluir que para saturar completamente la fibra es necesario tener una intensidad incidente I' aproximadamente igual a la densidad óptica de la fibra.

Las ecuaciones (27) y (28) también establecen las bases para estudiar la propagación de pulsos en medios saturables en el sistema de dos niveles con ensanchamiento homogéneo. El análisis matemático presentado a continuación es considerando la

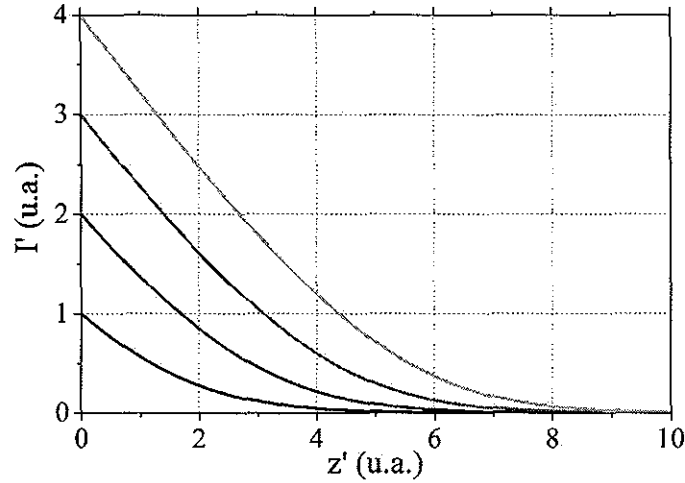


Figura 8. Variación de la intensidad $I' = I/I_{sat}$ en función de la densidad óptica $z' = \alpha_0 z$.

propagación de una onda periódica senoidal en una capa delgada (con densidad óptica $\ll 1$), como se observa en la figura 9.

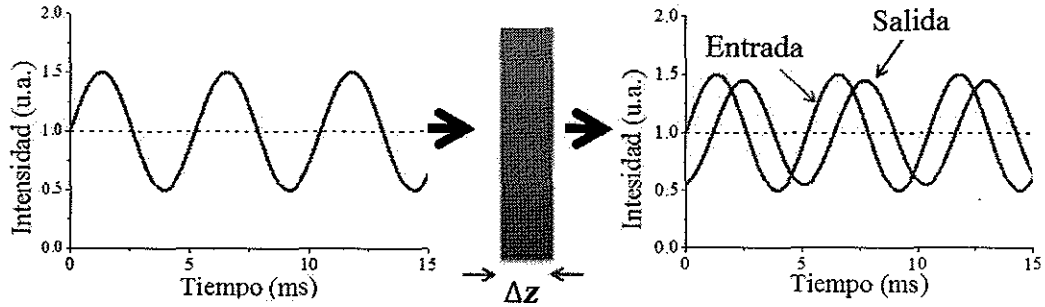


Figura 9. Propagación de una secuencia de pulsos en un medio saturable. Δz : longitud del medio.

La intensidad incidente se expresa como:

$$I'(t') = I'_0 [1 + m \cos(\Omega' t')] = I'_0 \left[1 + \frac{m}{2} e^{i\Omega' t'} + c.c. \right], \quad (30)$$

donde I'_0 es la intensidad normalizada, m es la profundidad de modulación, y Ω' es la frecuencia de modulación normalizada de la frecuencia Ω como $\Omega' = \Omega \tau_0$. Siguiendo la misma lógica la absorción $\alpha'(t')$ es:

$$\alpha'(t') = \alpha'_0 \left[1 + \frac{m'}{2} e^{i\Omega' t'} + c.c. \right]. \quad (31)$$

Al sustituir la expresión (31) en (27), y considerando que la profundidad de modulación es pequeña y que por lo tanto se desprecian los términos cuadráticos entre las profundidades de modulación m y m' , se puede concluir que la absorción promedio (constante) es:

$$\alpha'_0 = \frac{1}{1 + I'_0}, \quad (32)$$

al agrupar los términos con factores $e^{i\Omega't'}$ se puede expresar m' como:

$$m' = -m \frac{I'_0}{(1 + I'_0) + i\Omega'} = -m I'_0 \frac{(1 + I'_0) - i\Omega'}{(1 + I'_0)^2 + \Omega'^2}, \quad (33)$$

el signo negativo de esta expresión representa la inversión de la modulación con respecto a la modulación del haz incidente, se corrobora que cuando se aumenta la intensidad se disminuye la absorción y viceversa; esta expresión es compleja lo que significa que existe un cambio de fase en función de Ω' y I'_0 expresado como:

$$\Delta\Psi = \arctan \left[\frac{-\Omega'}{1 + I'_0} \right]. \quad (34)$$

Vale la pena mencionar que el signo negativo en la ecuación (33) significa un retraso. El retraso para frecuencias bajas $\Omega' \ll 1$ se aproxima a cero, mientras que para $\Omega' \gg 1$ el retraso se aproxima a $\pi/2$. Para una frecuencia igual a $1/(1 + I'_0)$ el retraso de la onda es igual a $\pi/4$. Así, la saturación de la absorción tiene un término de fase que cambia en función de la frecuencia Ω' .

Para conocer cómo es la forma de onda de la señal de intensidad I'_{salida} a la salida del medio, se multiplica la intensidad incidente $I'_{entrada}$ por el coeficiente de transmitancia:

$$T = e^{-\alpha'\Delta z'} \approx 1 - \alpha'\Delta z', \quad (35)$$

considerado desde la aproximación de baja densidad óptica $\alpha'\Delta z' \ll 1$. La intensidad a la salida obtenida despreciando los términos cuadráticos de m y m' es:

$$I_{salida} = I'_0 (1 - \alpha'\Delta z') \left\{ 1 + \frac{m}{2} \left[1 - \alpha'\Delta z' \frac{m'}{m} \right] e^{i\Omega't'} + c.c. \right\}. \quad (36)$$

A partir de la ecuación 36 se obtienen los valores de profundidad de modulación y de fase de la señal periódica:

$$m' = m \left[1 + \Delta z' \frac{I'_0}{(1 + I'_0)^2 + \Omega'^2} \right], \quad (37)$$

$$\Delta\varphi = \Delta z' \frac{I'_0}{(1 + I'_0)} \frac{\Omega'}{(1 + I'_0)^2 + \Omega'^2}. \quad (38)$$

El impacto del desfase en la señal de prueba se expresa con un parámetro llamado desfase fraccionario, éste se define en la literatura como $\Delta\varphi/\pi$ y es el retraso dividido por la longitud de medio periodo, en otras palabras es el retraso dividido entre el FWHM de un pulso de la secuencia. Por lo tanto, el desfase fraccionario se puede entender como un porcentaje del retraso/adelanto de la duración del pulso, y dependiendo del signo se trata de luz lenta o rápida.

En la figura 10 se muestra el desfase fraccionario en función de Ω' para diferentes I' incidentes. Se puede observar que el máximo del desfase se presenta para la frecuencia $\Omega' = 1 + I'$. Expresado en valores reales significa que la duración de medio periodo es $\pi\tau_0/(1 + \frac{I}{I_{sat}})$. La expresión 38 se puede expresar en función de un retraso absoluto simplemente dividiendo por la frecuencia Ω' :

$$\Delta\tau' = \Delta z' \frac{I'_0}{(1 + I'_0)} \frac{1}{(1 + I'_0)^2 + \Omega'^2}, \quad (39)$$

en esta expresión se observa que el retraso absoluto máximo se presenta para las señales con una frecuencia de modulación baja.

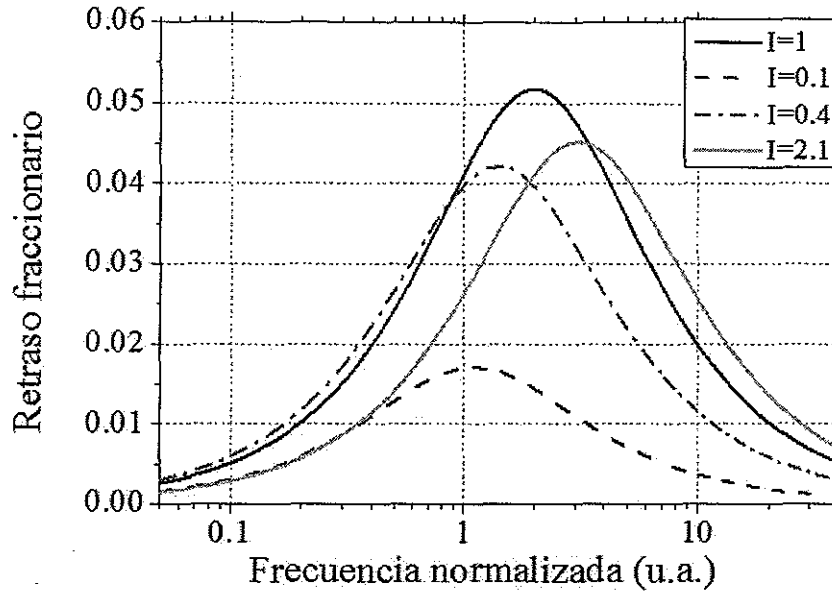


Figura 10. Retraso fraccionario en función de la frecuencia normalizada $\Omega' = \Omega\tau_0$ para diferentes intensidades $I' = I/I_{sat}$.

II.6 Luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas

Los medios saturables, como las fibras dopadas con tierras raras, son medios donde se pueden grabar rejillas dinámicas. En esta sección se presentan las bases que justifican el fenómeno de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas (MDO) con rejillas dinámicas de fase.

El MDO es una consecuencia directa de la formación de rejillas dinámicas en la fibra dopada. La formación de éstas requiere de la contrapropagación de dos haces coherentes como se observa en la figura 11, bajo esta situación se forma un patrón de interferencia (variación de intensidad periódica) a lo largo de la fibra. El patrón modula periódicamente el índice de refracción y la absorción (Stepanov, 2008).

Entonces, una rejilla es una variación periódica del índice de refracción o de la absorción a lo largo de la fibra, estas variaciones están asociadas con la formación de rejillas de fase o de amplitud, respectivamente. Para que una rejilla pueda reflejar

cierta longitud de onda λ el periodo espacial de las rejilla debe ser $2\pi/2nk = \lambda/2n$. Cuando se forma el patrón de interferencia en la fibra dopada esta condición se cumple automáticamente, en otras palabras una parte del haz que forma la rejilla se refleja en la dirección opuesta e interfiere con el haz transmitido (Stepanov, 2008).

Se llama mezclado de dos ondas (MDO) a la situación en la que dos ondas generan una rejilla dinámica y por ésta se difractan los haces iniciales cambiando las fases e intensidades de las ondas de salida. En la figura 11 se ejemplifica el haz transmitido por una flecha continua y el haz difractado por una flecha punteada. Las rejillas son dinámicas porque solo aparecen durante el tiempo en el que se contra propagan los haces en las fibras, y desaparecen con un tiempo $\leq \tau_0$ después de quitar alguna de las ondas de grabado (Stepanov, 2008).

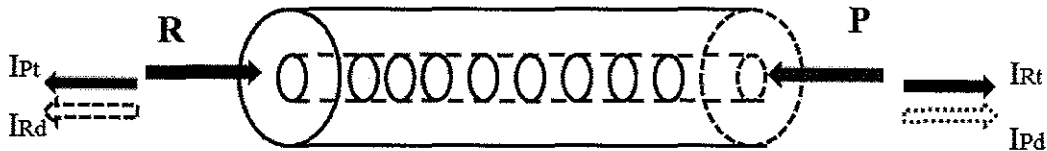


Figura 11. Rejilla dinámica por mezclado de dos ondas en fibra dopada. R : haz R , P : haz P , I_{Pt} : haz P transmitido, I_{Pd} : haz P difractado, I_{Rt} : haz R transmitido y I_{Rd} : haz R difractado.

La intensidad del patrón de interferencia generado por las ondas R y S a lo largo de la coordenada z es:

$$I(z) = I_0 = [1 + m \cos(2nkz)], \quad (40)$$

donde, $m = 2\sqrt{I_S I_R} / (I_S + I_R)$ es la profundidad de modulación del patrón e $I_0 = I_S + I_R$ es la intensidad total. La ecuación normalizada (24) expresa la saturación del material para el caso estacionario. Esta ecuación se puede reescribir en variables normales considerando la intensidad de entrada (40) como:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I_0}{I_{sat}}} [1 + m' \cos(kz)], \quad (41)$$

donde $m' = -m \frac{I_0}{I_{sat} + I_0}$ representa la amplitud relativa de la rejilla. El signo menos nos indica que existe un cambio de fase, es decir, cuando aparece un máximo en el patrón, la absorción disminuye y viceversa, el máximo valor de m' se logra cuando $\frac{I_0}{I_{sat}} = 1$. En la figura (12) se muestra el perfil de intensidad del patrón de interferencia y de la absorción en función del periodo espacial, se observa que los patrones están en antifase.

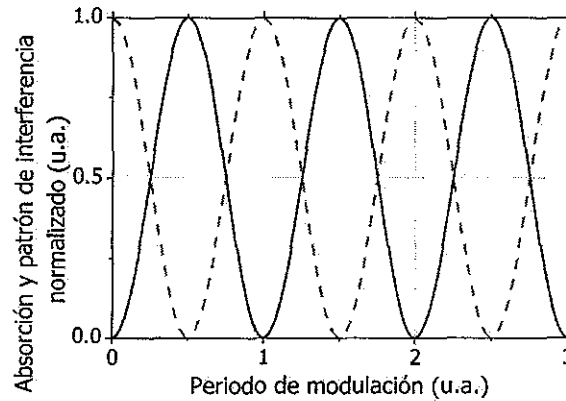


Figura 12. Absorción (línea punteada) y patrón de interferencia (línea continua) normalizados en función del periodo espacial.

Ya que se sabe que a lo largo de la fibra existen variaciones del índice de refracción es importante cuantificar la intensidad del haz que se refleja por estas variaciones. Existe un análisis conocido para estudiar la difracción de Bragg en rejillas permanentes donde las variaciones periódicas son de índice de refracción. La ecuación para la amplitud de reflexión entre dos fronteras con diferentes índices de refracción es (Bahaa E. A. Saleh, 1991):

$$R_{12} = \frac{-\Delta n}{2n}. \quad (42)$$

El mismo razonamiento es válido para la rejilla de amplitud, rejilla asociadas con variaciones en la absorción, la expresión para este caso es (Bahaa E. A. Saleh, 1991):

$$R_{12} = \frac{-i\Delta\alpha\lambda}{8\pi n}, \quad (43)$$

lo que se observa es que entre estas expresiones existe un cambio de fase relativo de $\pi/2$ que se expresa por el término i . Así, las ondas difractadas por los dos tipos de rejillas tienen una diferencia de fase.

Ahora, es necesario plantear un sistema de ecuaciones que nos describa la dinámica de las ondas S y R a lo largo de la fibra, generada por la difracción de las rejillas. Estas ecuaciones son las ecuaciones de ondas acopladas (Stepanov, 2008), éstas se deducen de la ecuación de onda y para el caso de la rejilla de fase son:

$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = \frac{i\delta nk}{2} R(z) - \frac{\alpha}{2} S(z) \quad (44)$$

$$\frac{\partial R(z)}{\partial z} = -\frac{i\delta nk}{2} S(z) + \frac{\alpha}{2} R(z) \quad (45)$$

Para el caso de rejillas de amplitud se sigue el mismo razonamiento, solo se debe considerar la diferencia de fase relativa, ver la ecuación (43), las ecuaciones para las rejillas de amplitud son (Stepanov, 2008):

$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = -\frac{\delta\alpha}{4} R(z) - \frac{\alpha}{2} S(z) \quad (46)$$

$$\frac{\partial R(z)}{\partial z} = \frac{\delta\alpha}{4} S(z) + \frac{\alpha}{2} R(z) \quad (47)$$

De las ecuaciones (44) - (47) es posible obtener el factor de incremento en las ondas difractadas, y por lo tanto de la señal de MDO. Lo que se observa de la rejilla de amplitud es que los incrementos en la señal de MDO son los mismos para las señales difractadas, ver la figura 11, las ondas I_R e I_P tienen el mismo factor de incremento sin importar la razón entre las intensidades R y P . Por lo tanto, si una de las ondas es mayor, digamos $R > P$, la onda I_P experimenta el mayor incremento, en la otra el incremento es menor.

Para el caso de las rejillas de fase los incrementos de las ondas I_R e I_P son imaginarios, no existe una variación directa en las intensidades. Sin embargo, existen

cambios en las fases de las ondas transmitidas. Para el caso de una rejilla de fase, no desplazada, la diferencia de fase es de $\pi/2$.

Cuando se forma la rejilla a lo largo de la fibra el patrón de interferencia permanecerá siempre y cuando la intensidad de los haces de grabado se mantenga constante, esta situación corresponde al caso estacionario de MDO. Si por algún motivo alguno de los haces cambia su fase, la rejilla desaparecerá y se formará de nuevo en otra posición en un tiempo τ_g . Por otro lado, cuando existen cambios temporales (como modulación) en la fase de las ondas de grabado nos referimos al caso transitorio.

La señal de MDO depende directamente de las contribuciones de las rejillas de fase y de amplitud. El fenómeno de luz lenta y rápida en fibras dopadas con tierras raras está directamente relacionado con el tipo de respuesta de MDO. Para conocer la contribución de las rejillas se aplica una modulación de fase periódica rectangular en uno de los haces de grabado, como se observa en el inciso d) de la figura 13. En el inciso a) se puede observar la respuesta de la señal de MDO, esta respuesta se puede descomponer en dos partes: una asociada con la rejilla de fase y la otra con la rejilla de amplitud, ver incisos b) y c).

Los cambios en el índice de refracción $n(\omega)$ definen el fenómeno de luz lenta y rápida, las variaciones de $n(\omega)$ están directamente relacionadas con el tipo de rejilla que domina en la fibra dopada. Por lo tanto, para conocer el tipo de rejilla que domina para una fibra en particular, es necesario estudiar la respuesta de la señal de MDO estacionaria en función de un corrimiento en frecuencia $\Delta\Omega$ aplicado a uno de los haces de grabado.

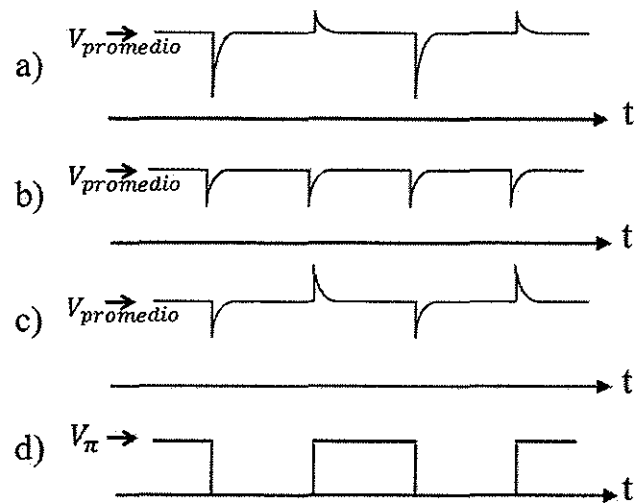


Figura 13. a) Señal de mezclado de dos ondas, b) rejilla de amplitud (componente cuadrática), c) rejilla de fase (componente lineal) y d) modulación de fase en función del tiempo t . V : voltaje promedio y V_{π} : voltaje de media onda.

II.7 Revisión de experimentos anteriores con fibras dopadas con erbio

Las fibras dopadas con erbio (FDE) son fibras muy populares para realizar amplificadores ópticos en el rango espectral alrededor de 1550 nm . Por lo tanto, el equipo para realizar experimentos en estas bandas es muy accesible y el abanico de aplicaciones es amplio (Gutiérrez-Castrejón, 2005). A continuación se describen los principales trabajos experimentales reportados sobre luz lenta y rápida en FDE.

Los primeros reportes sobre una reducción en la velocidad de grupo de pulsos en FDE fueron publicados por Jarabo (Jarabo, 1997). En el 2006 el grupo de R. W. Boyd de la Universidad de Rochester publicaron sus resultados experimentales sobre luz lenta y rápida en FDE. En la figura 14 se presentan algunos de los principales resultados del desfase fraccionario como función de la frecuencia de modulación de una onda modulada senoidalmente; se reporta una longitud de onda de prueba de 1550 nm y longitud de onda de bombeo de 980 nm para pasar de un régimen de absorción a

ganancia (Schweinsberg *et al.*, 2006).

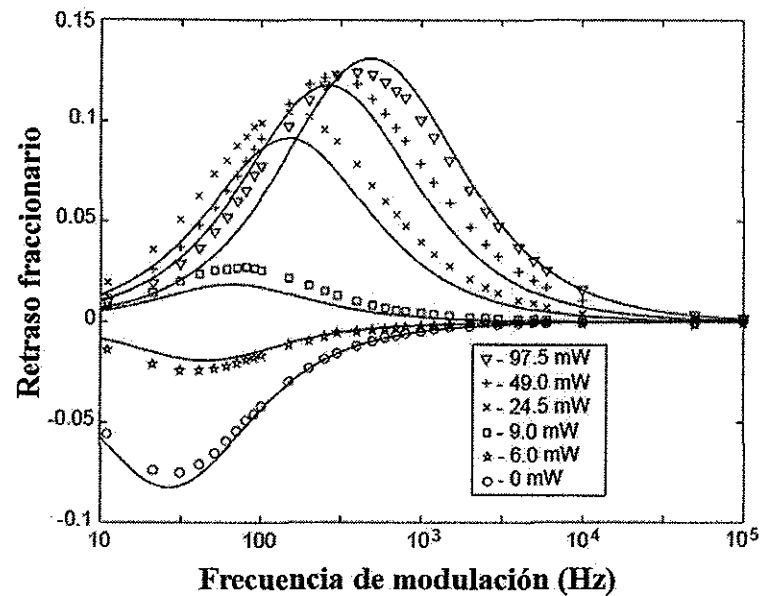


Figura 14. Retraso fraccionario en fibra dopada con erbio para diferentes potencias de la onda de prueba.

Otro grupo de investigación con reconocimiento internacional está conformado por Sonia Melle *et al.*, de la Universidad Complutense de Madrid. Ellos estudian los efectos en la propagación de pulsos Gaussianos en FDE con altas concentraciones de dopantes (de 800 *ppm* a 4350 *ppm*). En este trabajo los autores reportan un incremento hasta por un factor de 5 de la frecuencia de modulación con fibras muy dopadas, así mismo un aumento en el retardo fraccionario de 0.04 a 0.18. También mencionan que en las fibras altamente dopadas es posible utilizar pulsos con potencias menores que con fibras dopadas comunes. Uno de sus resultados más importantes radica en la posibilidad de disminuir la deformación de los pulsos mediante el control de la potencia pico de los pulsos Gaussianos. En la figura 15 se muestra el desfase fraccionario en función de la frecuencia de modulación para cinco diferentes tipos de fibras (Melle *et al.*, 2007)

Stepanov, S. y Hernández-Hernández, E. publicaron en el 2007 un artículo original sobre luz lenta y rápida, exponen que es posible controlar el desfase

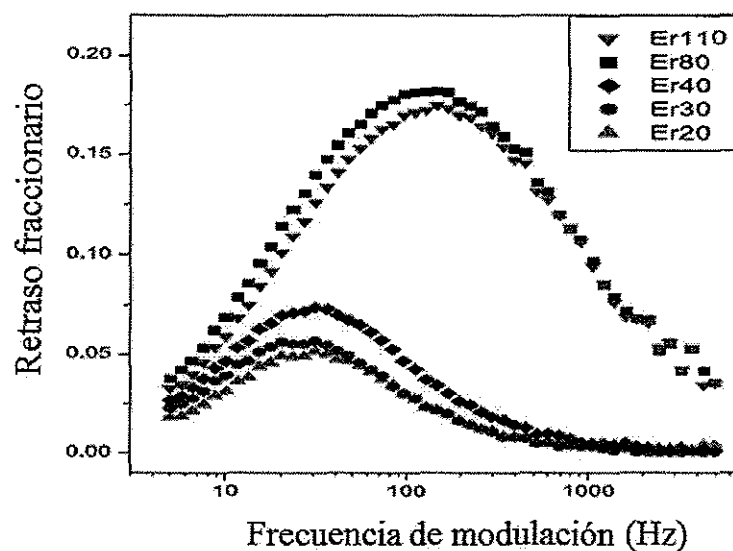


Figura 15. Luz lenta en fibra dopada con erbio para diferentes concentraciones de dopado.

fraccionario mediante la contrapropagación de los haces de prueba y de saturación, el desfase fraccionario se ajusta controlando el desfase relativo entre los haces que se contrapropagan. En la figura 16 se muestra el desfase fraccionario obtenido como función de la diferencia de fase entre los haces que se contrapropagan, las longitudes de onda utilizadas son 1568 nm y 1526 nm (Stepanov y Hernández-Hernández, 2008).

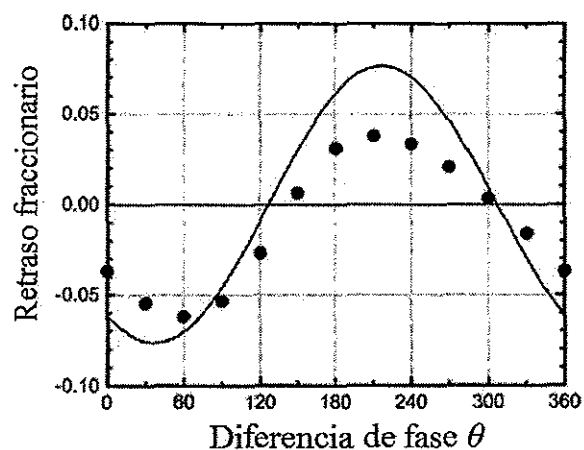


Figura 16. Retraso fraccionario en fibra dopada con erbio en una configuración de dos haces contra propagándose.

Más recientemente, Stepanov y Plata-Sánchez publicaron un artículo sobre luz lenta y rápida en FDE por mezclado de dos ondas. Utilizaron una configuración de dos ondas contrapropagándose (prueba-saturación) por la FDE. Los resultados demuestran que cuando la contribución de la rejilla de fase es mayor que la rejilla de amplitud se obtiene un perfil de transmitancia asimétrico, este comportamiento permite pasar de propagación subluminal a superluminal variando el corrimiento en frecuencia de uno de los haces. En el inciso a) de la figura 17 se muestra el perfil de la señal de transmitancia, en el inciso b) se observan los desfases fraccionarios obtenidos en función del corrimiento en frecuencia para una secuencia de modulación senoidal de la onda de prueba de 15 Hz (Stepanov y Plata-Sánchez, 2009).

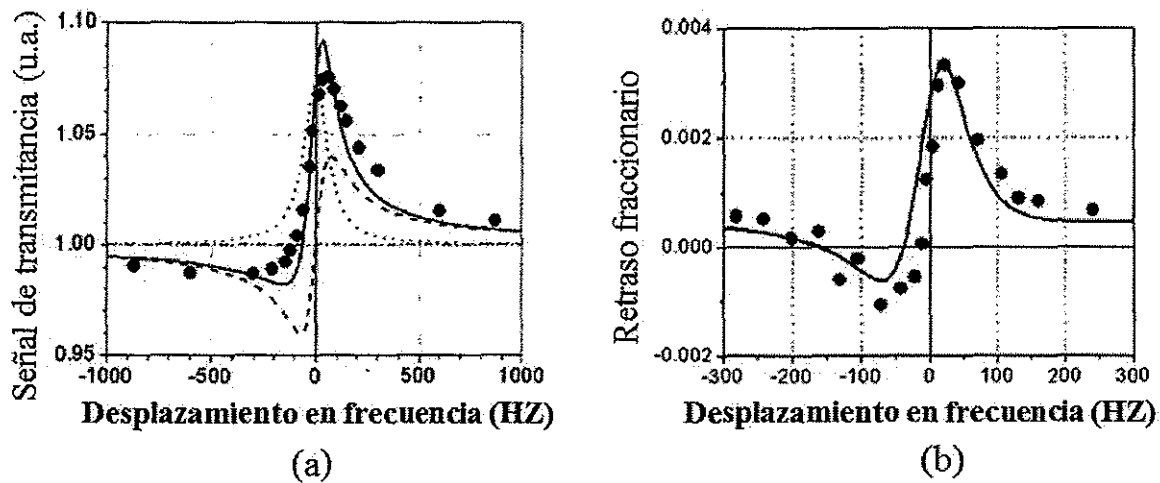


Figura 17. a) Señal de transmitancia normalizada de la señal de prueba y b) retraso fraccionario en función del desplazamiento en frecuencia.

Capítulo III

EQUIPO, MUESTRAS Y SISTEMAS EXPERIMENTALES

III.1 Introducción

Los componentes de un sistema de fibra óptica se dividen en componentes pasivos y activos, los primeros no requieren de una fuente de poder externa para operar. Los componentes pasivos más importantes son: acopladores, atenuadores, aisladores y circuladores. Por otro lado, un láser es un componente activo ya que requiere de una fuente de energía. La combinación adecuada de todos estos elementos es necesaria para investigar los fenómenos de la interacción entre la luz y la materia. Además, en un sistema de fibra óptica se requieren diversos instrumentos electrónicos y optoelectrónicos para la adquisición de datos, entre los más comunes se encuentran: osciloscopios, fotodetectores, amplificadores Lock-in y otros. En este capítulo se mencionan las principales especificaciones del equipo utilizado y se describen las características más importantes de las fibras ópticas.

III.2 Equipo

A continuación se describen las principales características del equipo utilizado para la realización de este trabajo.

III.2.1 Fotodetectores

Para el desarrollo de esta tesis se utilizaron los fotodetectores DET410 y DET10C. En la tabla III.2.1 se muestran sus principales características (TL, 2005, 2008). Vale la pena mencionar, que ambos detectores son del tipo PIN de InGaAs y que tienen alta responsividad para 1064 *nm*.

Tabla I. Especificaciones de los detectores DET410 y DET10C de Thorlabs.

	Thorlabs DET410	Thorlabs DET10C
Detector	InGaAs PIN	InGaAs PIN
Respuesta espectral	700 – 1800 <i>nm</i>	700 – 1800 <i>nm</i>
Tiempo de respuesta	5 <i>ns</i>	7 <i>ns</i>
Corriente de oscuridad	25 <i>nA</i>	25 <i>nA</i>
Responsividad (1064 <i>nm</i>)	0.7 <i>A/W</i>	0.7 <i>A/W</i>
Conector de salida	<i>BNC</i>	<i>BNC</i>

III.2.2 Osciloscopios

Durante la parte experimental de este trabajo se utilizaron diversos osciloscopios digitales, en la tabla II se muestra el modelo y las principales características de estos instrumentos (Tek, 2010a,b, 1999).

Tabla II. Especificaciones de los osciloscopios TDS 3012B, TDS 340 y TDS 210 de Tektronix.

	Tektronix TDS 3012B	Tektronix TDS 340	Tektronix TDS 210
Ancho de banda	100 MHz	100 MHz	60 MHz
Número de canales	2	2	2
Tasa de muestreo	1.25 GS/s	500 MS/s	1 GS/s
Sensibilidad	1 mV/Div	2 mV/Div	2 mV/Div
Interfaces	Floppy de 3.5"	Floppy de 3.5"	Ninguna

III.2.3 Generador de funciones

Un generador de funciones es un instrumento capaz de producir diferentes formas de onda eléctrica (por ejemplo: senoidal, triangular, cuadrada y diente de sierra), cuya amplitud y frecuencia son ajustables. En la tabla III se muestran las principales características de los generadores de funciones utilizados (Tek, 2005; SRS, 1999).

Tabla III. Especificaciones de los generadores de funciones AFG3021 de Tektronix y DS335 de SRS.

	Tektronix AFG3021	Stanford Research Systems DS335
Rango de frecuencias	1 mHz – 25 MHz	1 μ Hz – 3.1 MHz
Resolución	1 μ Hz	1 μ Hz
Amplitud	10 mV _{pp} – 1 V _{pp}	50 mV _{pp} – 10 V _{pp}

III.2.4 Amplificador Lock-in

Para detectar y caracterizar señales periódicas muy pequeñas (hasta el rango de nanovolts en nuestro caso) con alta precisión, se utiliza un amplificador Lock-in, incluso cuando la señal se encuentra en presencia de fuentes de ruido externo de magnitudes mayores a ella misma. Este dispositivo usa una técnica conocida como detección sensible a la fase para separar la componente de la señal a una fase y frecuencia de referencia específica, mientras las señales de ruido incoherentes son rechazadas. Este instrumento de medición nos permitió registrar los retardos o adelantos de las señales, es decir, se registró la variación de fase entre una señal de referencia y una de prueba. En la tabla IV se presentan las principales características del amplificador Lock-in utilizado (SRS, 2007).

Tabla IV. Especificaciones del amplificador Lock-in SR850 de SRS.

	Stanford Research Systems SR850 DSP Lock-In Amplifier
Rango de detección de frecuencias	$1 \text{ mHz} - 102 \text{ kHz}$
Sensibilidad	$2 \text{ nV} - 1 \text{ V}$
Impedancia de entrada	$10 \text{ M}\Omega + 25 \text{ pF}$
Rango dinámico	$> 100 \text{ dB}$
Tiempo de integración	$1 \text{ }\mu\text{s} - 30000 \text{ s}$

III.2.5 Modulador electromecánico

El modulador electromecánico (cortador de luz o *chopper*) es utilizado para modular la intensidad de la luz láser. Este dispositivo consta de un disco ranurado que gira y a través del cual se hace pasar la luz láser obteniendo una modulación de amplitud rectangular. Al variar el voltaje de alimentación del modulador se cambia la frecuencia de giro del disco ranurado, con el *chopper* disponible en el laboratorio (SR540) se pueden obtener tasas desde 4 *Hz* hasta 3.7 *KHz* (Chopper, 2009). Se utilizó el *chopper* para la modulación periódica de intensidad, en los experimentos de luz lenta por saturación de absorción, por la ausencia de un modulador de intensidad electroóptico de 1064 *nm*, que es más adecuado.

III.2.6 Modulador de fase electroóptico

En el laboratorio se cuenta con un modulador de fase electroóptico (MFEO) de Niobato de Litio para 1064 *nm* de la marca EOSPACE. En este dispositivo el control de la polarización de entrada es importante. Para ajustar la polarización de entrada se utilizó un controlador de polarización (CP) de fibra óptica Hi-1060; este componente basa su funcionamiento en el fenómeno de birrefringencia inducida por embobinado y torsión de la fibra (Hecht, 2000).

El parámetro más importante del MFEO es el voltaje de media onda V_{π} . Para determinar éste se utilizó el arreglo de doble paso que se muestra en la figura 18 a). El arreglo incluye un acoplador 50/50, un CP, y el MFEO. La fotodetección se realizó en el puerto S3 del acoplador. Con el generador de funciones se aplica en el MFEO una señal senoidal con voltaje V_{p-p} y frecuencia f' , ver figura 18 b). Sabemos que la respuesta del interferómetro al cambio relativo de las fases entre las ondas que interfieren tiene

una forma como la mostrada en la figura 18 c); por lo tanto, sólo cuando el voltaje de entrada al modulador es igual al doble del voltaje de media onda, la respuesta es como la que se observa en la figura 18 d). Con este método se determinó un voltaje de $\approx 4.5 V_{p-p}$, y la forma de onda detectada con el osciloscopio se muestra en la figura 18 e) que concuerda con la predicción teórica.

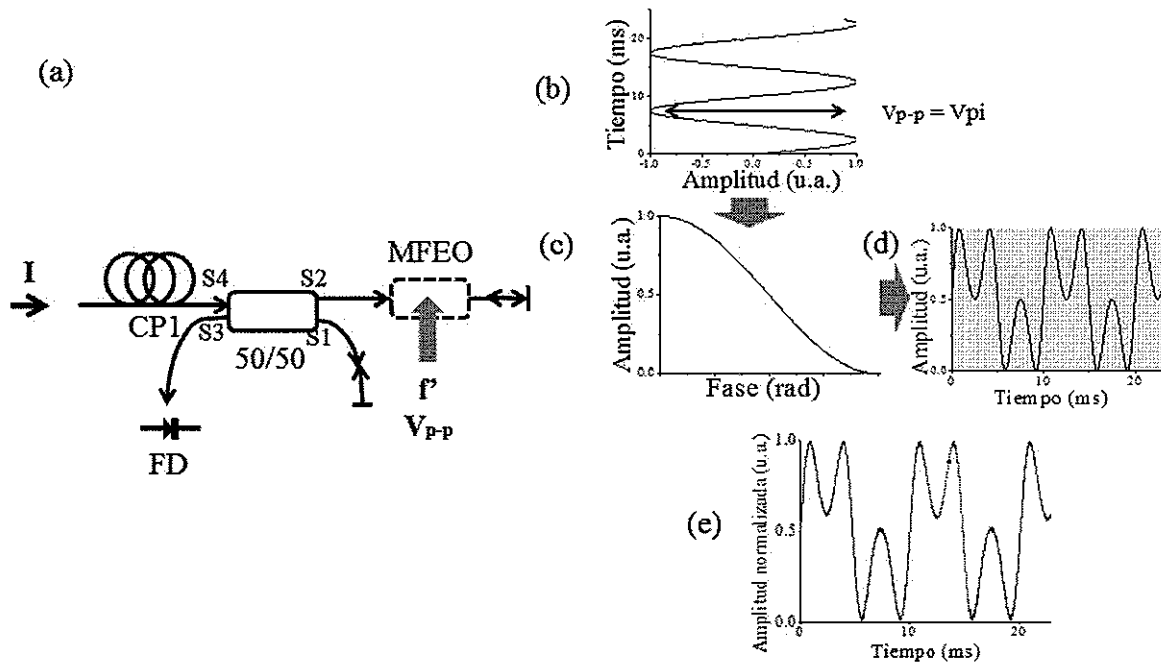


Figura 18. Caracterización del modulador de fase electroóptico (MFEO). CP(1): Controlador de polarización, FD: fotodetector, V_{pp} : voltaje pico-pico, V_{pi} : voltaje de media onda, f' : frecuencia de modulación y 50/50 acoplador 50/50.

III.2.7 Modulador de amplitud electroóptico

De forma análoga al MFEO, el modulador de amplitud electroóptico (MAEO) realiza modulación de la amplitud del haz incidente, pudiéndose obtener modulación de tipo senoidal, rectangular, diente de sierra, etc. Estos moduladores suelen ser más sofisticados (se implementan utilizando un interferómetro tipo Mach-Zehnder (Bahaa E. A. Saleh, 1991)) y por lo tanto más caros. En el momento del trabajo experimental

de esta tesis, en el laboratorio solo se contaba con un MAEO para 1530 nm (MEOA, 2011), no obstante, este fue el dispositivo que se utilizó para realizar la modulación senoidal del haz de 1064 nm durante el desarrollo experimental. El modulador tiene pérdidas por inserción de 5 dB, acepta un voltaje de modulación de 0.1 – 11 V_{p-p}. Una de las desventajas fue que para 1064 nm no se logró un alto índice de modulación del haz incidente ($\approx 30\%$). Este modulador también requiere de control de la polarización de entrada.

III.3 Caracterización del láser y su acoplamiento con la fibra óptica

Láser es el acrónimo de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (Amplificación de luz por emisión estimulada de radiación) y constituye un dispositivo de emisión de luz con características de coherencia, pureza espectral y direccionalidad muy especiales. En pocas palabras, la emisión láser se caracteriza por ser intensa, con poca dispersión espacial y de una longitud de onda fija y estable (Verdeyen, 1995; Svelto, 1998).

Durante el desarrollo de esta tesis se utilizaron láseres CrystaLaser de onda continua de estado sólido de Nd:YAG con emisión en 1064 nm, en la tabla V se muestran sus características más importantes (CL, 2006, 2005). Los resultados, métodos y procedimiento para la verificación de los parámetros tales como: longitud de coherencia, ancho espectral, fluctuaciones y ruido, se detallan en (Nuñez-Quintero, 2009; Miridonov-Pavlov, 2011).

Tabla V. Especificaciones de los láseres IRCL-500-1064-S e IRCL-300-1064-S de CrystaLaser.

	CrystaLaser IRCL-500-1064-S	CrystaLaser IRCL-300-1064-S
Potencia	500 <i>mW</i>	300 <i>mW</i>
Potencia medida	430 <i>mW</i>	250 <i>mW</i>
Modo transversal	TE_{00}	TE_{00}
Diámetro del haz ($1/e^2$)	0.65 <i>mm</i>	0.45 <i>mm</i>
Divergencia del haz	7 <i>mrad</i>	3.6 <i>mrad</i>
Ruido de amplitud (10 <i>Hz</i> – 1 <i>MHz</i>)	0.5%	0.5%
Longitud de coherencia	> 300 <i>m</i>	> 300 <i>m</i>
Ancho de línea espectral	< 10^{-5} <i>m</i>	< 10^{-5} <i>m</i>

Los láseres disponibles en el laboratorio para el momento de desarrollo de este trabajo no cuentan con salida directa a fibra óptica, por lo tanto, fue necesario acoplar el haz a una fibra monomodo estándar. Los experimentos que involucran fibras dopadas con iterbio requieren de potencias cercanas a la potencia de saturación de la fibra (Digonnet, 2001), para nuestro caso cercanas a 9 *mW*, por tal motivo es importante lograr un adecuado acoplamiento de la luz láser a la fibra óptica.

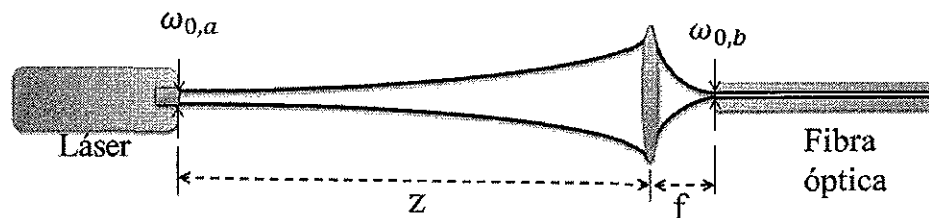


Figura 19. Propagación de un haz Gaussiano en el sistema óptico de acoplamiento. $\omega_{0,a}$ y $\omega_{0,b}$: radio de la cintura del haz en el punto a y b, z : distancia de la salida del láser a la lente y f : distancia focal.

El acoplamiento se puede realizar por medio de una lente en un arreglo como el que se muestra en la figura 19. Si suponemos que contamos con una lente de distancia focal f , la tarea consiste en investigar a que distancia del láser se coloca la lente. Para esto se realizó un análisis en base a la teoría de matrices ABCD y el parámetro complejo q de haces Gaussianos (Verdeyen, 1995; Svelto, 1998).

La matriz ABCD característica de una lente con distancia focal f es:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \quad (48)$$

y el parámetro q de un haz Gaussiano se define como:

$$\frac{1}{q} = -j \frac{\lambda}{\pi \omega_0} + \frac{1}{R}, \quad (49)$$

donde λ es la longitud de onda, R es el radio de curvatura y ω_0 es el radio de la cintura del haz. Mediante estas dos ecuaciones y con las condiciones de frontera adecuadas se obtuvo un sistema de ecuaciones donde la única variable desconocida era z . El método consiste en determinar cómo cambia el parámetro q en función de la trayectoria, es decir, se plantea una ecuación para el haz a la salida del láser, después se observa cómo cambia al recorrer una distancia z (nuestra incógnita), posteriormente se observa la variación del parámetro q al propagarse por una lente y por último en la entrada del núcleo de la fibra óptica (Verdeyen, 1995; Svelto, 1998). La ecuación que se obtuvo fue:

$$z = f + \sqrt{\frac{\omega_{0,a}^2}{\omega_{0,b}^2} f^2 - z_{R,a}^2}, \quad (50)$$

donde f es la distancia focal de la lente, $z_{R,a} = \pi \omega_{0,a}^2 / \lambda$ es la distancia de Rayleigh, λ es la longitud de onda, y $\omega_{0,a}$ y $\omega_{0,b}$ corresponden a la cintura del haz en los puntos a (salida del láser) y b (entrada a la fibra), respectivamente. En la figura 20 se muestra esquemáticamente el arreglo utilizado. Como se observa, la montura para

el acoplamiento se encuentra a una distancia z y la distancia entre la lente y la fibra es f .

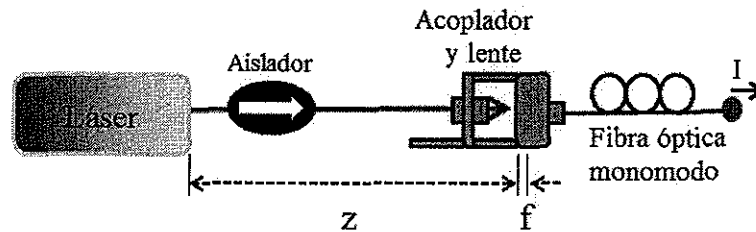


Figura 20. Esquema experimental para el acoplamiento de luz láser a fibra óptica monomodo. z : distancia de la salida del láser a la lente y f : distancia focal.

Por último, las distancias determinadas con la ecuación 50, considerando una fibra óptica monomodo 1060-XP (1060xp, 2006) y dos lentes con distintos números f (TL, 2011b,a) se muestran en la Tabla VI, también se menciona la eficiencia de acoplamiento para cada caso (los fabricantes reportan una eficiencia máxima de acoplamiento de 40%).

Tabla VI. Eficiencia de acoplamiento de luz láser a fibra óptica monomodo 1060-XP.

	CrystaLaser IRCL-500-1064-S	CrystaLaser IRCL-300-1064-S
$\omega_{0,a}$	0.325 mm	0.225 mm
$\omega_{0,b}$	3.1 μm	3.1 μm
λ	1064 nm	1064 nm
f	15.29 mm	11 mm
z	1.62 m	0.81 m
$\eta = \frac{P_{acoplada}}{P_{salidaDeLaser}}$	$\approx 35\%$	$\approx 30\%$

En el esquema experimental hay un aislador después del láser. Este componente es muy importante para evitar que las reflexiones lleguen al láser y lo dañen o generen una retroalimentación, sólo transmiten la luz en una única dirección, es el equivalente electrónico de un diodo rectificador (Agrawal, 2002). Los aisladores ópticos operan por el efecto Faraday, fenómeno relacionado con la rotación del plano de polarización del haz de entrada por la presencia de un campo magnético. El aislador disponible en el laboratorio (EOT, 2010) tiene un factor de transmitancia $\geq 75\%$ y de aislamiento ≥ 30 dB.

III.4 Caracterización de los elementos de fibra óptica

III.4.1 Fibra óptica monomodo

Se puede pensar en una fibra óptica como un hilo de vidrio no más gruesa que un cabello humano (aproximadamente $200 \mu m$ de diámetro externo) donde se puede confinar el haz de un láser para enviarlo por grandes distancias. En la figura 21 se muestra el núcleo (la parte central) de la fibra a través de la cual se guía la luz; la parte exterior se llama revestimiento (Hecht, 2000).

La fibra óptica resulta útil para transportar luz debido al fenómeno de reflexión total interna que ocurre por la diferencia en los índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento. En general, las fibras se clasifican como multimodo y monomodo, en las primeras existen diferentes trayectorias en las que un haz se puede propagar, mientras que en una fibra monomodo solo existe una trayectoria permitida para una longitud de onda. En términos de óptica ondulatoria solo un modo transversal está permitido en

una fibra monomodo (Hecht, 2000).

Las fibras ópticas monomodo utilizadas en nuestras configuraciones fueron de tipo Hi1060. Las principales características de éstas son una apertura numérica de 0.14, un diámetro modal $6.2 \pm 0.5 \mu m$ longitud de onda de corte de 930 nm y una atenuación $\leq 1.5 \text{ dB/km}$ para 1060 nm (1060xp, 2006).

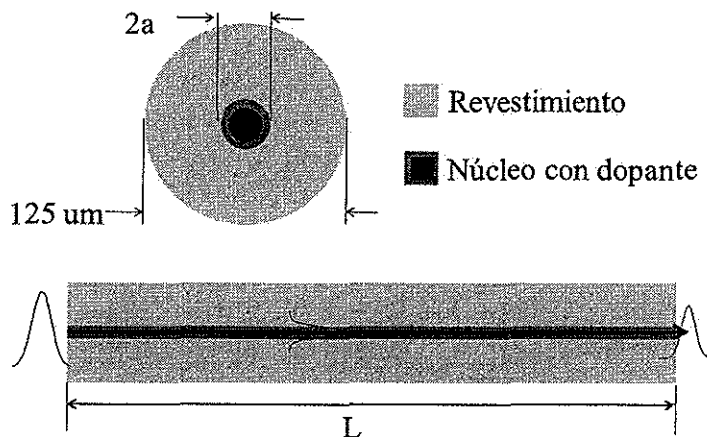


Figura 21. Perfiles transversal y longitudinal de una fibra óptica monomodo dopada. L : longitud de la fibra y a : radio del núcleo.

III.4.2 Fibra óptica monomodo dopada con iterbio

Como en los semiconductores, las propiedades ópticas de las fibras ópticas se pueden cambiar mediante la adición de pequeñas cantidades de impurezas o dopantes en el núcleo de la fibra (Nashelsky, 2003). Si durante el proceso de fabricación de las fibras ópticas, a éstas se les agrega una pequeña cantidad de algún elemento perteneciente al grupo de las tierras raras¹ (erbio, iterbio, tulio, etc.) a estas nuevas fibras se les llama fibras ópticas dopadas con tierras raras. Las fibras dopadas combinan la ganancia/absorción óptica de los iones de tierras raras (es decir, adquieren propiedades

¹La parte *tierra* en el nombre es una antigua denominación para los óxidos, y el término *rara* surgió porque a principios del siglo XX era complicado separarlos de los minerales.

láser) con el gran confinamiento de luz que ofrecen las fibras ópticas monomodo. El erbio (*Er*) y el iterbio (*Yb*) son dos de los principales dopantes utilizados porque el rango espectral de los máximos de absorción y emisión (alrededor de 1550 nm y $1020 - 1080\text{ nm}$, respectivamente) coinciden con el usado en telecomunicaciones e interferometría. Las técnicas para fabricar este tipo de fibras son: método de doble crisol, fibras obtenidas de una preforma, etc. (Nérou, 1991; Digonnet, 2001).

Como se observa en la figura 21, el dopante se localiza principalmente en la parte central del núcleo de la fibra. Esto permite maximizar los efectos de absorción/ganancia en la sección del haz con mayor intensidad. Es decir, existe una mejor interacción de los iones activos con la luz transmitida (Digonnet, 2001; Stepanov, 2008).

La fibra dopada con iterbio utilizada durante la parte experimental fue la Yb-1200 (nC, 2010). El análisis espectral de los iones de Yb^{+3} , ver figura 22, nos da información sobre la banda de absorción o emisión (Digonnet, 2001). Se puede observar que la banda de absorción abarca el rango de $850 - 990\text{ nm}$, mientras que la banda de emisión abarca de $980 - 1200\text{ nm}$.

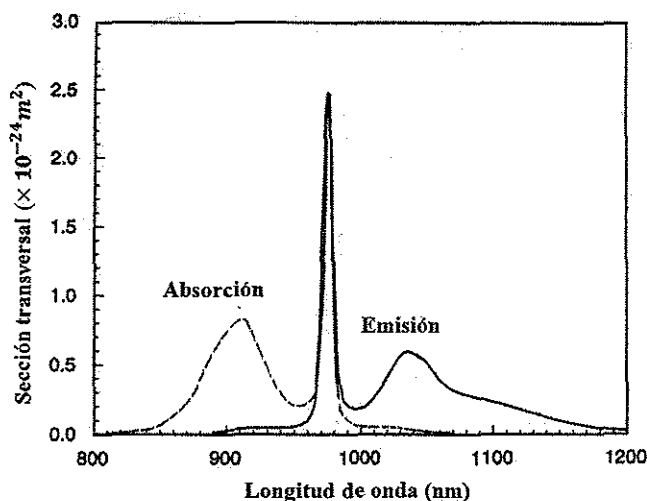


Figura 22. Espectro de absorción (línea punteada) y emisión (línea continua) del iterbio (Digonnet, 2001).

Evaluación de la potencia de saturación y el tiempo de relajación

Dos de los parámetros más importantes de la FDY para nuestro trabajo son el tiempo de relajación espontáneo y la potencia de saturación. El primero es importante porque está directamente relacionado con la frecuencia (tasa) máxima de operación de nuestro sistema de luz lenta y rápida, y el segundo con la potencia donde la formación de las rejillas dinámicas es más eficiente. El método utilizado para determinar experimentalmente estos parámetros es el de fluorescencia transversal transitoria (Nuñez-Quintero, 2009).

El método de fluorescencia transversal transitoria consiste en detectar la señal de fluorescencia cuando el haz incidente en la fibra tiene una modulación periódica rectangular. En la figura 23 se muestra el arreglo experimental utilizado para la obtención de los parámetros mencionados. Se utilizó el filtro de densidad neutral (FDN), el chopper, un acoplador 50/50 y una muestra de la fibra Yb-1200. La señal de fluorescencia se detectó colocando un fotodetector (FD1) muy cerca de la fibra dopada. El fotodetector FD2 sirvió para conocer la potencia de entrada a la FDY.

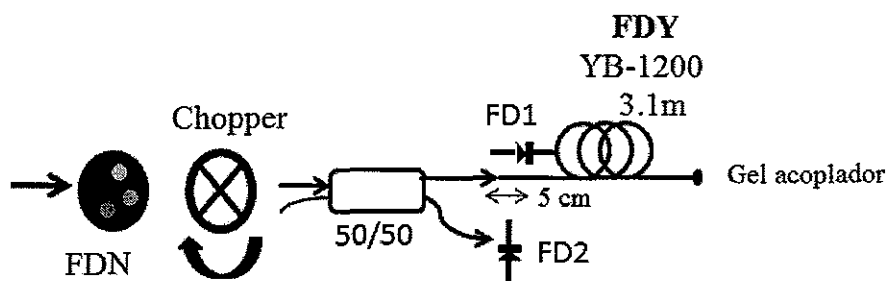


Figura 23. Arreglo experimental de fluorescencia transitoria en fibra dopada con iterbio (FDY). *FDN*: filtro de densidad neutral, 50/50: acoplador 50/50 y *FD(1,2)*: Fotodetector.

La forma de onda obtenida, al aplicar una modulación de 200 *Hz* y un promediado en el osciloscopio de 512 trazos, se observa en la figura 24 a. A partir de esta grafica podemos conocer el tiempo de absorción estimulada τ_r (fibra iluminada) y el tiempo

de la relajación espontánea τ_0 (fibra sin iluminación). Los tiempos son determinados al procesar los datos experimentales con el paquete OriginPro. El programa realiza ajustes exponenciales de la forma: $y = A_1 e^{-x/t_1} + y_0$, donde t_1 es el tiempo de decaimiento exponencial, y A_1 y y_0 son dos constantes.

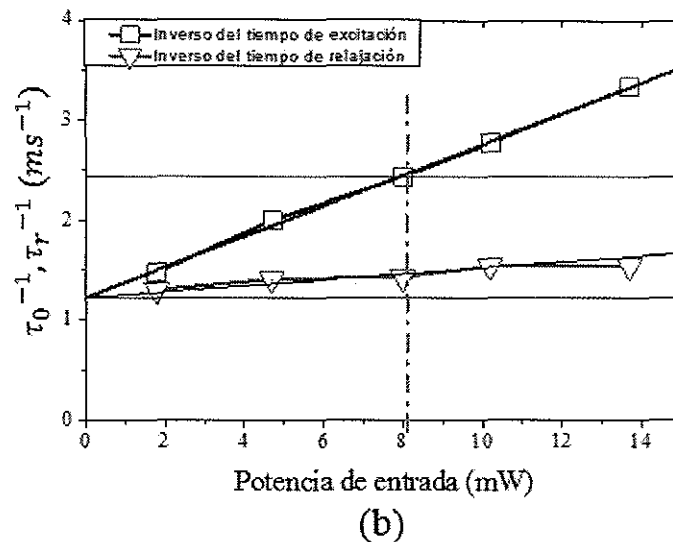
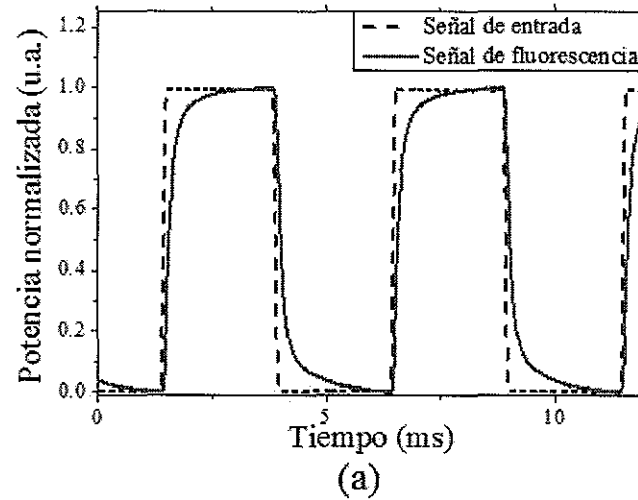


Figura 24. a) Señal de fluorescencia transitoria (línea continua) y perfil de modulación de amplitud de entrada (línea punteada) en el tiempo, e b) inversos de los tiempos de excitación (τ_r) y de relajación (τ_0) como función de la potencia de entrada a la fibra dopada con iterbio.

Con los tiempos de excitación y relajación experimental para diferentes potencias de entrada a la fibra dopada se puede conocer la potencia de saturación de la fibra en

base a la ecuación 25. Es decir, el inverso del tiempo de excitación para la potencia de saturación debe ser el doble del inverso del tiempo de relajación. En la figura 24 b se observan los inversos de los tiempos de excitación y de relajación en función de la potencia de entrada a la FDY. Se observa un comportamiento similar al esperado. En suma, la tabla VII muestra las principales características de las fibras dopadas utilizadas (nC, 2010).

Tabla VII. Especificaciones de la FDY LIEKKI Yb-1200-4/125.

	LIEKKI Yb-1200-4/125
Diámetro modal (para 1060 nm)	$4.4 \pm 0.8 \mu m$
Pico de absorción para 976 nm	1200 dB/m
Apertura numérica	0.2
Longitud (L)	2.3 m y 3.2 m
Potencia de saturación	$\approx 8 - 10 \text{ mW}$ y $\approx 8 - 10 \text{ mW}$
Densidad óptica ($\alpha_0 L$)	≈ 1.6 y ≈ 2
Tiempo de relajación (τ_0)	$\approx 0.78 \text{ ms}$ y $\approx 0.85 \text{ ms}$

III.4.3 Acopladores y aislador de fibra óptica

Otros dispositivos de fibra óptica son los acopladores y aisladores. Un acoplador permite agrupar en una sola fibra óptica una porción de las señales (que viajando a una misma longitud de onda) se propagan en fibras diferentes. También se puede realizar la función inversa, es decir, dividir la señal que viaja en una fibra óptica en dos por un factor de división r . En el laboratorio se utilizaron diversos acopladores con razones de división

10/90, 30/70 y 50/50 de la marca AFW Technologies (AFW, 2010).

Cuando la luz pasa de un medio a otro con un índice de refracción diferente, una parte de la luz se refleja, y esto mismo ocurre cuando un haz se propaga por los diferentes componentes de fibra óptica. La función de un aislador es impedir la propagación del haz reflejado para proteger algunos componentes tales como moduladores y láseres (Gutiérrez-Castrejón, 2005). Nuestro arreglo experimental incluye un aislador para 1064 nm con pérdidas por inserción de 3.4 dB y conectores *FC/UPC* (AFW, 2010).

III.4.4 Conectores y empalmes

En los arreglos experimentales, para la interconexión entre los dispositivos de fibra óptica se utilizaron empalmes y conectores. Los primeros son permanentes y se realizaron con la empalmadora Fusion Splicer FSU de Ericsson. Mientras que los conectores son desmontables y la mayoría de los dispositivos de fibra óptica los traen incluidos. Existen diversos tipos de conectores, para este trabajo se utilizaron conectores de tipo FC. Solo para las fibras que no contaban con conectores propios, y cuando no era necesario un empalme, se utilizaron conectores temporales. Para reducir las pérdidas, se atornillaron los conectores con la fuerza suficiente a los adaptadores y se usó gel acoplador.

Capítulo IV

RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN

Los dispositivos de luz lenta y rápida basados en fibras ópticas, gracias a su versatilidad y facilidad de implementación, han atraído la atención de diferentes grupos en los últimos años (Thevenaz, 2008). En especial las fibras dopadas con iterbio y erbio han demostrado ser elementos que nos permiten un gran control sobre la velocidad de la luz, además en estos medios es posible pasar de propagación subluminal a superluminal utilizando bombeo óptico (Boyd, 2007) o por mezclado de dos ondas (Stepanov y Plata-Sánchez, 2009).

En esta sección se presentan los principales resultados experimentales obtenidos durante el desarrollo del trabajo de tesis. También, se discuten varias evaluaciones numéricas que nos sirven para determinar el rendimiento y limitaciones de nuestra técnica de propagación de luz lenta y rápida.

IV.1 Luz lenta por saturación de absorción en FDY

En la sección II.5 se justifica el proceso no lineal que se usa para lograr luz lenta en medios saturables. La idea básica (para un caso sin bombeo) consiste en utilizar potencias en la onda incidente lo suficientemente grandes para saturar la fibra, de esta forma el primer frente del pulso se atenúa significativamente y la parte posterior experimenta menor atenuación. El efecto final es un retraso del máximo de la onda, como se observa gráficamente en la figura 9. El ancho de banda (tasa) óptimo

es aproximadamente proporcional al inverso del tiempo de relajación del material saturable, mientras sea menor el tiempo de relajación mayor será el ancho de banda.

IV.1.1 Diagrama experimental

En la figura 25 se muestra el arreglo experimental de configuración de Sagnac utilizado para el estudio de luz lenta por saturación de absorción en FDY sin bombeo óptico. Se usó el láser CrystaLaser de 1064 nm , la fibra dopada Yb-1200 de 2.3 m (ver tabla VII), dos acopladores direccionales (20/80 y 30/70), un filtro de densidad neutral (FDN) y un cortador de luz (chopper). En el capítulo III se presentan las especificaciones de los dispositivos. El FDN se usó para variar la potencia de entrada a la fibra. El acoplador 20/80 divide el haz incidente, la terminal del 20% se conectó directamente a un fotodetector FD1; la otra terminal a un acoplador 30/70. Los puertos $S1$ y $S2$ del acoplador 30/70 se empalmaron a la fibra dopada para formar el lazo cerrado.

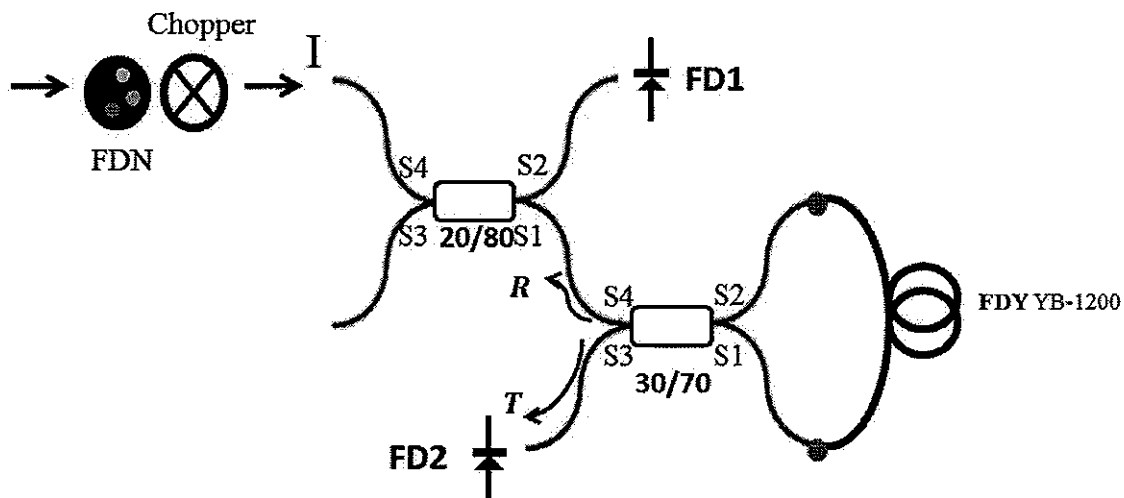


Figura 25. Arreglo experimental de luz lenta por saturación de absorción en fibra dopada con iterbio (FDY). FDN: filtro de densidad neutral, FD(1,2): fotodetector, 20/80 y 30/70: acopladores 20/80 y 30/70.

IV.1.2 Caracterización del arreglo experimental

Para entender cómo cambian las ondas a la salida de un interferómetro de Sagnac se realizó un análisis matemático básico y una comprobación experimental. Se sabe que la luz de entrada a un interferómetro de Sagnac se divide en dos componentes (con una diferencia de fase relativa de $\pi/2$), las cuales se propagan a través del mismo lazo cerrado (en forma de anillo) en direcciones contrarias. Durante la propagación, las dos ondas sufren el mismo desplazamiento de fase por cambios en el medio (temperatura, vibraciones, presión, etc.). De acuerdo con la nomenclatura de la figura 25, al regresar al acoplador las ondas interfieren y generan las ondas de transmisión (T) y reflexión (R) que se propagan por los puertos $S3$ y $S4$, respectivamente. De forma general, la intensidad de los haces T y R depende del factor de reflectancia r del acoplador de la siguiente manera (Hariharan, 2007):

$$R = (1 - 2r)^2, \quad (51)$$

$$T = 4r(1 - r). \quad (52)$$

Como parte de la caracterización del interferómetro se investigó esta configuración con acopladores de distintos factores r para determinar si el comportamiento concordaba con las predicciones teóricas. Este experimento se realizó solo con las fibras de los acopladores (no existía ninguna fibra dopada en el lazo). Se colocó un fotodetector en el puerto $S3$ del acoplador 30/70 para monitorear la onda T .

En la figura 26 se presentan las curvas teóricas según las ecuaciones 51 y 52, y en forma de puntos los resultados experimentales obtenidos para cuatro acopladores diferentes ($r=0.1, 0.2, 0.3$ y 0.5) de la marca AFW. En general, los resultados se ajustan bien con la curva teórica. Se observa un comportamiento típico de intercambio de energía, es decir las ondas R y T son complementarias. Las discrepancias son

probablemente por reflexiones parásitas y por la birrefringencia aleatoria de la fibra en el lazo cerrado.

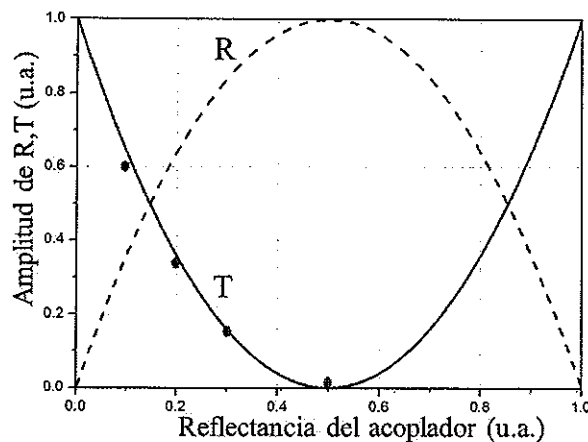


Figura 26. Señales de reflectancia (R) y transmitancia (T) en un interferómetro de Sagnac con diferentes acopladores.

IV.1.3 Resultados experimentales de mezclado de dos ondas en FDY

La caracterización de la configuración interferométrica de Sagnac con FDY se inició con los experimentos de mezclado de dos ondas (MDO) por una rejilla dinámica formada con dos ondas propagándose a través del lazo cerrado. El arreglo usado fue el de la figura 25, se usó el acoplador 30/70 porque ya estaba empalmado con la fibra Yb-1200 de 2.3 m. Al armar otro arreglo se tendría que cortar la FDY, esto reduciría la longitud final de la fibra, además para el momento del desarrollo experimental solo se contaba con esta fibra.

Para los experimentos se usó una onda continua de 1064 nm, la potencia se varió con el FDN. La primera parte de los experimentos consistió en observar la señal de MDO de salida al modular la fase de una de las ondas que se contrapropagan.

Cuando las ondas de entrada que viajan por el interferómetro regresan al acoplador

ocurre el proceso de interferencia. Debido a la diferencia de fases entre las ondas (resultado de una modulación), en el acoplador se cambia la intensidad de las ondas de salida por el fenómeno de superposición. En otras palabras, al aplicar una modulación en la fase a una de las ondas que se contrapropagan en el interferómetro de Sagnac, el resultado es una modulación en la amplitud de la onda de salida. Como se trata de un interferómetro en una configuración de lazo cerrado lo ideal es no romper el lazo, así una forma de modular la fase es utilizando una bocina como modulador acustoóptico.

Cuando una onda se propaga por una fibra que es sometida a vibraciones mecánicas se modula la fase por los cambios en el índice de refracción causados por las variaciones de presión en el medio (Hariharan, 2007).

La modulación acustoóptica se realizó colocando una parte de la fibra en contacto con una bocina, ver la figura 27 a). Se usó una bocina marca Steren de 3 pulgadas y 8 Ω . Además, ver inciso b), se utilizó un objeto (un peso) para ejercer presión, mejorar el acoplamiento acústico y mantener todo fijo, la fibra se colocó entre una goma espuma para protegerla.

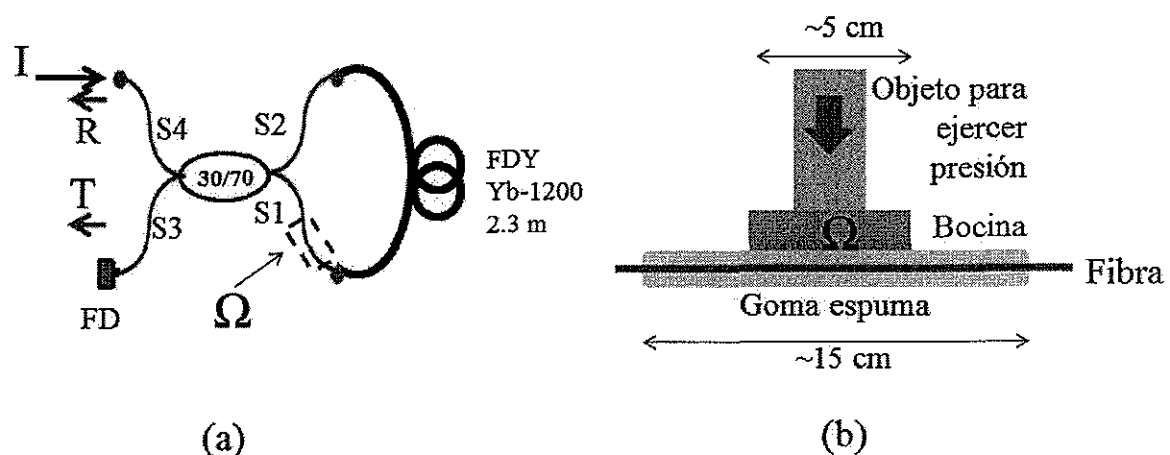


Figura 27. Modulación de fase en el interferómetro de Sagnac por fibra dopada con iterbio (FDY). I : onda incidente, R : onda reflejada, T : onda transmitida, Ω : modulación de fase, 30/70: acoplador 30/70 y FD : fotodetector.

Durante los experimentos en la bocina se aplicó una función sinusoidal con un voltaje V_{p-p} [V] y una frecuencia f [Hz]. El mecanismo de modulación sólo permitió variaciones de la fase en forma senoidal para algunas frecuencias de resonancia. El sistema de modulación no era estable por lo tanto ligeras variaciones en el arreglo provocaban cambios bruscos en la onda de salida.

En el inciso a) de la figura 28 se muestran las ondas de salida cuando se aplica en la bocina un voltaje de $2.2 V_{pp}$ y una frecuencia de $2 kHz$. En línea punteada se presenta la onda de salida del puerto $S3$ del acoplador 30/70 mientras que en línea continua se presenta la salida $S3$ del acoplador 20/80 multiplicada por cinco. Se multiplica por 5 porque esta salida es escalada por el acoplador 20/80. Para este caso la profundidad de modulación $\Delta V/V_0$ máxima lograda fue de ≈ 0.45 . Como se espera, las dos formas de onda son complementarias, se puede decir entonces que existe un intercambio de energía entre los puertos de salida. También, se puede observar que la forma de onda no es completamente senoidal, existen armónicos de orden superior; por ejemplo, ondas con el doble de frecuencia o segundo armónico.

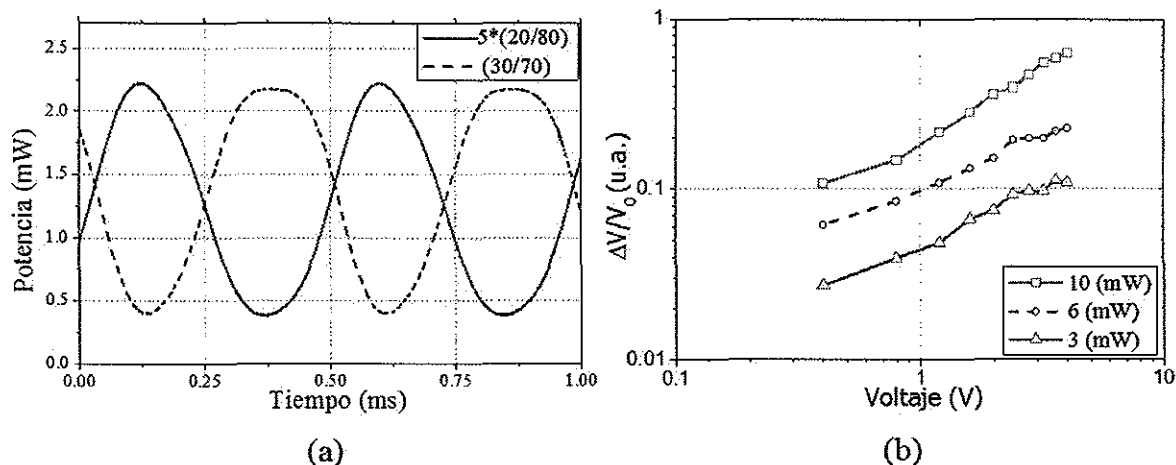


Figura 28. a) Señal transmitida (30/70) y reflejada ($5 \cdot (20/80)$) en el interferómetro de Sagnac en el tiempo, b) profundidad de modulación ($\Delta V/V_0$) de la señal transmitida en función de la potencia de entrada.

En el inciso b) de la figura 28 se observan los cambios en la profundidad de modulación en función del voltaje aplicado a la bocina (con una frecuencia de 2 kHz) para diferentes potencias de la onda de entrada. Se observa que la profundidad de modulación de la onda detectada es mayor cuando el voltaje aplicado se incrementa, en el mejor de los casos se aproxima a 1. Sin embargo, cuando el voltaje en la bocina se incrementa ($> 5\text{ V}$) la forma de onda se distorsiona considerablemente. Por lo tanto, el sistema puede presentar una alta profundidad de modulación pero es sensible al voltaje aplicado. Resultado esperado considerando que la bocina es susceptible fácilmente a cambios externos (ruido, movimientos, vibraciones y otros).

Para investigar las deformaciones en las ondas de salida se monitoreó la contribución del primer y segundo armónico como función del voltaje en la bocina y como función de la potencia de entrada. Para esto, se utilizó el amplificador Lock-in SR380 conectado a las salidas de los puertos S3 de los acopladores 30/07 y 20/80. Los resultados se muestran en la figura 29. El inciso a) muestra la amplitud del primer y segundo armónico, se verifica el intercambio de energía entre las salidas. Se observa que la amplitud de la onda de salida es proporcional al voltaje aplicado a la bocina. En el inciso b) se observa que existe una mayor contribución de la componente de segundo armónico para potencias de entrada menores, lo que se traduce en una mayor deformación de la forma de onda detectada. Es decir, la onda modulada de salida es más senoidal mientras la potencia de entrada sea alta y el voltaje en la bocina sea bajo.

También, se determinaron las variaciones en la onda de salida en función de la polarización de entrada en el arreglo experimental. Ninguna de las fibras utilizadas mantiene la polarización. Con una placa retardadora $\lambda/2$ de la marca Thorlabs se rotó la polarización lineal del láser. La placa se colocó en una montura graduada después del aislador a la salida del láser que se observa en la figura 20.

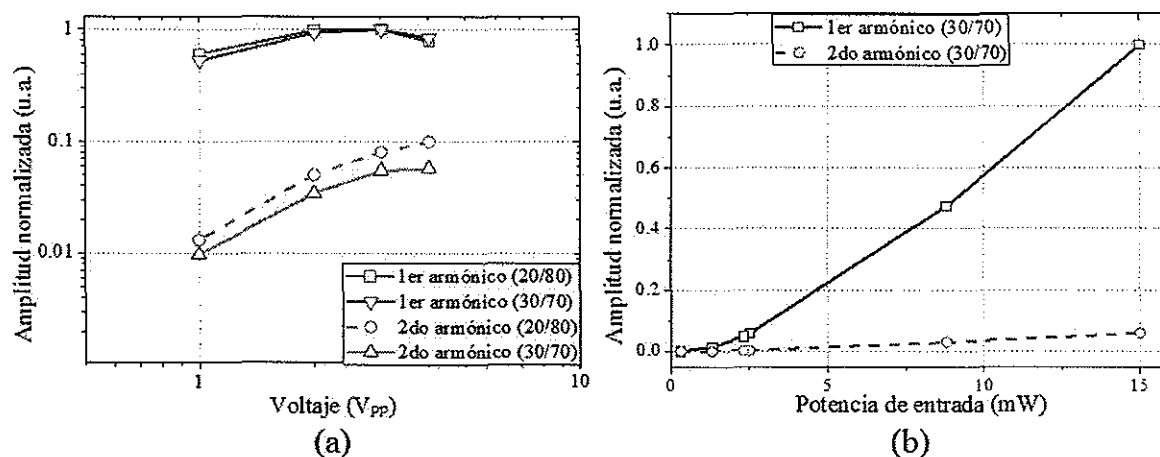


Figura 29. Amplitud del primer y segundo armónico de la señal transmitida (30/70) y reflejada (20/80) en función a) del voltaje en la bocina y b) de la potencia de entrada a la fibra dopada.

En el inciso a) de la figura 30 se observa la onda detectada para diferentes orientaciones iniciales de la polarización lineal (vertical, horizontal y a 45°) cuando la bocina tenía un voltaje de $3 V_{pp}$ y una frecuencia de 2.3 kHz . Se observa que el comportamiento periódico se conserva y que existe un desplazamiento en el máximo por la orientación inicial de la polarización de entrada. En la figura 30 b) se observan las ondas de primer y segundo armónico que se obtienen para una polarización lineal vertical en función del ángulo de rotación de la polarización.

Los experimentos realizados nos permiten observar la respuesta estacionaria del sistema. Se verificó que existe un intercambio de energía entre las ondas de salida. Y que la detección de la onda de primer armónico es adecuada para caracterizar el sistema de luz lenta.

IV.1.4 Resultados experimentales de luz lenta en FDY

Los experimentos de luz lenta en FDY por saturación de absorción se realizaron con el arreglo presentado en la figura 25. Se usó la fibra Yb-1200 de 2.3 m , el FDN sirvió

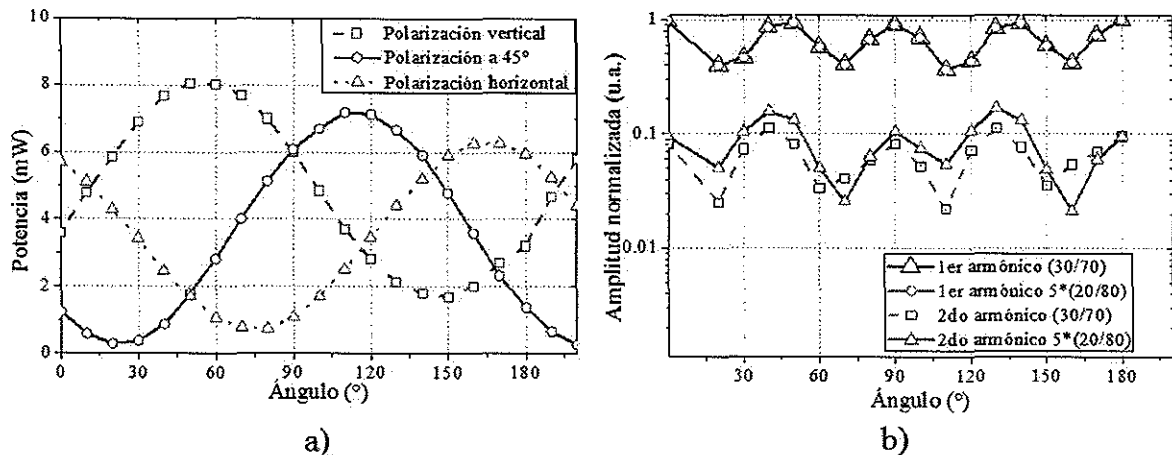


Figura 30. a) Señal de mezclado de dos ondas (MDO) de salida para diferentes polarizaciones iniciales de entrada, y b) amplitud del primer (30/70) y segundo (5*(20/80)) armónico de la señal de MDO en función de la rotación de la polarización de entrada.

para cambiar la potencia de entrada al interferómetro y el chopper para la modulación periódica de intensidad (o en otras palabras la duración de los pulsos). En el capítulo III se presentan las especificaciones de los dispositivos. Con el fotodetector FD1 se obtuvo la onda de entrada (de referencia), mientras que con el FD2 se detectó la onda de salida (con retraso). También vale la pena mencionar que en el arreglo experimental (ver la figura 25) es posible detectar parte de la onda de salida R con el puerto S3 del acoplador 20/80.

El retraso fraccionario es el parámetro que nos permite estimar la magnitud del retardo entre la onda de entrada y la onda de salida, éste se define como $\Delta\theta/\pi$. La detección del retraso se obtuvo por la diferencia de fase entre la onda de entrada y la onda de salida. Se comparó la fase de las ondas en los puertos S2 del acoplador 20/80 y S3 del acoplador 30/70 con el amplificador Lock-in SR850 (ajustado para detectar solo el primer armónico).

En la figura 31, se observa el retraso fraccionario como función de la frecuencia de modulación para diferentes potencias en los pulsos de entrada. Los resultados obtenidos

conducen con lo esperado teóricamente para este caso, ver figura 10.

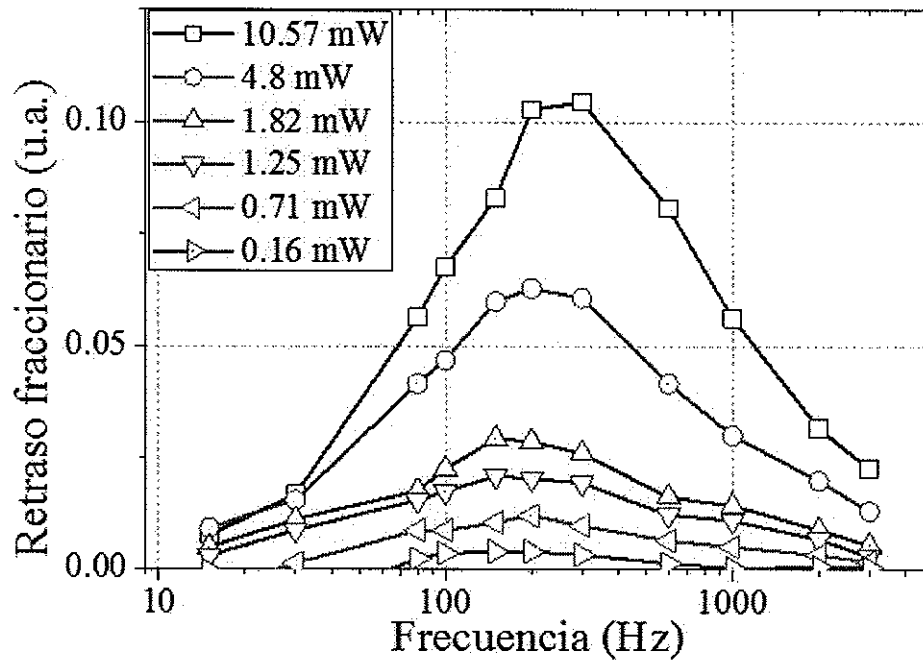


Figura 31. Resultados experimentales de luz lenta por saturación de absorción.

Para una potencia de los pulsos cercana a la potencia de saturación ($P_{sat} \approx 9 \text{ mW}$) de la fibra y una frecuencia de modulación de 300 Hz (pulsos con ancho de 1.66 ms) el retraso fraccionario máximo es ≈ 0.03 ; esto significa que el pulso se retrasó $49.8 \mu\text{s}$. Considerando que la fibra tiene una longitud de 2.3 m , la velocidad de grupo estimada es de $v_g \approx 46 \text{ km/s}$, esto es 6.5×10^3 veces menor que c .

Es importante resaltar algunos detalles de la figura 31, para potencias menores a P_{sat} la frecuencia de modulación donde se localiza el máximo es aproximadamente 150 Hz . Acorde con lo presentado en sección II.5 (también ver figura 10) esta frecuencia corresponde a $(2\pi\tau_0)^{-1}$, para el caso de $\tau_0 \approx 0.8 \text{ ms}$ es $\approx 200 \text{ Hz}$.

Por otro lado, para potencias cercanas a la potencia de saturación el máximo se recorre a frecuencias mayores, para la potencia máxima registrada de entrada se obtuvo el mayor retraso fraccionario cerca de 300 Hz . También, conforme la teoría, la

frecuencia donde se ubica el máximo está directamente relacionada con el tiempo de relajación espontáneo τ_0 de los iones de iterbio Yb^{+3} como $(\pi\tau_0)^{-1}$; en este caso los procesos de absorción afectan fuertemente la transmitancia del haz incidente, entonces existe mayor distorsión de los pulsos (hay una absorción excesiva para el primer frente), lo que se observa como retraso de los pulsos. Por lo tanto, para el mismo caso de $\tau_0 = 0.8 \text{ ms}$ el retraso máximo se presenta en $\approx 400 \text{ Hz}$. Estos valores se consideran aceptables considerando que se usó un modelo teórico para un medio delgado.

Si la potencia de los pulsos fuera mayor a P_{sat} el retraso fraccionario disminuiría porque la fibra ya estaría prácticamente saturada (sería transparente) y la absorción no lineal disminuye. Este comportamiento está justificado por la ecuación 24 y se ilustra en la figura 6(a) (Stepanov y Hernández-Hernández, 2008).

La principal característica de este sistema es que el retraso de pulsos depende de la absorción saturable de la fibra. Una forma de aumentar el retraso fraccionario de los pulsos es aumentando la longitud de la fibra L o utilizando materiales con una mayor absorción α_0 . La longitud de onda utilizada (1064 nm) está relativamente alejada del máximo de absorción de la FDY, como se observa en la figura 22. Lo anterior se resume en buscar condiciones experimentales o materiales donde se observe mayor densidad óptica $\alpha_0 L$ (ver la ecuación 38).

Por otro lado, los experimentos anteriores sobre MDO transitorio en FDY (Stepanov *et al.*, 2007) mostraron que los cambios fotoinducidos de índice de refracción son mucho mayores que los de absorción. Esto estimula a buscar nuevos métodos para realizar luz lenta y rápida por cambios no lineales de índice de refracción.

IV.2 Luz lenta y rápida por MDO asociado a la rejilla de índice de refracción

El mezclado de dos ondas (MDO) ha sido ampliamente estudiado para implementar filtros ópticos, láseres de una sola frecuencia, sensores de fibra óptica, interferómetros adaptativos, etc. (Stepanov, 2008). En esta sección se expone el MDO como método para lograr el retardo o avance de pulsos de luz en FDY a 1064 nm. El arreglo utilizado corresponde a una configuración de dos ondas contrapropagándose: una de prueba y otra de saturación. Los resultados experimentales demuestran que es posible ajustar el adelanto o retraso mediante el desplazamiento en frecuencia de la onda de prueba y el control de la potencia de la onda de saturación. El proceso de MDO bajo estas condiciones se llama no degenerado.

IV.2.1 Diagrama experimental

Para observar el MDO la idea básica es contrapropagar dos ondas mutuamente coherentes tal como se muestra esquemáticamente en la figura 11. El arreglo experimental para estudiar luz lenta y rápida en FDY por MDO se muestra en la figura 32. La fibra dopada usada fue la Yb-1200 de 3.2 m, se usaron moduladores electroópticos de amplitud (MAEO) y de fase (MFEO), dos controladores de polarización por fibra y tres acopladores (50/50, 90/10 y 50/50). Las especificaciones de los diferentes dispositivos se mencionan en el capítulo III.

En el arreglo experimental a una de las ondas se le llama onda de prueba (S_p), mientras que a la otra se le llama onda de saturación (S_s). La onda S_p cumple dos objetivos claves: por un lado participa en la formación de la rejilla dinámica en la

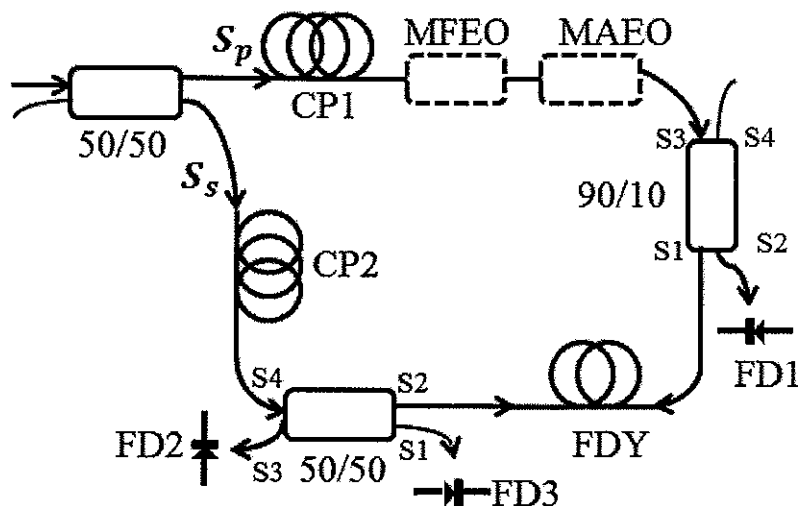


Figura 32. Arreglo experimental de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en fibra dopada con iterbio. *MFEO*: modulador de fase electroóptico, *MAEO*: modulador de amplitud electroóptico, *CP(1, 2)*: controlador de polarización, *FD(1, 2, 3)*: fotodetector, y 50/50 y 90/10: acoplador 50/50 y 90/10.

FDY y al mismo tiempo es la onda que nos interesa adelantar o atrasar. La onda de saturación es constante y se usa para el control del retardo.

En el arreglo las ondas se propagan de la siguiente manera: la onda S_p pasa inicialmente por un controlador de polarización (CP1), posteriormente por el MFEO y por el MAEO. El CP1 sirve para ajustar la polarización de la onda de prueba que se propaga por los moduladores electroópticos. Después del MAEO hay un acoplador de salida 90/10. La salida S1 con el 90 % se empalmó a la fibra dopada, mientras que la salida del puerto S2 sirvió como onda de referencia (de la onda de entrada) para las mediciones del retardo y adelanto.

La onda S_s se propaga inicialmente por un controlador de polarización (CP2) y después por el acoplador 50/50. El CP2 sirve para ajustar las polarizaciones mutuas de los haces y maximizar la onda de MDO. El puerto S2 del acoplador 50/50 se empalmó a la FDY. Durante el desarrollo experimental, se utilizó el puerto S1 de este acoplador para monitorear la potencia de la onda de saturación y el puerto S3 para monitorear la

onda (de prueba) de salida.

Debido a las pérdidas intrínsecas por los diferentes componentes, a la entrada de la FDY, la potencia de la onda de prueba fue aproximadamente diez veces menor que la potencia de la onda de saturación ($S_p \ll S_s$). Sin embargo se ha corroborado que los cambios son mayores en la onda de MDO de menor intensidad por que la contribución por las rejillas es igual para ambas ondas, ver la sección II.6.

Como parte de la optimización, es importante mencionar que para minimizar las reflexiones se realizaron empalmes en todo el arreglo con excepción de las terminales de los moduladores electroópticos (que tienen fibras birrefringentes). También, en las terminales libres de los acopladores se colocó gel acoplador para evitar reflexiones parásitas.

IV.2.2 Caracterización del arreglo experimental

Como se menciona en la sección II.6 las rejillas dinámicas se clasifican en dos tipos: rejillas de fase (asociada a la componente lineal) y rejillas de amplitud (asociada a la componente cuadrática). Ambas se relacionan con cambios en la población de los niveles, sin embargo las primeras tienen relación directa con cambios en el índice de refracción mientras las segundas se asocian con cambios en la absorción. En fibras dopadas con tierras raras, cuando se presenta el MDO en general se observa una combinación de estas componentes.

La onda de MDO está en función de la absorción promedio de la fibra y de la amplitud de la rejilla (según sea de fase o de población) como se observa en las ecuaciones (44)-(47). La onda de MDO se puede clasificar como estacionaria o transitoria, lo cual está en función de la variación de la fase relativa entre las ondas que

se contrapropagan.

Primeramente, mediante experimentos de MDO transitorios se evaluó la contribución de las rejillas dinámicas de fase y de amplitud. Este análisis se realiza aplicando una modulación de fase periódica rectangular en uno de los haces que se contrapropagan (Stepanov, 2008). El arreglo experimental usado es el mostrado en la figura 32, para la variación periódica de 180° en la fase de la onda de prueba se aplicó en el MFEO un voltaje $V_\pi = 4.5 V_{pp}$. La detección de la onda de MDO fue por el puerto S3 del acoplador 50/50. Para esta parte de los experimentos no se requirió del MAEO.

En la figura 33 se observa la respuesta obtenida de MDO (normalizada con el valor promedio) con el osciloscopio digital. Si la respuesta se compara con las de la figura 13, en primera instancia es claro que tiene la forma característica de una rejilla de fase, esto significa que la contribución por la rejilla de fase es mayor.

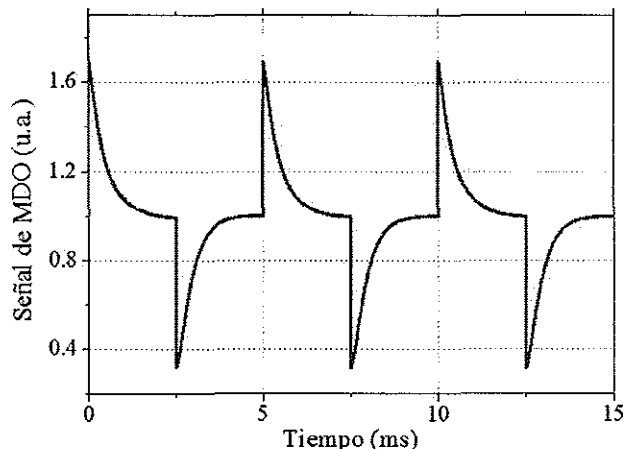


Figura 33. Señal experimental de mezclado de dos ondas (MDO) en fibra dopada con iterbio a 1064 nm .

Para separar la contribución par e impar de la onda de MDO es necesario procesar los datos experimentales, para esto se utilizó el programa OriginPro. Con los datos de MDO (para una potencia de entrada y voltaje del MFEO fijos), el procesamiento consiste en desplazar medio periodo el perfil original obtenido de MDO y realizar las

operaciones de suma y diferencia entre éstas, así se obtienen las componentes par e impar, respectivamente. Posteriormente, se normalizan los datos dividiendo por el valor promedio (Stepanov, 2008; Stepanov *et al.*, 2007).

La figura 34 muestra el resultado del procesamiento de datos. En el inciso a) se muestra el perfil de la señal para la modulación de fase, en el inciso b) se observa la onda de MDO en su forma completa, en el inciso c) se observa la componente par y en el inciso d) se observa la componente impar. Por las escalas presentadas, es posible ver la forma de las ondas y la diferencia en la amplitud de las respuestas.

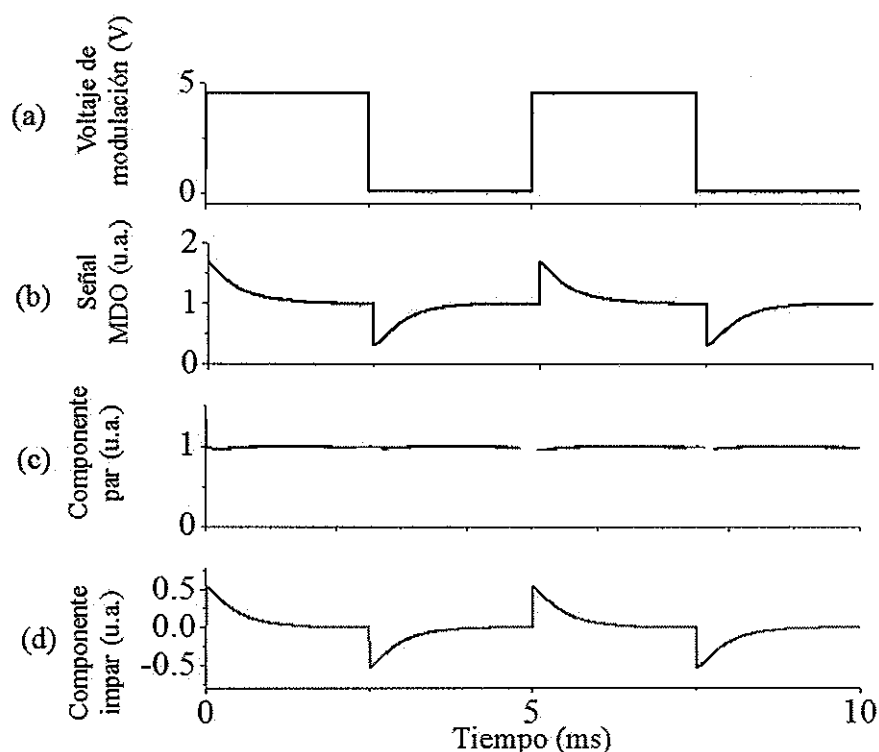


Figura 34. a) Forma de onda en la modulación de la fase, b) señal de mezclado de dos ondas (MDO), c) componente par y d) componente impar de la señal de MDO.

En la figura 35 se presentan las dependencias de las componentes par e impar de la señal de MDO en función del voltaje V_{mod} en el MFEO (cuando la potencia de entrada es cercana a la potencia de saturación) y en función de la potencia $P_{onda\ sat}$ de la onda de saturación (cuando el voltaje en el modulador es igual al voltaje de un cuarto de

onda). Se puede observar que la componente impar asociada a la rejilla de fase es aproximadamente diez veces mayor. También se observa como los resultados siguen las predicciones teóricas. Para el primer caso - $\sin(\pi V_{mod}/V_{\pi})$, mientras que para la dependencia con la potencia - $(P_{onda\ sat}/P_{sat})/(1 + (P_{onda\ sat}/P_{sat})^2)$ (Stepanov *et al.*, 2007).

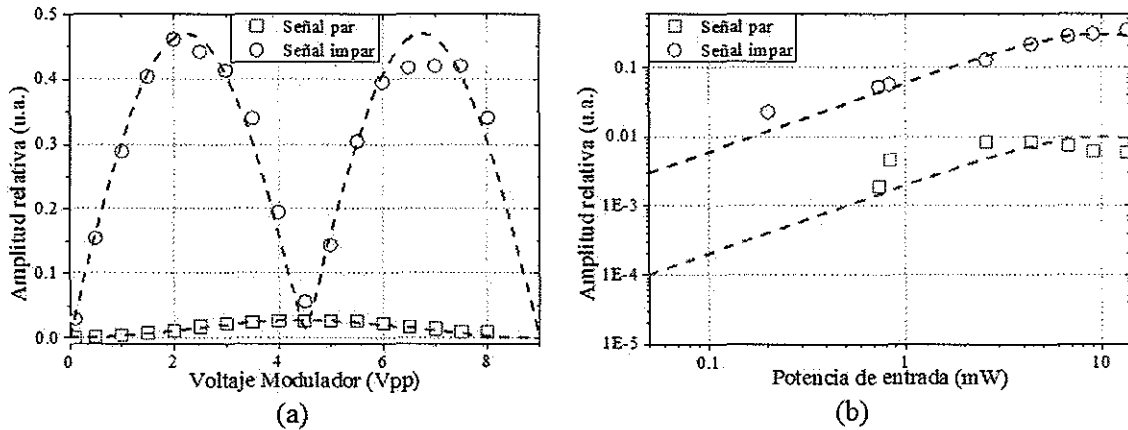


Figura 35. Contribuciones par e impar de la señal de mezclada de dos ondas en función a) del voltaje en el modulador de fase electroóptico, y b) de la potencia de la onda de saturación de entrada.

En suma, la mayor contribución en la señal de MDO es por la componente asociada a la rejilla de fase, se verifica lo presentado en (Stepanov *et al.*, 2007). Resultado esperado considerando que la longitud de onda (1064 nm) utilizada está relativamente alejada del máximo de absorción de los iones Yb^{+3} , ver figura 22. Por este tipo de formación de rejillas de fase, se puede decir que existe una saturación del índice de refracción. Así, es posible utilizar esta propiedad del medio para variar la velocidad de propagación de los pulsos considerando que la velocidad de grupo de un pulso depende directamente de las variaciones del índice de refracción con respecto a la frecuencia como $\delta n/\delta \omega$.

IV.2.3 Resultados experimentales de mezclado de dos ondas estacionario

Es importante mencionar que como tal la saturación del índice de refracción no se puede usar para la propagación de luz lenta o rápida como la saturación de la absorción. Por lo tanto es necesario de un artificio que nos permita cambiar la velocidad de propagación de uno de los haces que forman la rejilla. Una opción es estudiar la señal de MDO no degenerada en estado estacionario para analizar su comportamiento en función de una frecuencia de desplazamiento. El término no degenerado se refiere a que se utilizan dos ondas con frecuencias ópticas (o longitudes de onda) diferentes. A continuación se presentan los resultados experimentales.

El arreglo experimental es el de la figura 32, en esta parte de los experimentos no se requirió usar el modulador de amplitud. La detección de la onda de MDO estacionario fue por el puerto S3 del acoplador 50/50.

Los resultados de MDO estacionario no degenerado se obtuvieron realizando desplazamientos positivos y negativos de frecuencias $\delta\omega$ en la onda de prueba con una función diente de sierra creciente y decreciente, respectivamente.

El desplazamiento en frecuencia se explica considerando que la amplitud compleja de una onda senoidal es $e^{i(\omega t)}$, donde la fase corresponde a los términos $\varphi = 2\pi ft$. También, se puede expresar como $\varphi = 2\pi t/T$. De esta manera, cuando el periodo T cambia linealmente, se ocasiona un desplazamiento en la frecuencia $\delta\omega = 2\pi/\delta T$. Para realizar el desplazamiento en frecuencia se aplicó una modulación de fase con perfil diente de sierra y voltaje igual a dos veces el voltaje de media onda V_π .

En la figura 36 se muestran los resultados experimentales de la señal de salida de MDO estacionaria como función del desplazamiento en frecuencia para diferentes

potencias de la onda de saturación. Los resultados experimentales se especifican en función de la potencia de la onda de saturación a la entrada de la fibra dopada.

Se puede observar un comportamiento asimétrico en función del desplazamiento en frecuencia de la señal de salida de MDO. Por ejemplo, cuando el desplazamiento es positivo, la magnitud de la señal comienza a disminuir hasta un punto mínimo, después se vuelve a incrementar. Para un desplazamiento negativo ocurre algo similar. El máximo de transmitancia está en -240 Hz y el mínimo en 320 Hz . También, se observa una dependencia en la magnitud de la señal de MDO con la potencia de la onda de saturación, conforme la potencia de saturación aumenta se incrementa la magnitud de transmitancia.

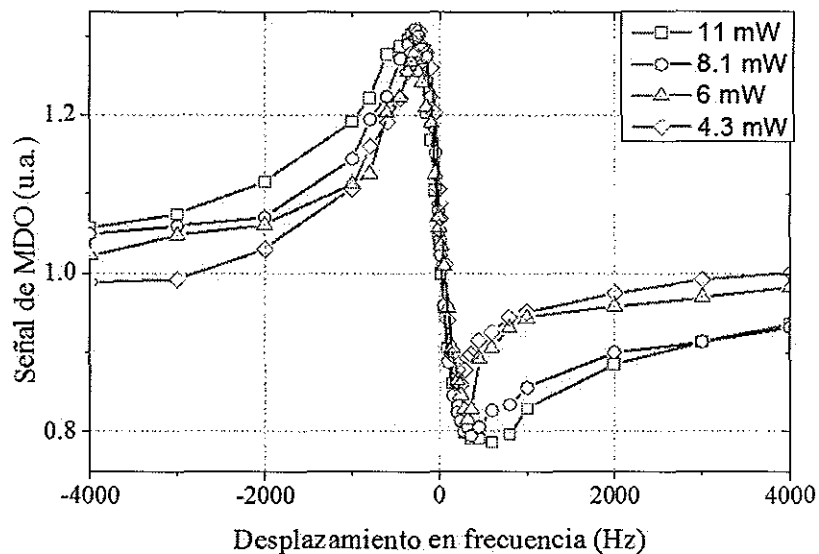


Figura 36. Señal de mezclado de dos ondas (MDO) estacionaria no degenerada en función del desplazamiento en frecuencia.

El patrón asimétrico se puede explicar considerando que la contribución de la rejilla de fase en los experimentos de MDO en FDY es muy grande. Entonces, se puede concluir que existe un intercambio de energía al variar el sentido del desplazamiento de frecuencia. Esto significa que si en la salida de la fibra donde detectamos la señal de

MDO la energía aumenta, en la salida opuesta disminuye, y viceversa. La formación de una rejilla de fase no cambia la intensidad total de las ondas de salida (no hay absorción). Es decir, para cierto desplazamiento $\delta\omega$ la rejilla dinámica se forma de tal manera que cambia la magnitud de la onda de MDO no degenerada transmitida.

Por otro lado, cuando se realiza un estudio de la señal de MDO en estado estacionario como función de la potencia de las ondas de entrada, se observa que el máximo se localiza cerca de la potencia de saturación de la fibra. Una potencia de entrada pequeña no logra saturar la fibra, mientras una potencia de entrada muy alta satura la fibra completamente. En ambos casos la eficiencia de la rejilla no es óptima (Stepanov *et al.*, 2007). Este comportamiento nos permite justificar que los mayores efectos se obtienen cuando se trabaja cerca de la potencia de saturación de la fibra dopada.

En suma, este artificio puede permitir observar el fenómeno de luz lenta cuando el desplazamiento en frecuencias sea cercano al máximo de transmitancia, y el fenómeno de luz rápida cuando el desplazamiento se aproxime al mínimo. Los adelantos/retardos máximos se deben observar a una frecuencia de modulación cercana a $1/(2\pi\tau_0)$.

Es interesante comparar los resultados obtenidos con los publicados recientemente para el caso de FDE (Stepanov y Plata-Sánchez, 2009). Para FDE a 1568 nm el MDO estacionario muestra un máximo de transmitancia cuando el desplazamiento de frecuencia es $\omega_0 \approx 0 \text{ Hz}$ que corresponde al caso de MDO degenerado (no hay diferencia en las frecuencias de los haces) para la rejilla de absorción. También, está demostrado experimentalmente que para esa longitud de onda la componente de MDO transitorio par es muy dominante, y se asocia este perfil de MDO estacionario con un perfil simétrico de forma Lorentziana. Por otro lado, a una longitud de onda menor (1492 nm) la rejilla de fase es mayor, y la forma de curva de la respuesta de MDO presenta asimetría, ver la figura 17 a). Estos resultados están en concordancia con los

resultados presentados en este trabajo para FDY a 1064 nm.

IV.2.4 Resultados experimentales de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en FDY

Antes de pasar formalmente a los resultados experimentales de luz lenta y rápida por MDO, se presenta un análisis del comportamiento del índice de refracción de grupo y la velocidad de grupo en base a los resultados experimentales de MDO estacionario no degenerados. A continuación se describe este procedimiento.

La transmitancia de la fibra se relaciona con la expresión $T = e^{-\alpha L}$, donde α [1/m] es la absorción óptica y L [m] es la longitud de la fibra dopada (Bahaa E. A. Saleh, 1991). Ya conocemos la transmitancia para la onda de MDO estacionaria, por lo tanto, la absorción óptica se obtiene como: $\alpha = -\ln(T)/L$.

En la sección II.3 se menciona que la susceptibilidad es un valor complejo $\chi = \chi' + i\chi''$ relacionado con el índice de refracción y la absorción óptica. Teóricamente, la ecuación: $\alpha(\nu) = -\left(\frac{2\pi\nu}{n_0 c}\right) \chi''(\nu)$ (donde n_0 es el índice de refracción, ν [Hz] es la frecuencia de la luz y c [m/s] es la velocidad de la luz en el vacío) relaciona la absorción óptica como función de la parte imaginaria de la susceptibilidad (Bahaa E. A. Saleh, 1991). Por lo tanto, con los datos experimentales sobre la absorción óptica es posible obtener una curva para χ'' .

De la teoría sabemos que las componentes espectrales real e imaginaria de una respuesta causal están relacionadas por las relaciones de Kramers-Kronig (Bahaa E. A. Saleh, 1991; Boyd y Gauthier, 2007). Las curvas de la figura 3 demuestran que los perfiles entre la absorción óptica y el índice de refracción mantienen una relación; mientras que el perfil de la parte real es una curva típica de dispersión (asimétrica), el

perfil de la parte real tiene una forma Lorentziana.

Es importante resaltar que para nuestro caso los perfiles están al revés. En particular la parte imaginaria de la susceptibilidad se puede ajustar a una curva asimétrica de la forma: $-A(2\pi\nu\tau_0)/(1+(2\pi\nu\tau_0)^2)$, donde τ_0 [ms] es el tiempo de relajación espontánea y A es una constante de proporcionalidad; así en base a los datos experimentales se determina la curva de aproximación más adecuada. Siguiendo esta lógica, y partiendo de la parte imaginaria de la susceptibilidad, es posible expresar la parte real χ' como $A/(1+(2\pi\nu\tau_0)^2)$.

Posteriormente, el índice de refracción se relaciona directamente con χ' de la siguiente manera: $n(\omega) \cong n_0 + \frac{\chi'(\omega)}{2n_0}$ (Bahaa E. A. Saleh, 1991). Expresado en términos de la susceptibilidad queda: $n(\omega) \cong n_0 + ((A/(1+(2\pi\nu\tau_0)^2))/(2n_0))$.

Por último, con la expresión para el índice de refracción se puede conocer la velocidad de grupo con la expresión: $v_g = c/n_g$, donde $n_g = n + \omega \frac{\delta n}{\delta \omega}$. Además, el tiempo de retraso se calcula como $t_{retra} = L/v_g$ y, el retraso fraccionario como $t_{retra}/FDHM$, donde $FDHM$ es la duración temporal a media altura de un pulso óptico.

El procesamiento de estos datos se realizó con el programa OriginPro. Y en el inciso a) de la figura 37 se muestra el perfil de transmitancia experimental para la onda de prueba cuando la potencia en la onda de saturación es ≈ 6 mW. En el inciso b) se observan los perfiles obtenidos mediante el procedimiento descrito para la parte real e imaginaria de la susceptibilidad para una frecuencia de modulación de 150 Hz. Las curvas de la susceptibilidad son las esperadas, la parte real tiene un perfil Lorentziano y la parte imaginaria un perfil asimétrico.

En la figura 38 se observan los perfiles para el índice de refracción n , el índice de refracción de grupo n_g , el tiempo de retraso t_{retra} y el retraso fraccionario calculados para el mismo caso. Estos resultados son una buena corroboración de lo que se expone

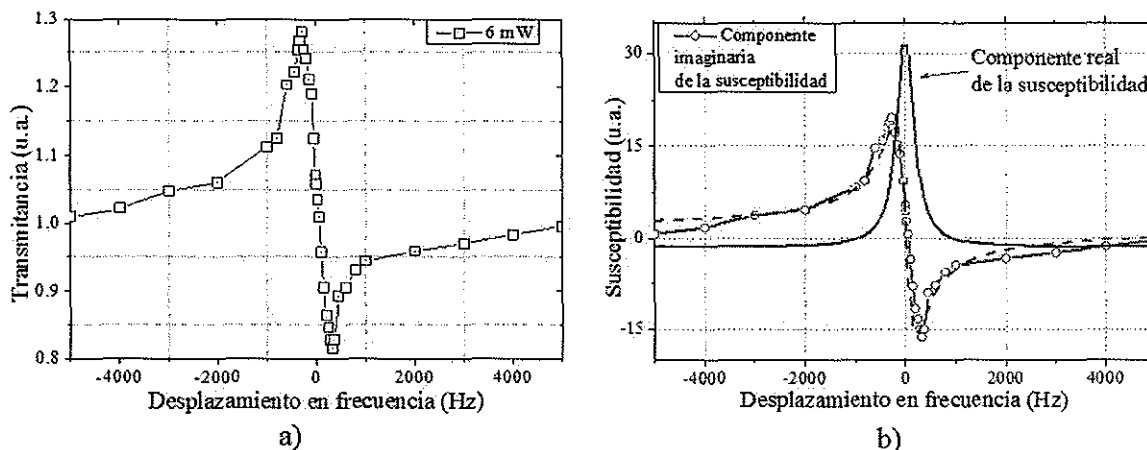


Figura 37. a) Señal experimental de MDO de transmitancia cuando la potencia de la onda de saturación es 6 mW y b) perfiles de las partes real e imaginaria de la susceptibilidad.

en el capítulo II, se menciona que el término de dispersión $\delta n/\delta\omega$, (ver la ecuación 9) es el termino clave para lograr cambios significativos en la velocidad de grupo de los pulsos. En suma, es claro observar en el inciso d) que se puede observar luz lenta o rápida dependiendo del signo del desplazamiento en frecuencia, los máximos se observan a una frecuencia de $\pm 120\text{ Hz}$. Se observa para el caso de un desplazamiento negativo propagación subluminal y para el caso de un desplazamiento positivo propagación superluminal. A continuación se muestran los resultados experimentales.

Los experimentos de luz lenta y rápida por MDO se realizaron con el arreglo experimental mostrado previamente en la figura 32. La intensidad de la onda de prueba se moduló con el MAEO, ver sección III.2.7; durante los experimentos la profundidad de modulación de amplitud fue ≈ 0.3 . De acuerdo a la teoría, una profundidad de modulación pequeña es aceptable para obtener las principales características del sistema.

La onda de entrada se monitoreó por el puerto S2 del acoplador 90/10 y la onda de salida por el puerto S3 del acoplador 50/50. El puerto S1 del mismo acoplador se usó para detectar la onda de saturación. La detección del retraso fraccionario se realizó

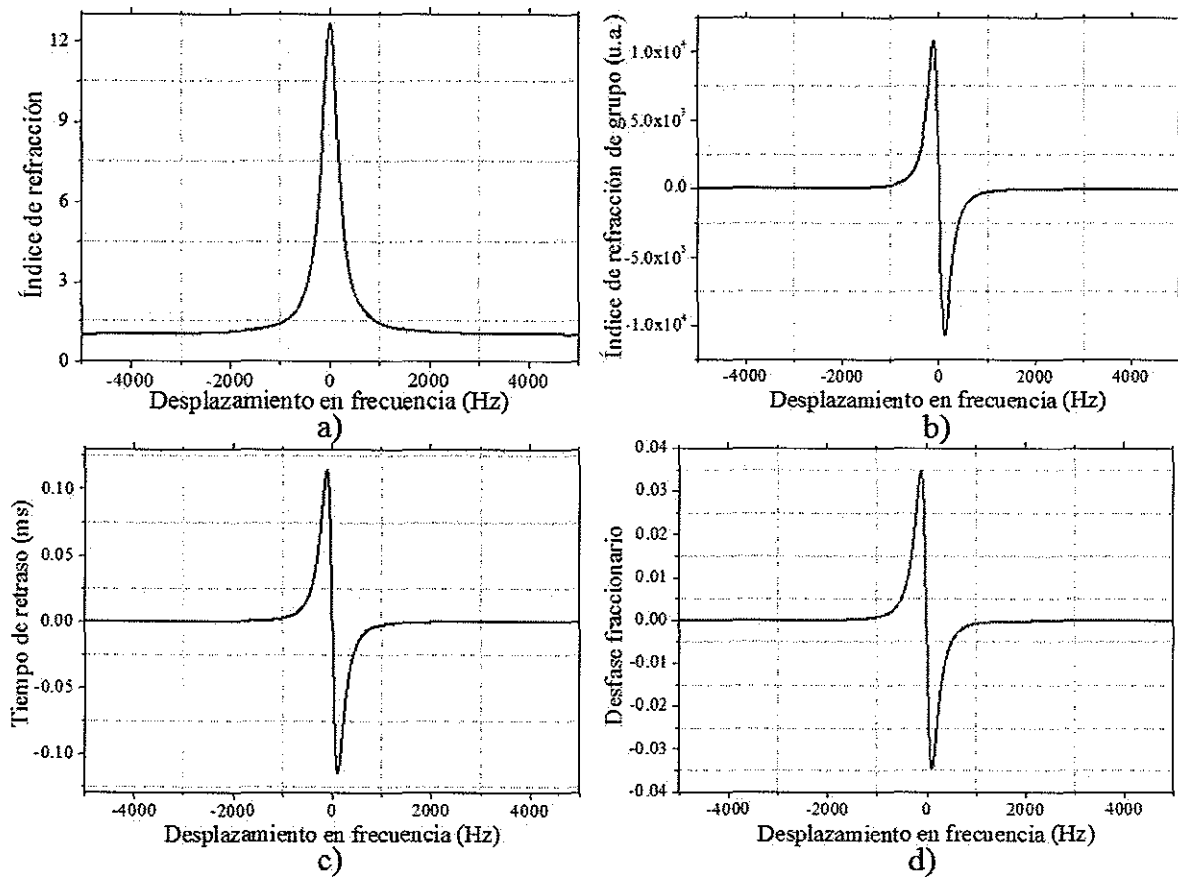


Figura 38. Perfiles del a) índice de refracción, b) índice de refracción de grupo, c) tiempo de retraso y d) retraso fraccionario en función del desplazamiento en frecuencia para una frecuencia de modulación (tasa) de 150 Hz.

con el amplificador Lock-in SR850 ajustado para detectar sólo la componente de primer armónico.

En la figura 39 se muestran los perfiles de los pulsos normalizados de luz lenta y rápida para el caso de una frecuencia de modulación de amplitud de 150 Hz y un desplazamiento en frecuencia de retraso de a) -360 Hz y de adelanto de b) $+280 \text{ Hz}$, cuando la potencia en la onda de saturación era cercana a la potencia de saturación de la fibra dopada. En ambos casos es muy claro observar el adelanto/retraso de los pulsos.

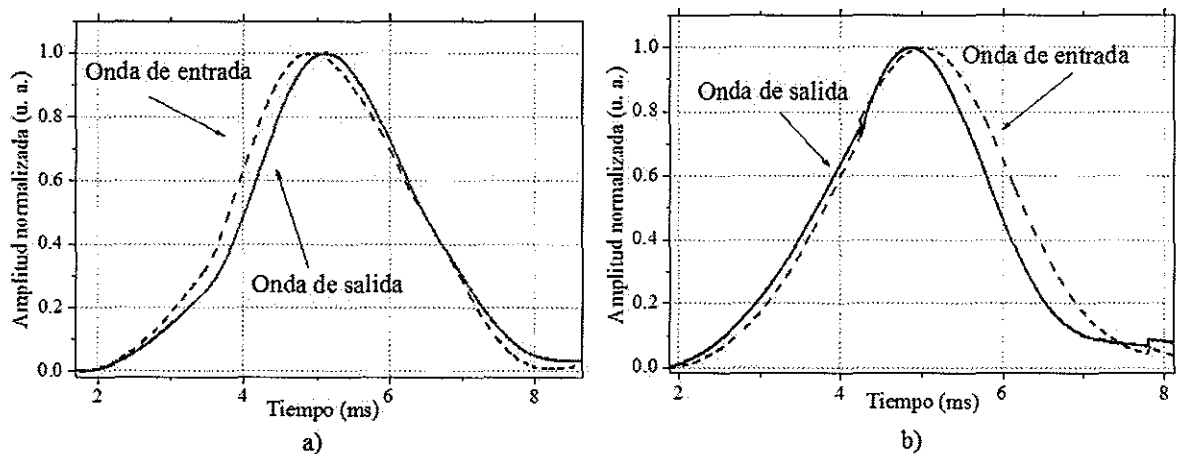


Figura 39. Formas de los pulsos de entrada y salida para a) luz lenta y b) luz rápida por MDO.

La figura 40 muestra el retraso fraccionario ($\Delta\theta/\pi$) en función de la frecuencia de desplazamiento cuando la modulación de amplitud (tasa) fue de 150 Hz para diferentes potencias de la onda de saturación. Se seleccionó esta frecuencia de modulación (aproximadamente igual a $1/(2\pi\tau_0)$) para observar el retraso máximo posible.

Para una frecuencia de modulación de amplitud de 150 Hz (pulso con duración a la mitad del máximo de 3.3 ms), la velocidad de grupo para el caso de luz lenta observada a -200 Hz es $v_g \approx 24 \text{ km/s}$, significa un retraso de 0.13 ms , esto es 1.25×10^4 veces menor que c . Por otra parte, la velocidad de grupo para el caso de propagación

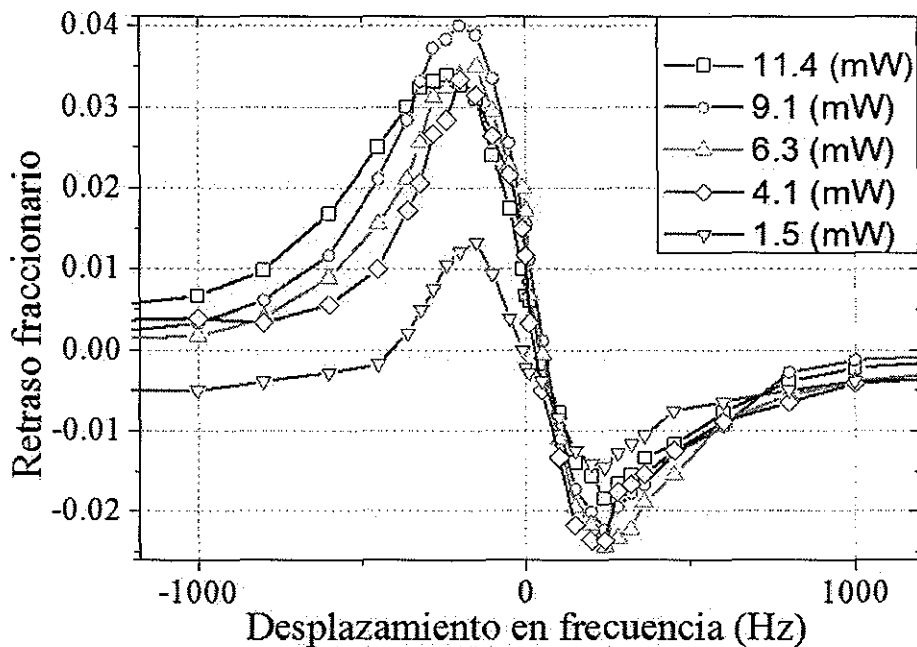


Figura 40. Resultados experimentales de luz lenta y rápida por mezclado de dos ondas en fibra dopada con iterbio.

superluminal a 240 Hz es $v_g \approx -44 \text{ km/s}$, lo que equivale a un adelanto de -0.073 ms ; el máximo del pulso aparece en la salida de la fibra dopada antes de que el máximo del pulso entre. El último caso solo se ha observado en FDE cuando se utiliza bombeo óptico (Boyd y Narum, 2007).

En la figura 40 se observa el caso de luz lenta cuando el desplazamiento de frecuencias es negativo y luz rápida cuando el desplazamiento en frecuencia es positivo. Se aprecia que los valores máximos de adelanto y retraso son muy simétricos y se localizan aproximadamente en $\pm 220 \text{ Hz}$. Comportamiento similar al observado para el caso de MDO estacionario. Es claro que los resultados experimentales no se ajustan del todo a las aproximaciones teóricas con las curvas Lorentzianas. Para un ajuste más preciso es necesario considerar los cambios en la potencia de propagación de las ondas, lo que cambia el tiempo de formación de las rejillas. También, es necesario considerar que las rejillas se forman a tiempos ligeramente diferentes (Stepanov y Plata-Sánchez,

2009).

En suma, el método de luz lenta y rápida por MDO en FDY funciona. Algunas de las principales particularidades son: se puede observar propagación subluminal o superluminal dependiendo del desplazamiento en frecuencia en la onda de prueba, también se puede lograr un mayor retraso fraccionario que en el caso de saturación de absorción; y el retraso de los pulsos es función de la potencia de la onda de saturación y no de la onda de prueba. Sin embargo, en esta configuración es necesario realizar un desplazamiento en frecuencia en la onda de entrada. Por otro lado, así como en el caso de saturación de absorción el retraso fraccionario depende del tiempo de relajación espontáneo de los iones de iterbio.

Capítulo V

RESULTADOS PRINCIPALES Y PROPUESTAS DE TRABAJO A SEGUIR

Los principales resultados del trabajo de tesis son:

1. Se caracterizaron las muestras de fibra dopada con iterbio (FDY) Yb-1200 para una longitud de onda de 1064 nm por medio de la técnica de fluorescencia transitoria. En particular, para la muestra de 3.2 m se determinó que aproximadamente la potencia de saturación es de 8 mW y el tiempo característico de relajación del estado metaestable es de 0.8 ms .
2. Se implementaron y optimizaron las configuraciones experimentales para investigar el fenómeno de luz lenta y rápida por saturación de absorción de la fibra dopada y por mezclado de dos ondas (MDO). Se utilizó un láser de onda continua de estado sólido de Nd:YAG con emisión en 1064 nm con el cual se lograron acoplar a la FDY hasta 12 mW . También, se usó un modulador electroóptico (MEO) de amplitud para modular senoidalmente la onda de prueba con una profundidad de modulación de 30%, y un MEO de fase para el corrimiento en frecuencia en un rango $\pm 5 \text{ kHz}$ de la misma onda.
3. Se investigó el MDO en FDY y se demostró que la componente de la rejilla asociada a cambios de índice de refracción es mucho mayor que la componente asociada a saturación de absorción para 1064 nm . Lo anterior concuerda con resultados anteriormente reportados (Stepanov *et al.*, 2007).

4. Por primera vez se estudió la propagación de luz lenta por saturación de absorción en FDY. Los experimentos se realizaron con una configuración de Sagnac y para una secuencia de pulsos de 300 Hz se logró obtener un desfase fraccionario de hasta 0.03 cuando la potencia de los pulsos fue cercana a la potencia de saturación de la fibra. Estos resultados son similares a los reportados anteriormente (Stepanov y Hernández-Hernández, 2008) para el caso de fibras dopadas con erbio (FDE) con densidades ópticas parecidas.
5. También, por primera vez se investigó la propagación de luz lenta y rápida por MDO en FDY asociado a rejillas de índice de refracción. En los experimentos se utilizaron dos ondas contrapropagándose (prueba-saturación) donde la onda de prueba tenía mucho menor potencia que la onda de saturación. Con este arreglo fue posible pasar de propagación subluminal a superluminal mediante el control del corrimiento en frecuencia de la onda de prueba y la magnitud del desfase fraccionario se ajustó con la potencia de la onda de saturación. Con una secuencia de pulsos de 150 Hz se logró un desfase fraccionario de 0.04 para luz lenta y de -0.02 para luz rápida; el último caso corresponde a propagación de luz con velocidad de grupo negativa. Los resultados obtenidos en FDY son mucho más pronunciados que los reportados anteriormente para el caso de MDO en FDE a 1485 nm (Stepanov y Plata-Sánchez, 2009).
6. Los resultados más importantes de este trabajo se expusieron en un poster y se publicaron en las memorias en extenso en la conferencia internacional PR'11 con el título: "Slow/fast light via two-wave mixing at phase population grating in ytterbium-doped fiber". Además, un artículo está en proceso de preparación.

Las propuestas para el trabajo futuro son:

1. Presentar una configuración interferométrica capaz de cambiar la velocidad de grupo de los pulsos ópticos solo por saturación de índice de refracción (sin MDO).
2. Inquirir y probar experimentalmente las aplicaciones de luz lenta y rápida en FDY con configuraciones interferométricas diferentes (sensores de rotación de Sagnac, interferómetros de Fabry-Pérot, y otros).
3. Otra área prometedora para investigar es luz lenta y rápida por MDO en FDY con bombeo óptico a 976 nm ; se espera el fortalecimiento significativo de los efectos de retraso/adelanto de los pulsos.
4. Así mismo, se prevé luz lenta y rápida a 976 nm en FDY con potencias mucho menores y con longitudes de fibra de algunos centímetros.

Referencias

- 1060xp (2006). *980/1060 nm Select Cutoff Single-Mode Fiber*. Nufern. 2 pp.
- AFW (2010). *1064 nm Polarization Insensitive Isolator*. AFW Technologies. 2 pp.
- Agrawal, G. P. (2002). *Fiber-Optic Communications Systems*. John Wiley and Sons, Inc, tercera edición. 576 pp.
- Arrieta-Yáñez, F., Calderón, O., y Melle, S. (2010). Slow and fast light based on coherent population oscillations in erbium-doped fibres. *Journal of Optics*, **12**(10): 104002.
- Arrieta-Yáñez, F., Calderón, O., Melle, S., Carreno, F., y Antón, M. (2008). Tunable phase control of coherent population oscillations. *Slow and Fast Light*, página JMB31.
- Bahaa E. A. Saleh, M. C. T. (1991). *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. 992 pp.
- Born, M. y Wolf, E. (1986). *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, sexta edición. 986 pp.
- Boyd, R. y Gauthier, D. (2007). Fast light, slow light and optical precursors: What does it all mean? *Photonics Spectra*, páginas 82–90.
- Boyd, R. y Gauthier, D. (2007). Slow and fast light. *An Invited Chapter in Progress in Optics*, **43**: 497–530.
- Boyd, R. y Gauthier, D. (2009). Controlling the velocity of light pulses. **326**(5956): 1074–1077.
- Boyd, R. y Narum, P. (2007). Slow- and fast-light: fundamental limitations. *Journal of Modern Optics*, **54**: 2403 – 2411.
- Brillouin, L. (1960). *Wave propagation and group velocity*. Academic Press, New York. 154 pp.
- Chartier, G. (2005). *Introduction to optics*. Springer. 616 pp.
- Chopper (2009). *Model SR540 Optical Chopper*. Stanford Research Systems. 24 pp.
- CL (2005). *Diode Pumped Infrared*. CrystaLaser. 6 pp.
- CL (2006). *Diode Pumped Infrared*. CrystaLaser. 6 pp.

- Digonnet, M. J. (2001). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker. 798 pp.
- Dutton, Z., Ginsberg, N. S., Slowe, C., y Vestergaard Hau, L. (2004). The art of taming light: ultra-slow and stoped light. *Europhysics News*, **35**: 33–39.
- EOT (2010). *1050-1080 nm Low Power Free Space Faraday Isolator*. Electro Optics Technology. 1 p.
- Fowles, G. (1975). *Introduction to Modern Optics*. Dover, segunda edición. 336 pp.
- Gehring, G. M., Schweinsberg, A., Barsi, C., Kostinski, N., y Boyd, R. W. (2006). Observation of Backward Pulse Propagation Through a Medium with a Negative Group Velocity. **312**(5775): 895–897.
- Gutiérrez-Castrejón, R. (2005). Hacia un sistema de telecomunicaciones completamente óptico. Reporte técnico SD/48, Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, México. 48 pp.
- Hariharan, P. (2007). *Basics of interferometry*. Elsevier, segunda edición. 226 pp.
- Hau, L., H. S. D. Z. y. B. (1999). Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, **397**: 594–598.
- Hecht, E. (2000). *Óptica*. Addison Wesley Iberoamericana. 680 pp.
- Jarabo, S. (1997). Measurement of the phase shift for a low-frequency-modulated signal power in an erbium-doped fiber amplifier. *Opt. Soc. Am. B*, (14).
- Khurgin, J. B. y Tucker, R. S. (2009). *Slow light -Science and Applications*. Taylor and Francis Group. 388 pp.
- Krauss, T. F. (2007). Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **40**(9).
- Melle, S., Calderón, O. G., Carreño, F., Cabrera, E., Antón, M., y Jarabo, S. (2007). Effect of ion concentration on slow light propagation in highly doped erbium fibers. *Optics Communications*, **279**(1): 53 – 63.
- MEOA (2011). *NIR-MX-LN Intensity Modulator*. Photline Technologies. 4 pp.
- Milonni, P. (2004). *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light*. Taylor and Francis. 262 pp.
- Miridonov-Pavlov, A. (2011). *Interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con iterbio para la detección de ondas ultrasónicas*. Tesis de maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, México. 118 pp.

- Nashelsky, B. (2003). *Electrónica: teoría de circuitos y dispositivos electrónicos*. Pearson Education. 1020 pp.
- nC (2010). *High-Power Semiconductor Lasers and Fibers*. nLIGHT Corporation. 2 pp.
- Nérou, J. (1991). *Introducción a las telecomunicaciones por fibras ópticas*. Trillas. 345 pp.
- Nuñez-Quintero, A. (2009). *Interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con iterbio para la detección de ondas ultrasónicas*. Tesis de maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, México. 88 pp.
- Rangel-Rojo, R. (2001). *Óptica electromagnética*. Reporte técnico, Departamento de óptica, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, México. 74 pp.
- Schweinsberg, A., Lepeshkin, N., Bigelow, M., Boyd, R., y Jarabo, S. (2006). Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber. *Europhysics Letters*, **2**: 218–224.
- SRS (1999). *Synthesized Function Generators*. Stanford Research Systems. 2 pp.
- SRS (2007). *MODEL SR850 DSP Lock-In Amplifier*. Stanford Research Systems. 73 pp.
- Stepanov, S. (2008). Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**(22): 224002.
- Stepanov, S. y Hernández-Hernández, E. (2008). Controllable propagation of light pulses in er-doped fibers with saturable absorption. *Opt. Lett.*, **33**(19): 2242–2244.
- Stepanov, S. y Plata-Sánchez, M. (2009). Slow and fast light via two-wave mixing in erbium-doped fibers with saturable absorption. *Phys. Rev. A*, **80**(5): 053830.
- Stepanov, S., Fotiadi, A., y Mégret, P. (2007). Effective recording of dynamic phase gratings in yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm. *Opt. Express*, **15**(14): 8832–8837.
- Svelto, O. (1998). *Principles of Lasers*. Springer, cuarta edición. 628 pp.
- Tek (1999). *TDS 210, TDS 220, TDS 224 Osciloscopios Digitales en Tiempo Real*. Tektronix. 3 pp.
- Tek (2005). *Synthesized Function Generators*. Tektronix. 2 pp.
- Tek (2010a). *Digital Phosphor Oscilloscopes*. Tektronix. 4 pp.

- Tek (2010b). *Tektronix TDS340 Oscilloscope*. Tektronix. 5 pp.
- Thevenaz, L. (2008). Slow and fast light in optical fibres. *2*(474): 474–481.
- TL (2005). *DET410 - High-Speed InGaAs Detector*. Thorlabs. 2 pp.
- TL (2008). *High-Speed Photodetector DET10C*. Thorlabs. 2 pp.
- TL (2011a). *C. C. Mounted Aspheric Lens 11mm, 0.25*. Thorlabs. 1 p.
- TL (2011b). *C. C. Mounted Aspheric Lens 15.29 mm, 0.16*. Thorlabs. 2 pp.
- Uskov, A. y Chang-Hasnain, C. (2005). Slow and superluminal light in semiconductor optical amplifiers. *Electronics Letter*, **41**: 922 – 924.
- Verdeyen, J. T. (1995). *Laser Electronics*. Prentice Hall, tercera edición. 778 pp.
- Vornehmn, J. y Boyd, R. (2005). Slow and fast light. Reporte técnico, Institute of Optics, University of Rochester. 38 pp.

Slow/fast light via two-wave mixing at phase population grating in ytterbium-doped fiber

Enrique Gómez-Pablo, Marcos Plata, and Serguei Stepanov
 CICESE, Carretera Ensenada-Tijuana #3918, Ensenada, B.C., C.P. 22860, México
steps@cicese.mx

Abstract: Ytterbium-doped fibers are suitable for effective recording of the dynamic population gratings with dominating phase component. We report the first observation of slow/fast light propagation via non-degenerated two-wave mixing at such gratings at 1064nm.

OCIS codes: (190.7070) Two-wave mixing; (060.4370) Nonlinear optics, fibers; (060.2410) Fibers, erbium.

1. Introduction

Two-wave mixing (TWM) at the dynamic gratings of a different origin proved to be a promising nonlinear effect which enables observation of the slow/fast light propagation. In particular, such experiments were recently reported in photorefractive crystals [1], saturable semiconductors [2], and also in saturable erbium-doped fibers (EDF) [3]. Here we report original slow/fast light propagation experiments via TWM in ytterbium-doped fibers (YDF) at the recording wavelength 1064 nm. Unlike EDF in the 1480-1570 nm spectral range, the dynamic population gratings in YDF are characterized by sub-millisecond response time and dominating contribution of the phase grating component [4]. This has enabled observation of the slow and fast light in the experiments reported below.

2. Experimental configuration and results

The schematic of the setup utilized in the reported experiments is presented in Fig.1. The two counter-propagating recording waves were derived from the same laser input via the 50/50 optical coupler. As a source of a coherent radiation we utilized the solid-state Nd:YAG laser with 300 mW cw output at $\lambda = 1064$ nm. One of the optical fiber interferometer included the electrooptic phase modulator, which was used to introduce phase modulation, or the frequency off-set Ω in one of the waves. In the latter case, the saw-teeth shaped voltage with the 2π peak-to-peak amplitude and the necessary frequency Ω was applied to the modulator.

In the reported experiments we utilized the 3.2 m long piece of the Leikki Yb1200 ytterbium doped fiber with maximal absorption 1200 dB/m at 976 nm. At the recording wavelength 1064 nm the fiber had an initial (not saturated) optical density $\alpha_0 L \approx 3.1$. Via measurements of the fluorescence decay/growth dynamics the saturation power P_{sat} of this fiber was evaluated as ≈ 11 mW and the spontaneous relaxation decay time τ_0 - as ≈ 0.8 ms. Experiments on transient TWM with the rectangular phase modulation with the $\pi/2$ peak-to-peak amplitude resulted in a strong and practically odd-type TWM response (see Fig.2), which confirms the dominating phase type of the recorded dynamic population grating [4].

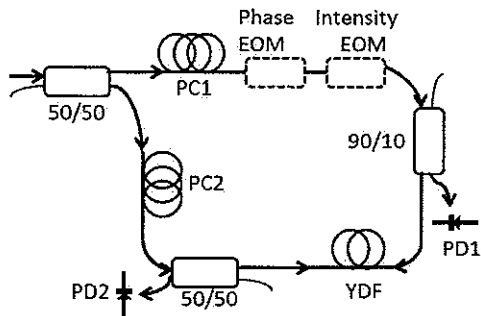


Fig.1 Schematic of the experimental setup.

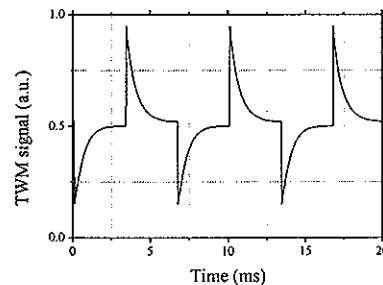


Fig.2 Experimentally observed TWM response from the phase grating recorded in YDF.

In the following experiment we measured efficiency of the stationary non-degenerated TWM as a function of the frequency off-set in the interacting waves. A family of the curves demonstrating the energy exchange at the initially unshifted phase grating for different total input power of the recording waves is shown in Fig.3. In these experiments the output signal was detected via photodiode PD2 in the recording “probe” wave with the input power approximately 10 times lower than the power of the other “pumping” recording wave.

In the experiments on slow/fast light propagation the intensity of the “probe” wave was additionally intensity modulated with the sinusoidal profile using additional electrooptic amplitude modulator – see Fig.1. Frequency off-set dependences of the fractional phase delay in the output signal (defined as the phase shift of the output signal divided by π) is presented in Fig.4 for several recording powers. The intensity modulation frequency of 150 Hz was selected for this experiment.

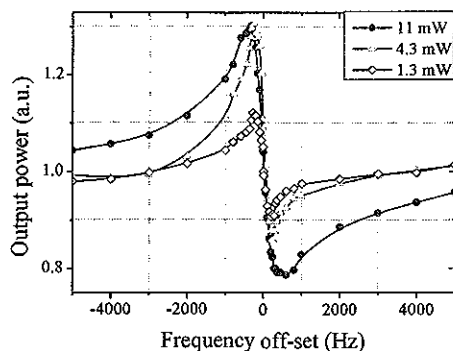


Fig.3 Output power of the probe wave as a function of the frequency off-set $\Omega/2\pi$.

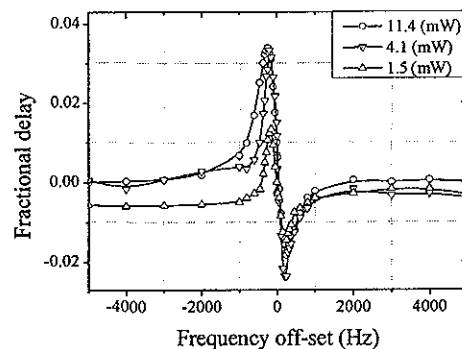


Fig.4 Fractional phase delay in the sinusoidally modulated probe wave as a function of $\Omega/2\pi$.

3. Discussion

In the TWM configurations the slow (or fast) light propagation is observed close to the maximum of an additional grating-induced transmission (absorption). For this reason, in case of the population grating of saturated absorption observed in EDF [3], the slow light propagation is observed in the center of the frequency off-set dependence of the TWM curve i.e. at $\Omega = 0$. Unlike this, the Ω dependence of the stationary TWM for the unshifted phase grating recorded in YDF at 1064 nm is characterized by two-closely located peaks: one of the additional transmission, and another one – of the absorption. As a result, one can expect for an observation of the slow and of the fast light at corresponding frequency off-sets of the opposite signs in this case. And indeed, two narrow and closely located areas of the slow and of the fast light were experimentally observed in our experiments – Fig.4.

The maxima in the stationary TWM dependence – Fig.3 - (and also in the fractional delay curve – Fig.4) are to be observed at the frequency off-sets $\Omega_0 \approx \tau_0^{-1}$. In our experimental dependences they were shifted by ± 200 Hz from the zero off-set, which can be considered as a good agreement with the theoretically predicted values. Also the theoretical analysis predicts that the maximal deviations in the stationary TWM curves (Fig.3) are to be approximately two times lower than the maximal transient TWM response shown in Fig.2 – and again we observe reasonably good agreement with the theory.

In its turn, the maximal pulse delay $\Delta\tau_{max}$ observed in the center of the transmission/absorption TWM profiles can be roughly estimated as an efficient TWM-induced optical density ($\Delta\alpha L \approx 0.3$) divided by the spectral FWHM of these peaks ($\Delta\Omega \approx 6000 \text{ s}^{-1}$) which gives estimate $\Delta\tau_{max} \approx 0.05 \text{ ms}$. For the utilized in the slow/fast light experiments modulation frequency 150 Hz this gives the fractional delay about 0.02 which is also very close to that observed experimentally (Fig.4).

It is worth mentioning that in the minimum of the stationary TWM transmission curve (Fig.3) we have observed the pulse advancement with the absolute value about 0.06 ms. This means that the light pulses propagated with the negative group velocity $3.2\text{m}/6 \cdot 10^{-5}\text{s} = 30 \text{ km/s}$, i.e. inside the fiber the pulse maximum moved from the output end of the fiber to the input. Note that earlier the light pulse propagation with negative group velocity in rare-earth-doped fibers was observed in [5] in EDF under optical pumping only.

4. References

- [1] E. Podivilov et al. "Light Pulse Slowing Down up to 0.025 cm/s by Photorefractive Two-Wave Coupling" *Phys. Rev. Lett.* **91**, 083902 (4) (2003).
- [2] P.-Ch. Ku et al. "Slow light in semiconductor quantum wells" *Opt. Lett.* **29**, 2291-2293 (2004).
- [3] S. Stepanov and M. Plata Sánchez "Slow and fast light via two-wave mixing in Erbium doped fibers with saturable absorption" *Phys. Rev. A* **80**, 053830/1-4 p. (2009).
- [4] S. Stepanov et al. "Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064 nm" – *Opt. Express* **15**, 8832-8837 (2007).
- [5] A. Schweinsberg et al. "Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber" *Europhys. Lett.* **73**, 218-224 (2006).