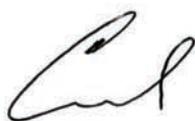


TESIS DEFENDIDA POR

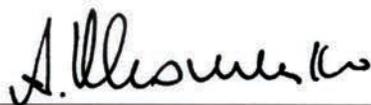
Daniel García Casillas

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



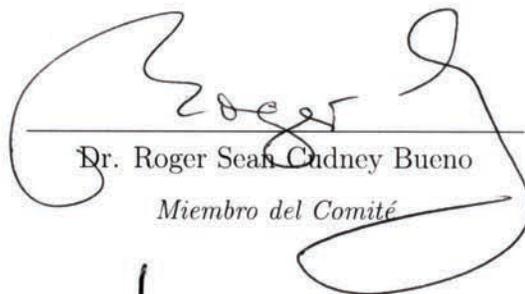
Dr. Serguei Stepanov

Director del Comité



Dr. Anatoly Khomenko

Miembro del Comité



Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Miembro del Comité



Dr. Ponciano Rodríguez Montero

Miembro del Comité



Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa de
posgrado en Óptica*



Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

3 de junio de 2011

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



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**INVESTIGACIÓN DEL MEZCLADO DE DOS ONDAS EN FIBRAS
ÓPTICAS DOPADAS CON TIERRAS RARAS CON RESPUESTA
ACELERADA**

TESIS

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

DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

DANIEL GARCÍA CASILLAS

Ensenada, Baja California, México, junio de 2011

RESUMEN de la tesis de **DANIEL GARCÍA CASILLAS**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California, junio de 2011.

**INVESTIGACIÓN DEL MEZCLADO DE DOS ONDAS EN FIBRAS
ÓPTICAS DOPADAS CON TIERRAS RARAS CON RESPUESTA
ACELERADA**

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov

Director de Tesis

Se presentan resultados de la investigación acerca de las propiedades del Mezclado de Dos Ondas (MDO) transitorio en fibras ópticas dopadas con tierras raras, para aplicaciones en sistemas de interferometría adaptativa y de telecomunicaciones ópticas. A partir de la interferencia de dos ondas coherentes, que se propagan en sentidos opuestos a través de una fibra dopada, se generan rejillas dinámicas de población debido al efecto de saturación de absorción (o ganancia) óptica en los máximos del patrón de interferencia. Estas rejillas se pueden generar con potencias ópticas del orden de sub-mW de onda continua, y muestran tiempos de formación tan cortos como fracciones de milisegundo. Para el uso exitoso de dichas rejillas en aplicaciones reales, se necesitan velocidades más altas, por lo menos hasta decenas de microsegundos. En el presente trabajo, se realizaron estudios originales de grabado de rejillas en fibras ópticas dopadas con Er y con Yb, bajo condiciones que permiten asegurar una formación más rápida de la rejilla, en particular mediante el empleo de una longitud de onda de grabado de $\lambda = 976$ nm; el drenado de la población del nivel metaestable con una longitud de onda auxiliar y bajo condiciones de bombeo óptico. También se presentan experimentos sobre la investigación de las propiedades anisotrópicas de las rejillas dinámicas y resultados derivados del desarrollo de un interferómetro insensible a los estados de polarización de la luz de señal, para la detección adaptativa de modulación de fase óptica en aplicaciones de sistemas de telecomunicaciones ópticas.

Palabras Clave: Interferómetro Adaptativo, Fibras dopadas con Tierras Raras, Rejillas de población, Mezclado de dos ondas.

ABSTRACT of the thesis presented by **DANIEL GARCÍA CASILLAS**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of DOCTOR IN SCIENCES in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California, junio 2011.

INVESTIGATION OF TWO WAVE MIXING IN RARE EARTH DOPED OPTICAL FIBERS WITH ACCELERATED RESPONSE

Original results on investigations about the properties of transitory Two Wave Mixing (TWM), in rare earth doped fibers for applications in adaptive interferometry and optical telecommunication systems. Dynamic population gratings are formed by the interference of two counter-propagating coherent waves by means of optical saturation of absorption (or gain) in maxima of the interference pattern. These gratings can be generated using sub-mW continuous wave optical recording powers and have typical recording times of fractions of a millisecond. For the successful use of such gratings in real world applications, faster recording times are needed, at least about tens of microseconds. We present original studies of dynamic gratings in optical fibers doped with Er and Yb under recording conditions allowing faster grating formation times. Particularly, using $\lambda = 976$ nm as a recording wavelength, using forced depopulation of the metastable level with an auxiliary wavelength, and recording dynamic gain gratings under optical pumping. We also present experiments about the investigation of anisotropic properties of dynamic gratings, and the development of a polarization insensitive optical interferometer for adaptive phase modulated signal detection in optical telecomm.

Keywords: Adaptive Interferometer, Rare-Earth Doped Fibers, Population Gratings, Two Wave Mixing.

*Padre: Soñé que viniste a visitarme,
era una mañana tibia y había un haz de
luz dorado que emanaba de la ventana en la
habitación donde estaba dormido.*

*Desperté cuando sentí un destello brillante,
eras tú, que tomaste mi cámara para re-
tratarme, no dijiste nada, solo tomaste
imágenes como si quisieras que cada momento
se quedara paralizado para siempre.*

*Aún medio dormido y en un estado de letargo,
te pregunté, ¿que haces? y después te dije:
deja de hacer eso, me rompe el corazón...*

*Sentir que volviste para verme, pero saber que
jamás estaremos juntos. Buen viaje Pa' !!!!!!!*

Agradecimientos

Quiero agradecer a:

Mi asesor, el Dr. Serguei Stepanov, por todos estos años de guía y por poner en mis manos las herramientas; algunas aún no se como utilizar, pero el futuro lo dirá.

A CONACyT, por todo el soporte y por su inversión en nuestra generación, quienes vimos el desplome de la economía mundial mientras sabemos que de nosotros depende el desarrollo futuro...

A mis compañeros de trabajo del grupo de Rejillas Dinámicas: Alberto, Alexei, Anna, David, Eliseo, Enrique, Fernando, Liliana, Manuel, Marcos, etc..

A mis compañeros de estudio y del departamento de óptica: Karina, Noemí, Norma, Joel, Yasser, Liz, Minerva, Daniel, Eduardo, Rodger (y los que me falta mencionar...)

En medio de todo un especial agradecimiento a mi compañero César, cuya dedicación siempre me sirvió de inspiración y por ser un excelente co-equipero.

Un especial reconocimiento también a mi compañero Juan Pablo, quien quisiera estuviera escribiendo una dedicatoria como esta y quien me mostró su fortaleza y siempre me dió consejos.

A los miembros de mi comité de tesis por su dedicación

Al Dr. Covarrubias y el D.E.P. por su apoyo

A los académicos y personal administrativo del departamento de óptica

Al Dr. Fotiadi y toda la gente en Mons (este sería otro texto completo)

A mi familia (todos sabemos quienes son y no alcanzaría el espacio en papel)

Finalmente a mi querida esposa Paz, que siempre estuvo conmigo en la lucha por esta larga empresa.

Contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xviii
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Antecedentes	1
I.1.1 Interferometría adaptativa	1
I.1.2 Rejillas de población en fibras dopadas con tierras raras	6
I.1.3 Metodos de aceleración de grabado	11
I.2 Objetivos de la tesis	16
I.3 Organización y contenido del manuscrito	16
II. CONCEPTOS BÁSICOS	18
II.1 Introducción	18
II.1.1 Fibras dopadas con tierras raras	18
II.1.2 Saturación óptica en sistemas de dos niveles sin bombeo	25
II.1.3 Transmisión de luz en una fibra saturable	28
II.1.4 Rejillas dinámicas de población	30
II.1.5 Mezclado de dos ondas por rejillas de absorción	34
II.1.6 Investigaciones anteriores de rejillas dinámicas en fibras dopadas	37
III. CARACTERIZACIÓN DE LÁSERES, MUESTRAS DE FIBRAS DOPADAS Y SISTEMAS EXPERIMENTALES	45
III.1 Introducción	45
III.2 Láseres semiconductores	45
III.3 Muestras de fibras ópticas dopadas con tierras raras y sus características	50
III.3.1 Datos generales.	50
III.3.2 Caracterización de las fibras dopadas mediante transmitancia no lineal.	51

Contenido (continuación)

	Página
III.3.3 Evaluación de tiempos característicos de saturación de la fibra.	54
III.4 Arreglo dispuesto en línea para observar el mezclado de dos ondas . .	58
III.4.1 Características principales del arreglo.	58
III.4.2 Evaluación de nivel estacionario y amplitud relativa del MDO.	59
III.4.3 Procedimiento de evaluación de amplitud de señal de MDO transitorio.	62
III.5 Caracterización de moduladores piezoeléctricos.	67
III.6 Conclusiones Parciales	69
IV. UTILIZACIÓN DE SISTEMAS DE TRES NIVELES PARA EL GRABADO DE REJILLAS DINÁMICAS EN FDE y FDY	71
IV.1 Introducción	71
IV.2 Dinámica del sistema de tres niveles - consideración teórica	72
IV.2.1 Sistema de tres niveles: los parámetros principales	72
IV.2.2 Aproximación de relajación instantánea ($\tau_1 \rightarrow 0$) y únicamente luz de bombeo	73
IV.2.3 Iluminación con dos longitudes de onda simultáneas	75
IV.2.4 Conclusiones parciales	79
IV.3 MDO con 976 nm en fibras dopadas con iterbio	80
IV.4 MDO con 976 nm en fibras dopadas con erbio	85
IV.4.1 Introducción	85
IV.4.2 MDO en FDE una longitud de onda 976 nm	86
IV.4.3 MDO con 976 nm e iluminación auxiliar con 1550 nm	90
IV.5 Rejillas de ganancia en fibras dopadas con iterbio	96
IV.5.1 Introducción	96
IV.5.2 Arreglos y datos experimentales	96
IV.5.3 Discusión	101
IV.5.4 Conclusiones parciales	105
V. DETECCIÓN DE MODULACIÓN DE FASE INSENSIBLE A LA POLARIZACIÓN	106
V.1 Introducción	106
V.1.1 Técnicas tradicionales	106
V.1.2 Detección insensible a la polarización basada en fibras dopadas - concepto básico.	112
V.1.3 Antecedentes: quemado de huecos de polarización y MDO con polarizaciones ortogonales	115
V.1.4 Medición experimental del efecto de PHB	119

Contenido (continuación)

	Página
V.2 Investigación experimental del interferómetro adaptativo con FDE birrefringente	122
V.3 Conclusiones parciales	129
VI. RESULTADOS DEL TRABAJO Y CONCLUSIONES	131
VI.1 Resultados más importantes	131
VI.2 Publicaciones, presentaciones en conferencias, y estancias de investigación	133
VI.3 Conclusión general del trabajo	134
VI.4 Propuestas para el trabajo futuro	135
REFERENCIAS	136
A. Lista del equipo y de los elementos ópticos usados en el trabajo	141

Lista de Figuras

Figura	Página
1 Interferómetro de Fabry-Perot confocal, empleado como detector de modulación de fase rápida de un frente de onda irregular reflejado por una superficie rugosa, excitado mediante pulsos de láser (Scruby, 1990). . .	2
2 Mezclado de cuatro ondas para conjugación de fase, la rejilla es formada por la interacción del par de haces E_1 y E_2 . La onda E_4 es el conjugado de la onda E_3 (Brignon y Huignard, 2004).	3
3 Configuración de detección adaptativa mediante mezclado de dos ondas en un cristal fotorrefractivo (Dewhurst y Shan, 1999).	4
4 Rejillas de volumen del tipo: a) de transmitancia, b) de reflexión. . . .	7
5 Rejilla de reflexión generada por la interacción de dos haces propagándose en sentidos opuestos dentro de una fibra óptica.	7
6 Arreglo experimental del interferómetro de Sagnac para observar el mezclado de dos ondas y la formación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov <i>et al.</i> , 2004).	8
7 Configuración experimental para la excitación y observación de ultrasonido inducido por un láser pulsado (a) y el trazo del osciloscopio (b) de la señal ultrasónica detectada en una placa de aluminio de 10 mm (Rodríguez Montero <i>et al.</i> , 2009).	10
8 Sistema de tres niveles de los iones de erbio en sílice: (a) Bombeo de un fotón a 980 nm seguida por una desexcitación no radiativa; (b) Emisión estimulada de un fotón de señal; (c) Emisión espontánea de un fotón. .	12
9 Respuesta obtenida del MDO transitorio para el caso de fibra dopada con erbio bombeada (trazo superior), para una señal de modulación rectangular (línea punteada), (FDE HG980, $L = 2.9$ m, $\lambda = 1549$ nm, potencia total de señal de entrada = 1 mW, con dos ondas de bombeo propagándose en sentidos opuestos con $\lambda_b = 980$ nm), (García Casillas <i>et al.</i> , 2007).	14
10 Diagrama de niveles de energía del erbio en vidrio que muestra las longitudes de onda de las transiciones de absorción y de emisión en nm (Desurvire, 1994).	20

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página	
11	Espectro típico de absorción de una fibra de sílice dopada con erbio. Las bandas de absorción corresponden a las transiciones mostradas en la figura 10 (Desurvire, 1994).	21
12	Sistema de 3 niveles simplificado a un sistema de 2 niveles, con N_1 la población en estado base, N_2 la población en estado metaestable, $\sigma_{s,b}$ las secciones transversales del ión para longitudes de onda de señal y de bombeo.	22
13	Espectro típico de absorción y espectro de emisión de una fibra de sílice dopada con erbio (Digonnet, 2001).	23
14	Espectro de absorción del estado base, espectro de emisión y diagrama de niveles de energía del Yb^{3+} . Las líneas sólidas representan las transiciones radiativas que muestran los dos picos característicos de emisión: A y B (Digonnet, 2001).	24
15	Curvas teóricas de transmitancia no lineal para diferentes densidades ópticas de la fibra dopada, estimadas en función de la potencia de entrada normalizada.	30
16	Formación de una rejilla de absorción óptica $\alpha(z)$ por el efecto de saturación en los máximos del patrón de interferencia $P(z)$	31
17	Diagrama esquemático que muestra la distribución de intensidad y el cambio de la característica física dentro del material, en lo que son conocidas como: (a) rejillas no desplazadas, (b) rejillas desplazadas.	32
18	Arreglo experimental empleado para el grabado y la detección de rejillas dinámicas en FDE en configuración de mezclado de cuatro ondas (Friskén, 1992).	38
19	Láser de fibra óptica con generación a una sola frecuencia, a) configuración experimental, b) los espectros de generación sin y con rejilla dinámica de absorción (EDF - fibras dopadas con erbio; PC - controladores de polarización), (Horowitz <i>et al.</i> , 1994).	39
20	Sistema experimental de un filtro sintonizable en fibra dopada con erbio (a), y las respuestas típicas (b) obtenidas para fibras de dos diferentes longitudes (0.335 y 1.20 m), (Feuer <i>et al.</i> , 1998).	40

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página
21 Configuración de Sagnac utilizada para investigación de MDO transitorio (EOM - modulador electro-óptico fotodiodo, PC - controladores de polarización), (Stepanov <i>et al.</i> , 2004).	41
22 Tipo de respuesta observada para modulación de fase del tipo rectangular en interferómetro Sagnac, en configuración de MDO transitorio. (García Casillas <i>et al.</i> , 2007)	41
23 Esquemático de la configuración experimental utilizada para la detección de fluorescencia transversal; la figura pequeña muestra el tipo de respuesta típico para una modulación de fase del tipo rectangular en una de las ondas de grabado (EDF - fibra dopada con erbio, PD - foto diodo, VA - atenuador variable, EOM - modulador electro-óptico, PC1,2 - controladores de polarización), (Stepanov y Hernández Hernández, 2007). . .	44
24 Dependencia experimental de la potencia de salida con la corriente de bombeo del láser 11-8000-070, de 976.2 nm.	46
25 Arreglo interferométrico Michelson utilizado (a), para caracterización de la longitud de coherencia del láser de bombeo (11-8000-120) de 980 nm (b).	47
26 Dependencia de potencia de laseo vs corriente de bombeo para láser QPhotonics de 976 nm.	48
27 Espectro de emisión obtenido para una corriente de 58.6 mA, aplicada al diodo láser QPhotonics. La longitud de onda central es 976.65 nm. .	48
28 Profundidad de modulación como función de la corriente de bombeo, evaluada para una diferencia de 1.5 m en la longitud de los brazos del interferómetro Michelson de fibra óptica.	49
29 Arreglo experimental para la medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas.	52
30 Transmitancia como función de la potencia de entrada para la FDY Yb103 de $L = 29$ cm, con $\lambda = 976$ nm y su ajuste numérico (línea sólida) con la ecuación (21) donde $\alpha_0 L = 1.87$, $P_{sat} = 0.45$ mW y $T_C = 0.915$	52

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
31	Datos experimentales de medición de transmitancia no lineal para la FDE HG980 de $L = 50$ cm, $\lambda = 976$ nm; la curva sólida representa un ajuste teórico con $\alpha_0 L = 1.3$, $P_{sat} = 0.45$ mW y $T_C = 0.715$	53
32	Arreglo experimental con modulación rectangular de potencia, usado para observación de dinámica de transmitancia de la fibra (FDY, $\lambda = 976$ nm).	55
33	a) Perfil típico de potencia de salida de la fibra bajo excitación de un haz de láser de 980 nm con modulación rectangular, b) re-escalamiento para apreciar el tiempo característico de decaimiento (FDY Yb103, $\lambda = 980$ nm, $P_{ent} = 1.5$ mW, frecuencia de modulación 500 Hz).	55
34	Dependencias de las razones de crecimiento (■) y decaimiento (▲) de la potencia transmitida (inversos de los valores de los tiempos) bajo excitación de un haz de láser con modulación rectangular (FDY Yb103, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.5$ mW, frecuencia de modulación 500 Hz).	56
35	Arreglo experimental con modulación rectangular de la potencia óptica para observación de dinámica de fluorescencia de la fibra (FDY, $\lambda = 976$ nm).	57
36	Perfil típico de señal de fluorescencia, detectada en el foto-diodo FD2 con el arreglo de la figura 35, para modulación rectangular, (FDY Yb125, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 2.5$ mW, frecuencia de modulación 100 Hz).	57
37	Arreglo interferométrico en línea utilizado para estudio de MDO en fibras dopadas con tierras raras.	58
38	Saturación de la absorción por un patrón de interferencia en una fibra dopada con tierra rara: a) Rejillas de absorción y MDO estacionario; b) tipo de respuesta de MDO transitorio observada para una modulación de fase rectangular de V_π en la onda de señal.	61
39	Tipo de respuesta de MDO observada en una fibra dopada con tierra rara, para una modulación de fase rectangular en la onda de señal ($V_{est} =$ voltaje estacionario).	62

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página	
40	Desbalance entre semi-periodos contiguos debidos a interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta de MDO transitorio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms).	63
41	Procesamiento de los datos para obtener los valores del MDO transitorio, cuando existe un desbalance entre los semi-periodos contiguos debidos a una interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta; a) señal detectada; b) la misma señal detectada desplazada por un semi-periodo $T/2$; c) la suma y promedio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms).	64
42	Extracción de los componentes de amplitud y fase del MDO transitorio; a) forma de onda observada; b) componentes de amplitud; c) componentes de fase (FDY Yb118, $L = 15$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW, $V_{rect} = V_{\pi/8}$, $T = 5$ ms).	66
43	Ajuste con ORIGIN para obtener los tiempos característicos de los procesos de decaimiento en la respuesta del MDO transitorio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms, $\tau = 2.329$ ms).	66
44	Arreglo interferométrico auxiliar del tipo Michelson empleado para evaluar los voltajes necesarios (aplicados a los piezoeléctricos) para obtener los desplazamientos requeridos.	68
45	Componentes de señal de tercer armónico observados para un voltaje $V_{2\pi}(p - p)$ aplicado al piezoeléctrico ($\lambda = 976$ nm).	69
46	Trazo de osciloscopio obtenido para una FDY a un voltaje de modulación rectangular de $V_{\pi/8}$ (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW)	81
47	Trazos de osciloscopio obtenidos para un voltaje de modulación rectangular de: a) V_{π} y b) $V_{\pi/2}$ (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW)	81
48	Dependencia de amplitud relativa vs amplitud de modulación V_{mod} de componentes par (■) e impar (▲), (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW).	82

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
49	Dependencia de valor relativo de MDO vs potencia de entrada para componentes par (■) e impar (▲), (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $V_{\pi/2}$)	83
50	Dependencia de tiempos característicos de formación de los componentes par (■) e impar (▲) de la rejilla (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm).	84
51	MDO transitorio observado en una FDE con la longitud de onda de 976 nm (fibra Er123, $L = 10$ cm, $P = 0.4$ mW, modulación con $V_{\pi/2}$).	87
52	Estructura complicada de la respuesta del MDO observada en FDE con la longitud de onda de 976 nm, La señal tiene dos componentes: rápido (0.25 ms) impar y lento (4 ms) par, de amplitudes comparables, (FDE Er123, $L = 10$ cm, $P = 0.4$ mW, modulación con $V_{\pi/2}$).	87
53	Amplitudes relativas de los componentes par (■) e impar (▼) del MDO observadas para una modulación con $V_{\pi/2}$ (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm).	88
54	Las razones del decaimiento de los componentes par (■) e impar (▲) del MDO (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, modulación con $V_{\pi/2}$).	88
55	Configuraciones experimentales para observación del MDO transitorio con longitud de onda 976 nm con iluminación de luz auxiliar de 1500 nm; (a) – propuesta inicial, (b) – la configuración práctica usada.	91
56	Efecto de la presencia de la iluminación auxiliar sobre la señal de MDO: (a) – solo la longitud de onda de grabado (976 nm de 0.4 mW), (b) – con iluminación auxiliar ($\lambda_S = 976$ nm de 0.4 mW; y $\lambda_{aux} = 1549$ nm de 1.4 mW), (FDE Er123, $L = 10$ cm, modulación con $V_{\pi/2}$).	92
57	Evaluación de los tiempos característicos de relajación de los componentes de amplitud y de fase en FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm). La potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) es de 1.4 mW, y la potencia del láser de señal de 976 nm es 0.5 mW; a) la componente par presenta una forma de respuesta compleja ajustada mediante dos procesos exponenciales; b) ajuste aproximado a proceso exponencial (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$).	93

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página
58	Forma de la respuesta para potencias más altas en los componentes de amplitud de una FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm) y su ajuste mediante dos funciones exponenciales (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm con 0.9 mW, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$). 93
59	Valor relativo del MDO para los componentes de amplitud (■) y de fase (●) en FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm); la potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) se mantiene constante a 1.4 mW, mientras se varía la potencia del láser de 976 nm utilizado para la grabación de la rejilla. (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$). 95
60	Razones de relajación de componentes de amplitud (■) y de fase (●) en una FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm); la potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) se mantiene constante, a 1.4 mW, mientras se varía la potencia del láser de 976 nm utilizado para la grabación de la rejilla. (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$). 95
61	Arreglo experimental empleado para investigación de MDO en FDY con bombeo. 97
62	Valor promedio (nivel estacionario) de la potencia total detectada en función de la potencia de bombeo (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm, 10 mW; $\lambda_B = 976$, 0-30 mW, modulación con $\approx V_{\pi/2}$). 98
63	Señal de MDO detectada: a) sin bombeo; b) con 1 mW de bombeo @ 976 nm; c) con 27.5 mW de bombeo @ 976 nm (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0 - 27.5 mW, modulación con $\approx V_{\pi/2}$). 99
64	MDO en función de la potencia de bombeo aplicada (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0-30 mW, $V_{mod} \approx V_{\pi/2}$). 100
65	Tiempo característico de formación de las rejillas de absorción y ganancia, en función de la potencia de bombeo aplicada (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0-30 mW, $V_{mod} \approx V_{\pi/2}$). 101
66	Esquema simple de sistema de comunicaciones por fibra óptica (Saleh, 1991). 107

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
67	Ejemplos de modulación binaria de luz: a) modulación directa de intensidad del tipo Encendido/Apagado (OOK/IM), b) modulación de fase de campo eléctrico (PSK), (Saleh, 1991).	107
68	Configuración de sistema de detección insensible a los estados de polarización con receptor DPSK (codificación de cambio de fase diferencial) coherente de cuatro puertos (Agrawal, 2002).	109
69	Sistema con control electrónico de circuitos de decisión descrito en la patente 5,986,784 (E. U.), para realizar detección adaptativa de modulación de fase óptica PBS - divisor de polarización, PC - controladores de polarización (Kersey, 1999).	110
70	Configuraciones propuestas para detección adaptativa de modulación de fase: a) interferómetro en línea, b) interferómetro de Sagnac modificado (la gráfica insertada en "a" muestra la forma de la respuesta típica detectada y es similar para ambos casos EDF - fibra dopada con erbio, PD1,2 - fotodiodos, APM - modulador de fase auxiliar, PC1,2 - controladores de polarización, VA - atenuador variable, EOM-modulador electro-óptico), (García Casillas <i>et al.</i> , 2007).	111
71	Configuraciones para detección adaptativa de modulación de fase basadas en cristales de efecto de fuerza electromotriz: a) con dos detectores, b) con un solo detector (Celis <i>et al.</i> , 1998).	112
72	Salida total del sistema (línea sólida) y señal parcial (línea punteada) obtenidas con la configuración de la figura 71, (Celis <i>et al.</i> , 1998).	112
73	Configuraciones simplificadas para detección adaptativa de modulación de fase basadas en fibras ópticas dopadas: a) con dos fibras en dos canales independientes y, b) con una fibra birrefringente (el detalle ilustra el acoplamiento de la polarización lineal de entrada respecto a los ejes propios de la fibra birrefringente, FDE - fibra dopada con erbio, FD - foto-diodo, CP1,2 - controladores de polarización).	113
74	Espectro de señal donde se observa el fenómeno de ganancia dependiente de la polarización: la gráfica muestra una mayor ganancia para una señal de prueba con polarización ortogonal a la señal original (Taylor, 1993).	116

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página	
75	a) Definición de la orientación de ejes de los iones y el estado de polarización de la señal, b) modelo simple para PHB en FDE, basado en tres subgrupos de iones (Wysocki y Mazurczyk, 1996).	117
76	Amplitud del MDO transitorio como función de la orientación mutua de ambos haces de grabado (R y S). La polarización de la señal S, corresponde con uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra. La figura pequeña muestra dependencias similares contra el ángulo de polarización φ de la polarización lineal de la señal S para $\theta = 0 - (\pi)$ y 90° (Stepanov <i>et al.</i> , 2005).	118
77	Diagrama que muestra los patrones de interferencia que se forman en una fibra óptica birrefringente por dos ondas en contra-propagación: a) para polarizaciones paralelas que corresponden a uno de los ejes de birrefringencia, b) para ondas de grabado ortogonales (la fase de la onda S se considera constante; la línea punteada muestra la polarización total del campo), (Stepanov <i>et al.</i> ,2005).	119
78	Arreglo experimental empleado para realizar mediciones directas de PHB ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).	120
79	Tipo de respuesta observada a la salida del arreglo para mediciones directas de PHB ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m, $P_{ent} = 1.2$ mW).	120
80	Dependencias de valor relativo de la amplitud de PHB transitorio vs. potencia de entrada: a) cuando la polarización salta entre ambos ejes propios de la fibra, b) cuando la polarización salta $\pm 45^\circ$ entre ambos ejes de la fibra ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).	121
81	Tiempos de crecimiento del efecto de PHB transitorio vs potencia de entrada: a) cuando la polarización salta entre ambos ejes propios de la fibra, b) cuando la polarización salta $\pm 45^\circ$ entre ambos ejes de la fibra ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).	122
82	Configuración empleada para detección insensible a la polarización mediante el uso de una fibra dopada birrefringente (FD - fotodiodo; CP1,2 - controladores de polarización; AV1,2 - atenuadores variables).	123

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
83	Dependencias de la amplitud del MDO transitorio contra el ángulo de polarización lineal incidente de la onda de referencia R, para la polarización lineal de la onda de señal modulada: a) sobre uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra; b) a 45° entre ambos ejes y c) a 22° con respecto a uno de los ejes ($\lambda = 1492$, FDE HG980, $L = 0.5$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).	125
84	Dependencias de la amplitud del MDO transitorio contra el ángulo de polarización lineal incidente en la onda de referencia R, para la polarización lineal de onda de señal modulada, cuando la polarización lineal de la onda modulada se encuentra: sobre uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra (■), y a 45° entre ambos ejes (●), ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).	126
85	Amplitud relativa de MDO contra el ángulo θ de la polarización lineal de la onda de señal, observada en fibra convencional, no preservadora de polarización, para las longitudes de onda 1492 (■) y 1526 nm (●) aumentado en la gráfica por un factor x3 (FDE Er123, $L = 13$ cm). . .	127
86	Amplitud relativa de MDO contra el ángulo θ de la polarización lineal de la onda de señal ($\lambda = 1568$, FDE HG980, $L = 0.5$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).	128

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Características de las fibras dopadas con erbio e iterbio.	50
II	Parámetros de las fibras dopadas con erbio obtenidos mediante ajuste de la transmitancia no lineal para $\lambda = 976$ nm.	54
III	Parámetros de las fibras dopadas con iterbio obtenidos mediante ajuste de la transmitancia no lineal para $\lambda = 976$ nm.	54
IV	Voltajes aplicados a los moduladores piezoeléctricos para obtener los desplazamientos requeridos a la longitud de onda de 976 nm.	69
V	Comparación de características de MDO @ 976 nm en FDY y FDE . . .	104

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

I.1 Antecedentes

I.1.1 Interferometría adaptativa

La interferometría óptica (Hariharan, 2003) es de gran importancia en la tecnología moderna. Se utiliza en diversas formas en metrología, pruebas no destructivas, sistemas de telecomunicaciones, diferentes sensores para aplicaciones científicas, industriales, médicas, ambientales, etc. Las ventajas más importantes de las pruebas ópticas es que no son destructivas, se hacen a distancia y casi no influyen en el objeto bajo observación, pueden tener una resolución espacial muy alta, y lo que es muy importante, son muy sensibles. Sin embargo, las configuraciones interferométricas convencionales (de Michelson, de Mach-Zender o similares), (Hariharan, 2003), no pueden trabajar con frentes de onda complicados, tales como los patrones de moteado reflejados por superficies rugosas, o transmitidos a través de un medio turbio. Como resultado, los interferómetros ópticos convencionales prácticamente no se utilizan para pruebas no destructivas industriales, en particular, en una aplicación tan importante como la detección remota de ultrasonido generado por pulsos cortos de láser (Scrubby y Drain, 1990). La única excepción es, probablemente, un sistema de auto-imagen con una cavidad Fabry-Perot confocal (Dewhurst y Shan, 1999) - ver Figura 1, sin embargo, dicha configuración es bastante complicada, necesita de ajuste permanente a la longitud de onda del láser de prueba, es bastante caro (alrededor de 100,000 USD) y además, en

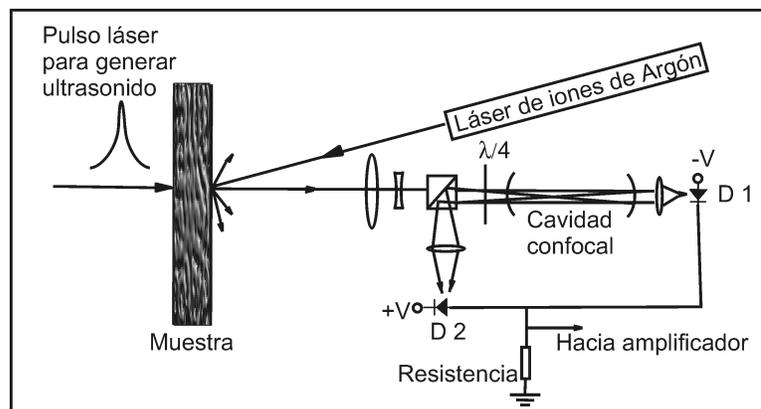


Figura 1. Interferómetro de Fabry-Perot confocal, empleado como detector de modulación de fase rápida de un frente de onda irregular reflejado por una superficie rugosa, excitado mediante pulsos de láser (Scruby, 1990).

ocasiones, no puede trabajar bajo las condiciones encontradas en entornos industriales, ya que es muy sensible a vibraciones mecánicas.

Otro problema notorio de las configuraciones interferométricas convencionales, es su sensibilidad hacia la polarización de la luz detectada: las polarizaciones del haz detectado y del haz de referencia, deben ser iguales para tener una señal fuerte de interferencia. En el caso de que ambas polarizaciones sean ortogonales, la señal de salida desaparece completamente. Este problema es bastante crítico en las líneas de comunicaciones ópticas coherentes (Agrawal, 2002), y también en sensores interferométricos de fibra óptica (Kirkendall y Dandridge, 1996). Para resolver este problema de manera práctica por los métodos convencionales, se necesita de sistemas optoelectrónicos complicados (Agrawal, 2002), lo que incrementa el precio del sistema, reduce su sensibilidad y, generalmente, tiene como resultado la pérdida de información sobre el signo de la modulación de fase detectada.

Por otro lado, es posible aplicar los principios de óptica no lineal para la detección convencional de modulación de fase en una onda con un frente complicado, En par-

particular, se puede realizar por la conjugación de fase óptica mediante el empleo de una configuración de interacción de cuatro ondas en cristales fotorrefractivos (Solymar *et al.*, 1996), (Brignon y Huignard, 2004), (ver Figura 2). En esta configuración, un cristal fotorrefractivo está iluminado por un par de haces que se propagan en sentidos opuestos. Cuando una tercera onda de “señal” incide sobre el cristal, se genera un cuarto haz que posee un perfil de fase, el cual es el conjugado de la onda de “señal” (Solymar *et al.*, 1996), (Yeh, 1993). La onda de señal puede ser la reflexión de una superficie

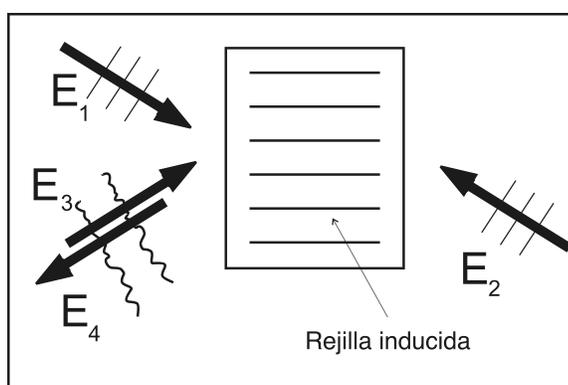


Figura 2. Mezclado de cuatro ondas para conjugación de fase, la rejilla es formada por la interacción del par de haces E_1 y E_2 . La onda E_4 es el conjugado de la onda E_3 (Brignon y Huignard, 2004).

de prueba rugosa, como resultado, después de que esta onda de señal es “reflejada” nuevamente por el cristal (en realidad, se trata de un haz conjugado que se propaga en sentido opuesto), el frente de onda nuevo se suma a la forma del frente de onda inicial, y puede ser detectado sin problemas. Por la naturaleza dinámica de la rejilla (holograma) fotorrefractiva, la configuración de mezclado de cuatro ondas (MCO) también puede compensar cambios lentos en el frente de onda de la señal reflejada por la superficie rugosa. Desafortunadamente, los cristales fotorrefractivos útiles para MCO son bastante lentos (del orden de segundos hasta minutos), (Solymar *et al.*, 1996) y no son aplicables bajo condiciones industriales.

Existen otras configuraciones fotorrefractivas con base en el mezclado de dos ondas (MDO), (Dewhurst y Shan, 1999), (Yeh, 1993), donde la interacción de dos ondas coherentes, una de señal, reflejada por el objeto y otra de referencia, crean un patrón de interferencia que se graba en forma de una rejilla fotorrefractiva (Figura 3). La

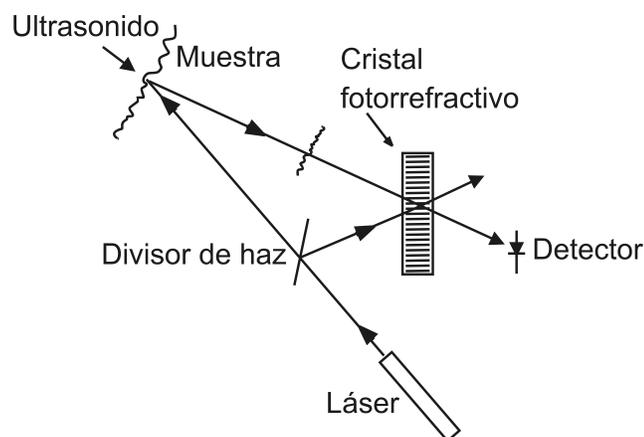


Figura 3. Configuración de detección adaptativa mediante mezclado de dos ondas en un cristal fotorrefractivo (Dewhurst y Shan, 1999).

rejilla grabada sirve como un divisor de luz en un sistema de interferometría convencional, pero como un divisor “inteligente”, porque por su propiedad holográfica (Collier *et al.*, 1971), (Brignon y Huignard, 2004), mezcla de una manera ideal dos ondas (una transmitida y la otra difractada) en el plano del fotodiodo, dando como resultado una señal de interferencia ideal. Cualquier variación (lenta) en el frente de onda de la señal, ya sea en su forma o fase, que se produzca con una frecuencia menor al inverso del tiempo característico de formación τ_g de esta rejilla dinámica, puede ser compensada (perseguida) por dicha rejilla.

El acoplamiento de dos ondas (una transmitida a través del cristal y la otra difractada por la rejilla) interfiriendo en el plano del fotodiodo, es siempre óptimo, con iguales frentes de onda, y con una diferencia de fases promediada fija. Podemos decir, que el punto operacional siempre se mantiene estable en este interferómetro adaptativo. Sin

embargo, si se realiza un cambio en la fase de la onda de la señal, más rápido que el tiempo característico de formación de la rejilla dinámica (τ_g) - por ejemplo, por una señal ultrasónica detectada; se produce un cambio en la intensidad de salida, el cual es percibido por el fotodiodo.

Los sistemas adaptativos con base en MDO en cristales fotorrefractivos (Dewhurst, 1990), pueden ser muy sensibles (limitados por el ruido fotónico de la luz), pero las rejillas fotorrefractivas no son muy rápidas: en el mejor de los casos $\tau_g \geq 1$ ms, con cristales semiconductores de tipo CdTe o tipo InP. Para compensar las vibraciones que se generan típicamente en un ambiente industrial, es necesario tener un tiempo de formación de la rejilla dinámica más corto. Cabe mencionar que en este momento hay sistemas comerciales de este tipo, pero para uso solamente bajo condiciones de laboratorio. Por ejemplo, el sistema “Tempo” de Bossa Nova (www.bossanovatech.com), está basado en el cristal fotorrefractivo de BSO, con un tiempo de formación de la rejilla de alrededor de 100 ms (con un láser verde de prueba/grabado de longitud de onda $\lambda = 532$ nm). El precio típico del producto es también bastante alto, alrededor de 60,000 USD.

Existen sistemas alternativos basados en la formación de rejillas dinámicas de carga espacial en cristales semiconductores (foto-detectores de fuerza electromotriz - FEM) (Stepanov y Nalwa, 2001). Estos poseen excelentes propiedades adaptativas (con tiempos de formación de la rejilla en cristales de GaAs de $\tau_g \sim 10$ -1 μ s) y son capaces de detectar ondas ultrasónicas en objetos en desplazamiento viajando a velocidades de algunos metros por segundo. El inconveniente en estos sistemas es que carecen de suficiente sensibilidad.

I.1.2 Rejillas de población en fibras dopadas con tierras raras

Recientemente, en (Stepanov *et al.*, 2004), se propuso el empleo de rejillas dinámicas grabadas en fibras dopadas con tierras raras, en interferómetros de mezclado de dos ondas, para la detección adaptativa de vibraciones mecánicas. Se espera que estos sistemas pueden ser tan sensibles como los basados en cristales fotorrefractivos (limitados por el ruido fotónico), pero con tiempos más rápidos de formación de las rejillas y mucho más prácticos para aplicaciones reales.

Las fibras ópticas dopadas con tierras raras Er, Yb, Tm, etc. (Digonnet, 2001), (Becker *et al.*, 1999), son atractivas como material óptico no lineal para la grabación de rejillas dinámicas (Friskén, 1992). Debido a la alta concentración de potencia de luz láser dentro del núcleo de la fibra y a una longitud de interacción prácticamente ilimitada, podemos esperar, como resultado, velocidades altas de formación y una alta eficiencia de las rejillas dinámicas. Las otras dos ventajas de las fibras, útiles para diferentes aplicaciones prácticas (particularmente para la industria), son la posibilidad de desarrollar sistemas completamente de fibra óptica, y la posibilidad de usar una gran variedad de elementos comerciales (con precios bastante bajos) de fibra óptica: las mismas fibras dopadas, láseres de longitudes de onda adecuadas, acopladores, circuladores, rejillas de Bragg, amplificadores ópticos, etc., desarrollados recientemente para aplicaciones de telecomunicaciones ópticas (Agrawal, 2002).

Las rejillas dinámicas de densidad de población en fibras ópticas dopadas con erbio (con longitud de onda de grabado $\lambda = 1500 - 1560$ nm), son conocidas desde hace poco más de una docena de años desde la primera publicación (Friskén, 1992). Estas rejillas dinámicas se forman a lo largo de una fibra dopada, debido a la saturación de la absorción óptica (o de ganancia óptica en una fibra bombeada) por dos ondas coherentes

propagándose en sentidos contrarios, y son rejillas de Bragg de reflexión (Figuras 4 y 5), en contraste con las rejillas dinámicas de transmitancia generalmente empleadas en medios volumétricos de láser (Brignon y Huignard, 2004) y cristales fotorrefractivos (Yeh, 1993).

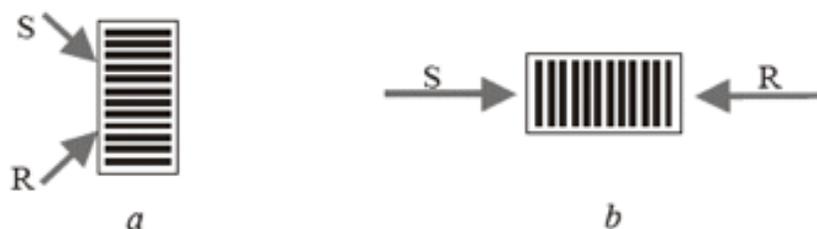


Figura 4. Rejillas de volumen del tipo: a) de transmitancia, b) de reflexión.

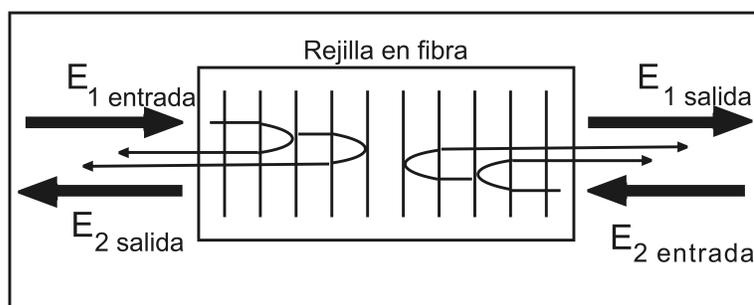


Figura 5. Rejilla de reflexión generada por la interacción de dos haces propagándose en sentidos opuestos dentro de una fibra óptica.

Las rejillas en las fibras ópticas dopadas con erbio, tienen tiempos característicos de formación menores que el tiempo de relajación espontánea del ión de erbio excitado (≈ 10 ms) (Becker *et al.*, 1999). Dichas rejillas necesitan potencias ópticas de grabado P_0 del orden de algunas fracciones de mW para su formación, ya que la potencia de saturación P_{sat} de una FDE es típicamente menor a 1 mW. La potencia de saturación (potencia a la cual las transiciones inducidas tienen la misma probabilidad que las transiciones espontáneas), es uno de los parámetros más importantes de las fibras dopadas, y está definida más adelante en las ecuaciones 5 y 13. Para la detección de dichas

rejillas en las fibras ópticas se emplean configuraciones de mezclado de cuatro (Friskén, 1992) y dos ondas (Stepanov *et al.*, 2004). Una configuración simplificada de mezclado de dos ondas transitorio con modulación de fase rectangular en un haz de grabado se presenta en la Figura 6.

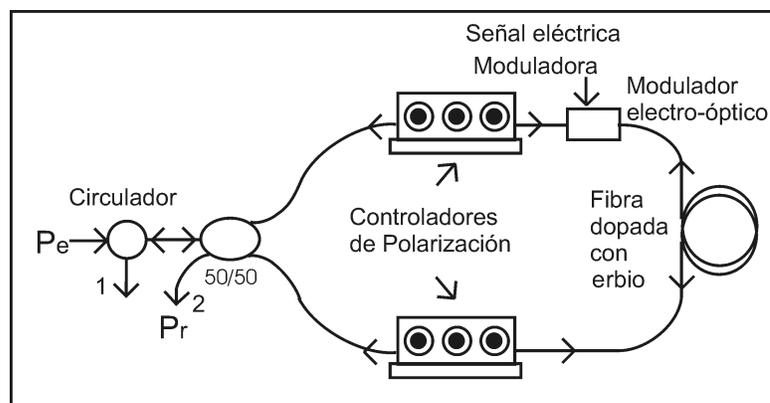


Figura 6. Arreglo experimental del interferómetro de Sagnac para observar el mezclado de dos ondas y la formación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov *et al.*, 2004).

Hasta el momento, las propuestas para aplicaciones de las rejillas dinámicas están concentradas en las áreas de los filtros ópticos sintonizables de banda angosta (Feuer, 1998), (Kishi y Yazaki, 1999), láseres de fibra óptica de generación a una sola frecuencia (Cheng *et al.*, 1997), (Paschotta *et al.*, 1997) y en sistemas de detección interferométrica adaptativa (Stepanov *et al.*, 2004), (García Casillas, 2006), (Plata Sánchez, 2007).

Cabe mencionar, que los experimentos con rejillas dinámicas de población, también proveen de información única acerca de aspectos fundamentales de la interacción de luz con los iones de tierras raras en fibras ópticas. Algunas investigaciones recientes de este tipo, han arrojado información acerca de los procesos de migración del estado de excitación (Stepanov y Hernández Hernández, 2005b), el quemado de huecos de polarización ó “polarization hole burning” (PHB), (Stepanov *et al.*, 2004c) y (Stepanov

et al., 2005), y cambios foto-inducidos de índice de refracción (Barmenkov y Kir'yanov, 2005), (Stepanov *et al.*, 2007b) y (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d).

En el grupo de “Rejillas dinámicas” del Departamento de Óptica del CICESE, las investigaciones experimentales en esta área se iniciaron con la tesis de Doctorado de M. Plata Sánchez (Plata Sánchez, 2007) y se continuó en la tesis de maestría de D. García Casillas (García Casillas, 2006). El presente proyecto de tesis de Doctorado es una continuación del trabajo realizado durante este último proyecto de maestría, donde se presentaron resultados originales de MDO en fibras dopadas con erbio de diferentes longitudes y concentraciones de erbio, para longitudes de onda $\lambda = 1526$ y 1549 nm, empleando dos configuraciones experimentales que serán descritas más adelante: un interferómetro de Sagnac modificado y un interferómetro dispuesto en línea. Se demostró por primera vez que la profundidad de modulación en la señal del MDO transitorio detectado es mucho más grande para la onda débil cuando las ondas de grabado son de diferentes potencias. Se propusieron y verificaron dos técnicas de linealización de la respuesta (salto rápido por $\pi/2$ del patrón de interferencia y desplazamiento continuo) del arreglo interferométrico basado en FDEs, publicados después en (García Casillas *et al.*, 2007).

Complementando los resultados anteriores, en su trabajo de maestría, F. Pérez Cota realizó estudios de la sensibilidad de un prototipo del interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con erbio (Pérez Cota, 2007). Se evaluó la razón señal a ruido en esta configuración interferométrica adaptativa y se desarrollaron propuestas para mejorar su sensibilidad (optimización de longitud de la fibra dopada, concentración de erbio, potencia y coherencia del láser, etc.). Estudios similares también fueron realizados en la reciente tesis de maestría de A. Núñez Quintero (Núñez Quintero, 2009), pero para el caso de un interferómetro basado en fibra dopada con iterbio y con una longitud de

onda de grabado de 1064 nm. Ambos trabajos de tesis se concluyeron con experimentos de detección de una señal ultrasónica excitada por un láser pulsado (ver la Figura 7), los resultados fueron publicados en (Rodríguez Montero *et al.*, 2009). Ambos estudios

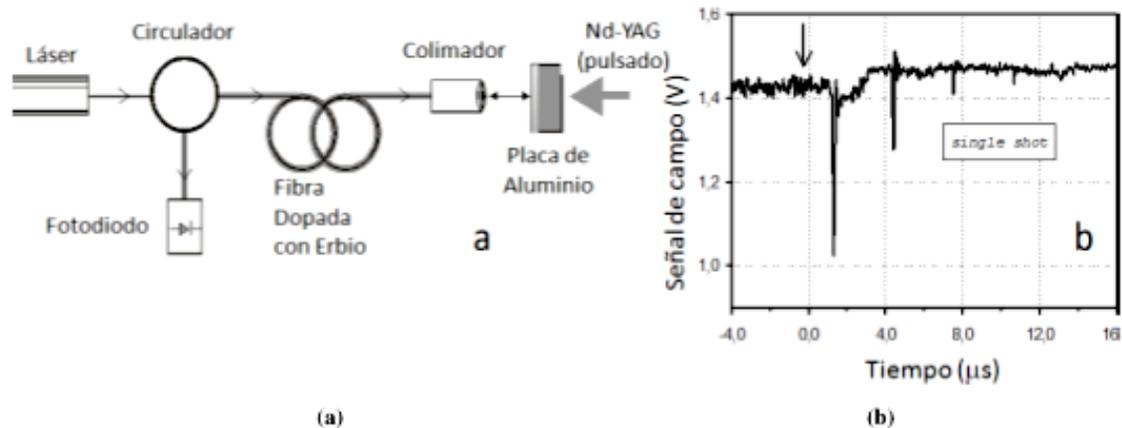


Figura 7. Configuración experimental para la excitación y observación de ultrasonido inducido por un láser pulsado (a) y el trazo del osciloscopio (b) de la señal ultrasónica detectada en una placa de aluminio de 10 mm (Rodríguez Montero *et al.*, 2009).

mostraron que la sensibilidad de los sistemas de detección desarrolladas están limitados por los ruidos de los láseres, y en particular, por el ruido de fase del láser semiconductor DFB de 1492 nm y por el ruido de intensidad del láser de estado sólido de Nd:YAG (1064 nm) para los casos de FDE y de FDY, respectivamente. Estudios de las técnicas que permiten aumentar la sensibilidad de los interferómetros hasta el nivel fundamental limitado por el ruido fotónico se encuentran actualmente en progreso como trabajo de maestría de A. Miridonov, en el grupo de “Rejillas Dinámicas”.

Sin embargo, la sensibilidad adecuada no es la única característica necesaria del interferómetro adaptativo para realizar pruebas no destructivas en la industria. El sistema de detección también debe tener una respuesta lineal, tener propiedades adaptativas adecuadas y además, ser capaz de manejar patrones de speckle complicados. La respuesta lineal parece no ser un problema grave, ya que las rejillas de fase que se

pueden formar en FDE para 1480–1490 nm (Stepanov y Pérez Cota, 2007c), o en fibras dopadas con iterbio para 1064 nm (Stepanov *et al.*, 2007b) y (Núñez Quintero, 2009) pueden servir para esto. Dichas rejillas son muy eficientes, y se graban de forma no desplazada (como describiremos más adelante - ver Figura 17). De ser necesario usar otras condiciones de grabado, también pueden usarse las técnicas de linealización de la respuesta propuestas en la tesis de maestría de D. García (García Casillas, 2006) y en (García Casillas *et al.*, 2007).

El manejo de frentes de onda complicados necesita del uso de fibras multimodales; este concepto es bastante directo, pero hasta el momento no hay publicaciones sobre dicho aspecto. Aquí no se esperan dificultades fundamentales, pero es obvio que debemos “pagar” con una potencia de luz de grabado elevada: se espera que la potencia necesaria crezca conforme al número total de modos de la fibra. En este aspecto, la búsqueda de nuevas fibras dopadas con potencias de saturación más bajas es una meta importante. Otro problema muy importante es la reducción del tiempo de formación de las rejillas (es decir, la respuesta acelerada), tema que se tratará más adelante.

I.1.3 Metodos de aceleración de grabado

El tiempo de relajación espontáneo τ_0 del nivel metaestable es el primer factor fundamental que determina la dinámica del sistema de dos/tres niveles (ver la Figura 8). En la ecuación para el tiempo característico τ de relajación de población (Ec. 1), τ_0 entra

$$\tau = \tau_0(1 + P_0/P_{sat})^{-1} \quad (1)$$

como un factor multiplicativo. Esto es una característica fundamental del ión activo particular, y es prácticamente imposible cambiar su valor sin cambiar el tipo del ión por otro elemento de tierra rara, con un cambio completo de todo el sistema, incluyendo

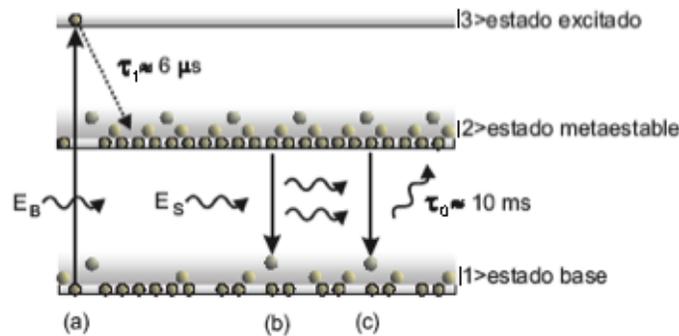


Figura 8. Sistema de tres niveles de los iones de erbio en sílice: (a) Bombeo de un fotón a 980 nm seguida por una desexcitación no radiativa; (b) Emisión estimulada de un fotón de señal; (c) Emisión espontánea de un fotón.

la longitud de onda de trabajo, tipo de láser etc. Podemos comparar los datos de la literatura acerca de formación de las rejillas en fibras dopadas con erbio y con iterbio hasta este momento. En fibras dopadas con erbio $\tau_0 \approx 10$ ms, y para potencias de grabado bajas ($P_0 \ll P_{sat}$), los tiempos de formación de las rejillas se acercan a un valor de alrededor de 10 ms (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b). Para el ión de iterbio, τ_0 es mucho más corto (≈ 1 ms), y los tiempos de formación de las rejillas se inician también con este valor (Stepanov *et al.*, 2007b). Cabe mencionar que esta aceleración no es gratuita: τ_0 también entra en el denominador del valor de la intensidad de saturación (definida más adelante en Ec. 5). Como resultado, las potencias de luz necesarias para la formación de las rejillas son casi diez veces mayores en las fibras dopadas con iterbio respecto a las fibras dopadas con erbio.

Compensar esta tendencia de crecimiento en la potencia de saturación del ión es posible sólo mediante el aumento simultáneo de las secciones transversales de transiciones ópticas del ión, pero esta es una posibilidad problemática. En realidad, no hay una selección muy amplia de fibras comerciales dopadas con otras tierras raras. Hay solamente fibras dopadas con Tm, con posibles longitudes de onda de trabajo 1630,

1210, y 790 nm y con un tiempo de vida de su estado metaestable de 200 a 600 μs y también las fibras dopadas con Sm con longitudes de onda de trabajo alrededor de 650 nm (Digonnet, 2001).

Mediante el uso de una potencia mayor de grabado, también podemos reducir el tiempo de relajación del sistema de dos niveles (por la aceleración de las transiciones inducidas) y hacer más rápido el proceso de formación de las rejillas. Existen resultados reportados sobre la realización experimental de esta metodología en FDE (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b), (Stepanov y Pérez Cota, 2007c) y también en fibra dopada con iterbio (Stepanov *et al.*, 2007b). Usando una potencia elevada, tiempos de formación de las rejillas del nivel de sub-ms fueron reportados para FDE (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b), (García Casillas *et al.*, 2007) y (Stepanov y Pérez Cota, 2007c). Sin embargo, la respuesta acelerada tiene como consecuencia (por lo menos teóricamente) una reducción en la amplitud de la rejilla y en la señal de MDO transitorio. Del análisis teórico anterior (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b) se deduce que la amplitud máxima del MDO se alcanza para las potencias de grabado alrededor de la potencia de saturación, para la cual, el crecimiento de la velocidad de grabación todavía no es alto. Después, para potencias más altas, la amplitud de la respuesta MDO decrece linealmente con la potencia de grabado.

El fenómeno de la difusión del estado de excitación entre los iones activos resulta muy conocido para las rejillas de población en los medios saturables de volumen, y también resulta en una reducción del tiempo de relajación/grabado de las rejillas de población ($\tau_g < \tau$) - ver, por ejemplo, (French y Powell, 1991) y (Noginov *et al.*, 1996). El efecto de migración también fue reportado recientemente para una FDE con concentración de erbio bastante grande (5600 ppm), (Stepanov y Hernández Hernández, 2005b). El efecto observado (reducción del tiempo de formación de la rejilla) en las fibras dopadas

no es tan grande (alrededor de 25-30%) y también está acompañado por una reducción en la amplitud de la respuesta del MDO.

El MDO transitorio en FDE bajo bombeo óptico fue también realizado en el grupo de “Rejillas dinámicas” (Núñez Santiago, 2005), (Plata Sánchez, 2007) y reportado en publicaciones (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b), (García Casillas *et al.*, 2007). Como esperamos para las rejillas de ganancia, en este caso, los picos negativos del MDO transitorio observados bajo condiciones similares en las mismas fibras sin bombeo se cambian por picos transitorios de signo positivo (ver Figura 9). Un dato interesante

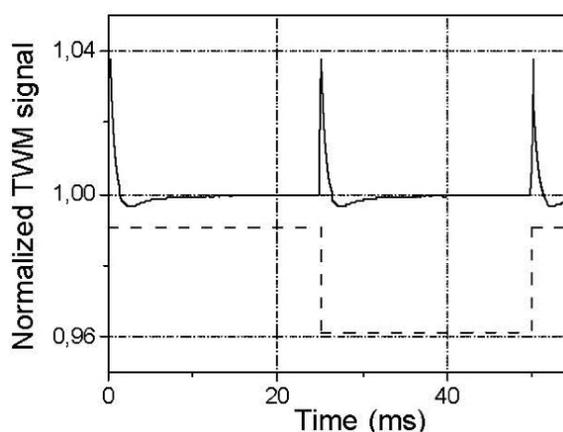


Figura 9. Respuesta obtenida del MDO transitorio para el caso de fibra dopada con erbio bombeada (trazo superior), para una señal de modulación rectangular (línea punteada), (FDE HG980, $L = 2.9$ m, $\lambda = 1549$ nm, potencia total de señal de entrada = 1 mW, con dos ondas de bombeo propagándose en sentidos opuestos con $\lambda_b = 980$ nm), (García Casillas *et al.*, 2007).

es que el tiempo transitorio de los picos MDO es mucho más corto que para el MDO en la fibra con bombeo, y la rapidez de la respuesta crece con la potencia de bombeo y de la luz de señal. Los resultados acerca de la reducción dramática del tiempo de grabación de las rejillas de ganancia en FDE también fueron publicados en un artículo anterior (Skirtach *et al.*, 1999). Aún no existe en la literatura algún análisis teórico de este efecto, que involucra al sistema de tres niveles, o una evaluación sencilla de la

respuesta esperada.

Tampoco existen resultados sobre la investigación de las rejillas de ganancia en fibras dopadas con iterbio. Esta posibilidad puede ser muy interesante, ya que como mencionamos anteriormente, los iones de iterbio en su estado inicial poseen un tiempo de relajación alrededor de 10 veces menor que los iones de erbio.

En los materiales convencionales de láser (en particular, las fibras dopadas con erbio o iterbio), existen además otros niveles energéticos con un tiempo de relajación espontáneo mucho más rápido, en particular, el tercer nivel excitado, que se utiliza para el bombeo óptico. Por lo menos en FDE, el tiempo de relajación espontáneo de este nivel es de alrededor de $6 \mu s$ (Desurvire *et al.*, 2002), el cual es muy cercano al valor deseado para los sistemas adaptativos necesarios para aplicaciones industriales. Esto hace muy atractiva la investigación de la posibilidad de producir rejillas dinámicas en fibras dopadas tanto con erbio o con iterbio utilizando un láser de $\lambda \approx 980 \text{ nm}$ (con la suficiente longitud de coherencia) como longitud de onda de grabado, ya que ambas fibras tienen absorción alta para esta longitud de onda.

Adicionalmente, en el caso particular de las fibras dopadas con iterbio, alrededor de esta longitud de onda existe un pico alto y estrecho en su espectro de absorción, lo que implica secciones transversales mucho más grandes (y como resultado, potencias de saturación mucho más bajas), que en el caso de la longitud de onda convencional de 1064 nm usada con esta fibra anteriormente (Stepanov *et al.*, 2007b). Sin embargo, para bajar la población del nivel metaestable al nivel base se necesita de iluminación con una longitud de onda que corresponde a la transición fundamental del ión activo. Entonces, esta técnica también necesita del análisis de un sistema de tres niveles con iluminación con dos longitudes de onda para el caso particular en que el patrón de interferencia se formará con la longitud de onda de bombeo ($\lambda = 980 \text{ nm}$).

I.2 Objetivos de la tesis

El objetivo general del trabajo propuesto es generar nuevos conocimientos fundamentales acerca de los procesos físicos de la formación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras, y también acerca de sus posibles aplicaciones en los interferómetros adaptativos para detección de vibraciones mecánicas, así como en sistemas de telecomunicaciones ópticas.

Específicamente, el objetivo particular del presente trabajo es la investigación de los nuevos métodos para incrementar la velocidad de formación de las rejillas, los cuales utilizan en una forma esencial la estructura de los tres niveles de energía de los iones de erbio y de iterbio. En particular se realizó la investigación:

1. De los procesos de mezclado de dos ondas mediante el empleo de un láser coherente de $\lambda = 976$ nm en FDE y en FDY;
2. De la grabación de rejillas con 976 nm en FDE con la introducción de un láser auxiliar de 1549 nm para forzar el drenado de los átomos excitados del nivel metaestable (dos longitudes de onda simultáneas);
3. De la grabación con longitud de onda 1064 nm de las rejillas de ganancia en FDY bombeada ópticamente con 976 nm.

La parte final de nuestro trabajo corresponde a una investigación original sobre la aplicación de la tecnología de MDO por rejillas dinámicas en fibras dopadas, en un sistema de detección adaptativa de modulación de fase insensible al estado de la polarización de la señal óptica recibida.

I.3 Organización y contenido del manuscrito

Este trabajo se desarrolla en los capítulos subsecuentes de la siguiente manera:

En el Capítulo II se introducen conceptos básicos acerca del fenómeno de saturación de absorción en sistema de dos niveles en fibras dopadas con tierras raras, y se presentan los fundamentos del mezclado de dos ondas por las rejillas dinámicas de población. También se revisan los resultados anteriores más importantes (investigación y aplicaciones) acerca de las rejillas de población en las fibras dopadas con tierras raras.

En el Capítulo III se discuten las configuraciones experimentales de mezclado de dos ondas transitorio y los procedimientos de procesamiento de los datos experimentales. También se evalúan las características más importantes de las fibras ópticas dopadas con erbio y con iterbio usadas en los experimentos de MDO, tales como la potencia de saturación y el tiempo de relajación. Se realiza además la caracterización del equipo y otros elementos usados en los sistemas experimentales.

El Capítulo IV contiene los resultados más importantes del trabajo sobre las investigaciones de diferentes técnicas nuevas de aceleración de la grabación de las rejillas. Se inicia con una consideración teórica de la dinámica de las poblaciones en el sistema de tres niveles. Después, se presentan y discuten los resultados experimentales de la investigación: la grabación con $\lambda = 976$ nm tanto en FDE como en FDY; la grabación en FDE con 976 nm con iluminación adicional con una longitud de onda 1549 nm, y la grabación usando 1064 nm en FDY bombeada ópticamente por 976 nm.

En el Capítulo V se realiza experimentalmente la aplicación de los conceptos de interferometría adaptativa en fibras dopadas con erbio en una configuración de detección de modulación de fase independientemente del estado de polarización de la luz.

Finalmente, en Conclusiones (Capítulo VI), se presentan los resultados principales del trabajo y posibles desarrollos futuros de investigación en esta área.

Capítulo II

CONCEPTOS BÁSICOS

II.1 Introducción

En este capítulo, se presentan los conceptos fundamentales de los procesos de las interacciones ópticas con los iones de tierras raras (en particular, de erbio e iterbio), incorporados en las fibras ópticas dopadas. Estas estructuras son muy conocidas y se usan ampliamente como materiales de láser. También pueden considerarse como medios saturables, donde la absorción óptica y la ganancia pueden saturarse con luz de una longitud de onda correspondiente a la transición óptica fundamental, con una potencia de onda continua del nivel de mili-Watts. Como resultado, cuando tenemos presentes dos ondas coherentes que viajan en direcciones opuestas, la interferencia entre ellas produce un patrón estacionario de la intensidad óptica a lo largo de la fibra y produce una modulación espacial de saturación en el medio activo. Se observa el efecto de quemado de huecos espaciales o la formación de rejillas de Bragg dinámicas (Siegman, 1986). Dichas rejillas pueden acoplar a las dos ondas de grabado originalmente independientes, en un proceso conocido como mezclado de dos ondas (MDO).

II.1.1 Fibras dopadas con tierras raras

Las fibras dopadas con tierras raras, y en particular las FDE, son simplemente fibras estándar de sílice, en cuyo núcleo se introdujo una pequeña porción de átomos dopantes durante su proceso de fabricación. Los niveles de concentración del contaminante tienen

rangos desde 1 ppm (partes por millón) hasta miles de ppm. Los métodos utilizados para la fabricación de las FDE son, en general, variaciones de las técnicas utilizadas para producir fibras ópticas de bajas pérdidas para sistemas de comunicaciones ópticas. Algunos de los principales métodos para depositar vapores de tierras raras en las preformas de las fibras son: Deposición de Vapores Químicos Modificados, Deposición Axial de Vapores y Deposición de Vapores por Fuera (Becker *et al.*, 1999). Actualmente hay varios tipos de FDEs en el mercado: monomodales, multimodales, convencionales de núcleo circular y fibras que mantienen la polarización, fibras con valores reducidos de factor de confinamiento (es decir, donde el contaminante ocupa solo la parte central del núcleo), etc.

La espectroscopía óptica de las fibras de sílice dopadas con tierras raras - ver por ejemplo (Digonnet, 2001), juega un papel fundamental en el análisis y el entendimiento de la física de los amplificadores ópticos, láseres, y en particular, las rejillas dinámicas de fibra óptica. Todas las características importantes de estos dispositivos, es decir, el perfil espectral de ganancia, la dependencia de ganancia contra la potencia de bombeo y longitud de onda de bombeo, potencias de saturación, etc., están fundamentalmente relacionadas a las propiedades espectroscópicas de los iones activos.

Espectroscopía del ión Er^{3+} en sílice

El ión Er^{3+} es uno de los más utilizados (Desurvire *et al.*, 2002) gracias a sus propiedades de amplificación y laseo en la región de $1.5 \mu\text{m}$, debido a las transiciones entre los niveles $^4I_{15/2}$ (estado base) y $^4I_{13/2}$ (estado metaestable) en las notaciones de acoplamiento de Russell-Saunders (Becker *et al.*, 1999). En este esquema, el estado cuántico de un átomo está descrito como $^{2S+1}L_J$, donde $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$, etc., corresponde a las letras S, P, D, F, G, H, I (orbitales) respectivamente, S es el spin total y J es la magnitud

del momento angular total. En la figura 10, se muestran algunos de los niveles más bajos de energía, correspondientes a posibles estados atómicos $^{2S+1}L_J$ para el ión Er^{3+} en sílice.

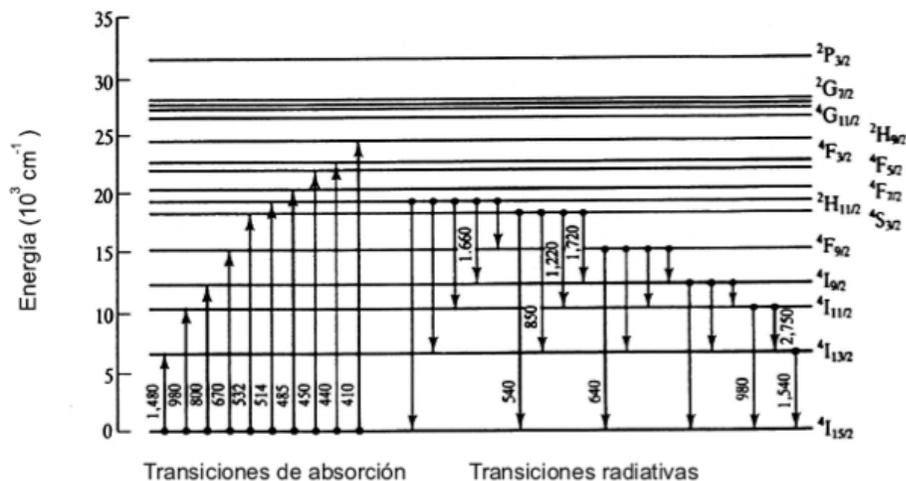


Figura 10. Diagrama de niveles de energía del erbio en vidrio que muestra las longitudes de onda de las transiciones de absorción y de emisión en nm (Desurvire, 1994).

La figura 11 muestra el espectro de absorción, obtenido experimentalmente para una fibra de sílice dopada con erbio. Todas las bandas de absorción que se observan en este espectro corresponden a las transiciones ópticas que se muestran en la figura 10. La banda de absorción fundamental, ancha e intensa alrededor de 1530 nm, indica que el sílice con Er^{3+} es un medio altamente absorbente cuando no está activado por ningún mecanismo de bombeo.

Como podemos ver, las bandas de absorción son bastante amplias. En realidad, los niveles energéticos del ión Er^{3+} (y en particular, los que corresponden a los estados $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$...) en el espacio vacío, se encuentran degenerados (es decir tienen diferentes configuraciones electrónicas sub-divididas): con multiplicidad de 8 sub-niveles para el nivel $^4I_{15/2}$, de 7 sub-niveles para el nivel $^4I_{13/2}$, etc. Bajo influencia de los

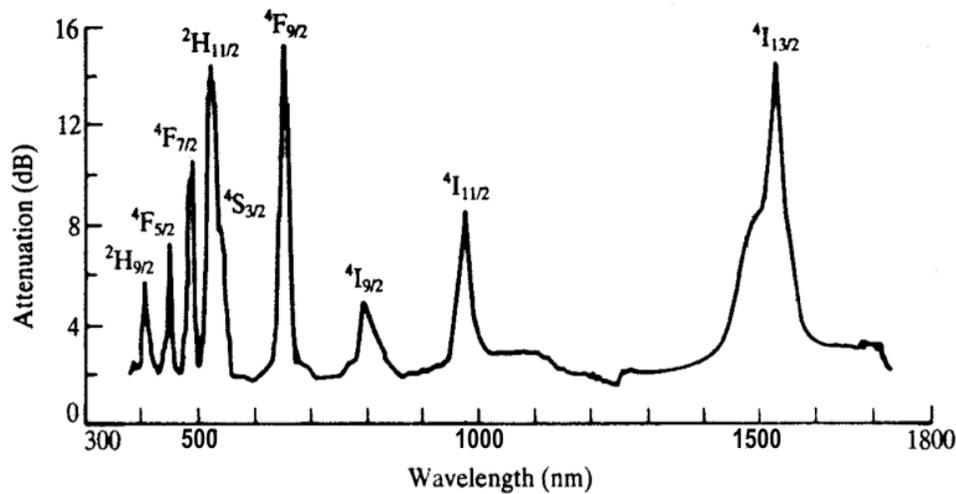


Figura 11. Espectro típico de absorción de una fibra de sílice dopada con erbio. Las bandas de absorción corresponden a las transiciones mostradas en la figura 10 (Desurvire, 1994).

campos eléctricos aleatorios de los iones/átomos vecinos del vidrio, esta degeneración se remueve, ensanchando cada nivel. La separación energética no es tan grande comparando con $k_B T$ y por la interacción con las vibraciones térmicas de la matriz del vidrio, estos sub-niveles energéticos están en proceso de mezclado permanente, con tiempos característicos de nanosegundos - (Desurvire *et al.*, 2002). Esto permite considerar (por lo menos a temperatura ambiente) a las líneas de absorción como ensanchadas de manera homogénea.

En general, una FDE como medio láser, puede ser representada como un sistema de tres niveles (Siegman, 1986). Estos niveles son: el estado base (de energía mínima), que es el estado que ocupan la mayoría de los iones en ausencia de excitación ($^4I_{15/2}$), el estado metaestable ($^4I_{13/2}$) y un estado excitado ($^4I_{11/2}$). Esta estructura de energías discretas puede ser vista en la figura 8. Para que las FDE tengan un medio activo (ganancia), se bombean ópticamente con una longitud de onda $\lambda_B = 980$ nm, usando el estado ($^4I_{11/2}$) como nivel excitado. Los mismos iones también pueden ser bombeados hacia niveles excitados más altos (usando por ejemplo la longitud de onda de 532 nm),

o aún hacia el borde superior del nivel metaestable (usando la longitud de onda de 1480 nm) - ver (Digonnet, 2001).

Para los fotones de bombeo a $\lambda_B = 980$ nm, con una energía $E_B = hc/\lambda_B$ (donde c es la velocidad de la luz en el vacío y h es la constante de Planck), esta longitud de onda corresponde con la diferencia de energía entre los niveles base (${}^4I_{15/2}$) y excitado (${}^4I_{11/2}$) del ión Er^{3+} . Por consiguiente, cuando se enciende el bombeo y un ión de erbio del nivel base absorbe uno de estos fotones, se sube hasta el nivel excitado (Figura 8a). El tiempo de vida de los iones de erbio en el estado excitado es muy corto ($\approx 6 \mu s$) (Desurvire *et al.*, 2002), de modo que bajan muy rápido de este estado hacia el estado metaestable en una manera no radiativa (es decir, sin irradiación de fotones). Por su parte, el tiempo de vida del estado metaestable es muy largo ($\tau_0 \approx 10$ ms) (Desurvire *et al.*, 2002). Debido a la diferencia significativa entre estos dos tiempos de relajación en presencia de bombeo, el nivel metaestable se encuentra casi totalmente poblado, mientras que el nivel excitado se encuentra prácticamente vacío. Esta es la característica principal que nos permite analizar a este sistema de tres niveles, como si fuera un sistema de dos niveles, y suponer que la luz de bombeo de 980 nm mueve los iones del estado basal directamente al estado metaestable (Figura 12). Después,

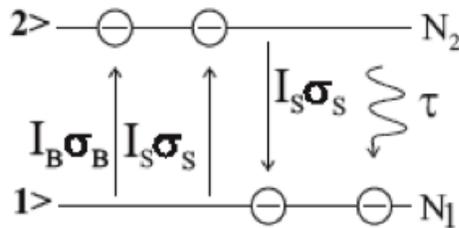


Figura 12. Sistema de 3 niveles simplificado a un sistema de 2 niveles, con N_1 la población en estado base, N_2 la población en estado metaestable, $\sigma_{s,b}$ las secciones transversales del ión para longitudes de onda de señal y de bombeo.

baja del nivel metaestable al nivel base por un proceso de transición espontánea que

está acompañado con la irradiación de un fotón incoherente (por fluorescencia, con una longitud de onda cercana a la de la transición fundamental). Otro mecanismo con el que se pueden bajar los iones del nivel metaestable es una transición estimulada por la radiación de fotones con una longitud de onda dada por la transición fundamental entre el nivel base y el nivel metaestable. Esta transición se acompaña con la radiación de un fotón coherente, que resulta en el efecto de amplificación de la luz inicial (emisión estimulada). La probabilidad de este proceso es igual a $I_S \sigma_e / \hbar \omega_S$, donde I_S es la intensidad de la luz y σ_e es la sección transversal del ión para la emisión de radiación para una frecuencia ω_s que corresponde con la longitud de onda de señal (Digonnet, 2001). De manera similar, la probabilidad del proceso inverso, es decir del proceso de absorción óptica de irradiación de señal, es igual a $I_S \sigma_a / \hbar \omega_S$, donde σ_a es la sección transversal del ión para la absorción de radiación. Los perfiles espectrales de ambas secciones transversales de los iones de Er^{3+} se muestran en la figura 13 (Digonnet, 2001).

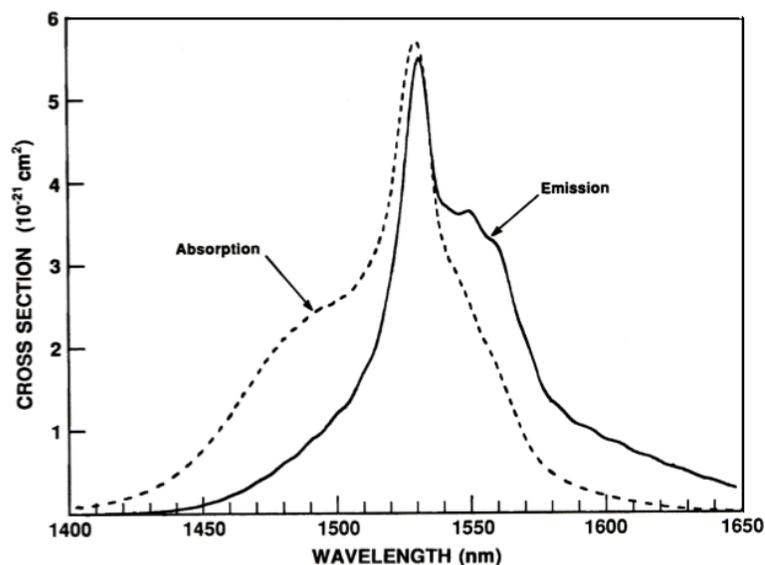


Figura 13. Espectro típico de absorción y espectro de emisión de una fibra de sílice dopada con erbio (Digonnet, 2001).

Espectroscopía del ión Yb^{3+} en sílice

Las fibras dopadas con iterbio tienen un intervalo de absorción muy amplio desde 850 hasta 1070 nm; esto se debe a la transición entre los niveles ${}^2F_{7/2} \leftrightarrow {}^2F_{5/2}$ (ver Figura 14). El intervalo de emisión está comprendido desde 970 hasta 1200 nm por lo que dichas fibras pueden ser bombeadas por una amplia selección de láseres entre 800 y 850 nm además de 980 nm (Digonnet, 2001), y pueden generar también varias longitudes de onda de interés, por ejemplo, para propósitos de espectroscopía, o para bombeo de otros láseres.

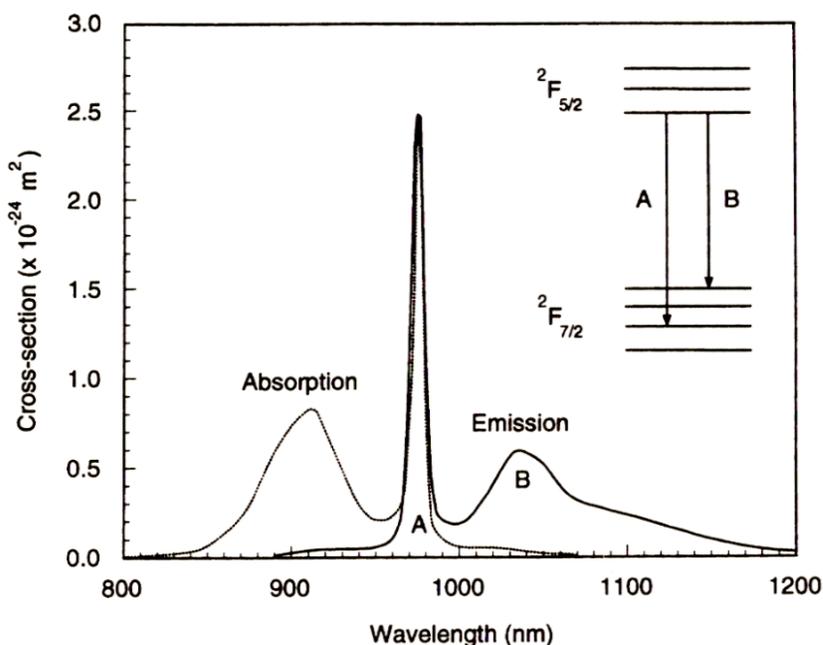


Figura 14. Espectro de absorción del estado base, espectro de emisión y diagrama de niveles de energía del Yb^{3+} . Las líneas sólidas representan las transiciones radiativas que muestran los dos picos característicos de emisión: A y B (Digonnet, 2001).

Una de las características principales de las fibras dopadas con iterbio es la simplicidad de su diagrama de niveles de energía, con solo un estado base (${}^2F_{7/2}$) y un estado metaestable (${}^2F_{5/2}$), ya que los demás niveles se encuentran en el rango del ultravioleta. Esto reduce las relajaciones por fonones y la absorción de estado excitado,

lo que facilita el desarrollo de láseres de alta potencia. Típicamente, un láser de FDY se bombea hacia los sub-niveles más altos de la transición al estado ${}^2F_{5/2}$, con lo que se comporta como un sistema genuino de tres niveles: de la parte superior del nivel ${}^2F_{5/2}$, los iones se bajan por termalización a la parte inferior de dicho nivel. El tiempo de vida radiativo de dicho estado metaestable efectivo es de $\approx 700\text{-}1400 \mu\text{s}$ (Digonnet, 2001).

Otra característica importante es la gran sección transversal de emisión y radiación del Yb^{3+} alrededor de 976 nm, la cual permite el uso de fibras cortas con alta absorción de bombeo. Esta propiedad también se utiliza para mejorar la eficiencia de bombeo en los láseres de FDE, para lo cual las fibras se contaminan adicionalmente con iterbio.

II.1.2 Saturación óptica en sistemas de dos niveles sin bombeo

Para la consideración de la saturación óptica de una fibra dopada con erbio, es necesario analizar la ecuación de razón para la población de cualquiera de los dos niveles (N_1 o N_2), tomando en cuenta que para el sistema bajo consideración la concentración total de los iones N_0 es constante:

$$N_1 + N_2 = N_0. \quad (2)$$

Por ejemplo, para la población de N_1 tenemos - ver, por ejemplo (Siegman, 1986):

$$\frac{\partial}{\partial t} N_1 = -\frac{I_s \sigma_a N_1}{\hbar \omega} + \frac{I_s \sigma_e}{\hbar \omega} (N_0 - N_1) + \frac{1}{\tau_0} (N_0 - N_1) \quad (3)$$

El primer término del lado derecho de esta ecuación está asociado con la absorción de los fotones; el segundo, con las transiciones inducidas del nivel metaestable al nivel base, y el último, con la relajación espontánea del nivel metaestable con un tiempo característico dado por τ_0 . Aquí, de manera general, supongamos diferentes secciones transversales de absorción σ_a y de emisión σ_e del ión, y también la presencia de solamente una

intensidad de luz de señal I_s .

Esta ecuación puede modificarse mediante transformaciones algebraicas proponiendo τ como el tiempo característico de relajación que deseamos obtener, quedando de la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_1 = -\frac{1}{\tau_0} \left[\frac{I_s \tau (\sigma_e + \sigma_a)}{\hbar \omega} + 1 \right] \left\{ N_1 - N_0 \frac{\left(\frac{I_s \tau \sigma_e}{\hbar \omega} + 1 \right)}{\left[\frac{I_s \tau (\sigma_e + \sigma_a)}{\hbar \omega} + 1 \right]} \right\} \quad (4)$$

Usando la intensidad de saturación:

$$I_{sat} = \frac{\hbar \omega}{(\sigma_a + \sigma_e) \tau_0} \quad (5)$$

en una forma aún más compacta:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_1 = -\frac{1}{\tau} \left(\frac{I_s}{I_{sat}} + 1 \right) \left\{ N_1 - N_0 \frac{\left[\frac{I_s}{I_{sat}} \frac{\sigma_e}{(\sigma_e + \sigma_a)} + 1 \right]}{\left(\frac{I_s}{I_{sat}} + 1 \right)} \right\} \quad (6)$$

Esto es una ecuación diferencial lineal de primer orden sobre la variable $N_1(t)$, que tiene una solución exponencial con un tiempo característico de relajación (Siegman, 1986):

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{I_s}{I_{sat}} + 1 \right)^{-1}. \quad (7)$$

Ahora, con el valor estacionario (el cual se obtiene haciendo que $\frac{\partial}{\partial t} N_1 = 0$):

$$N_{1,st} = N_0 \frac{\left[\frac{I_s}{I_{sat}} \frac{\sigma_e}{(\sigma_e + \sigma_a)} + 1 \right]}{\left(\frac{I_s}{I_{sat}} + 1 \right)}. \quad (8)$$

Ya que $N_1 + N_2 = N_0$, la solución para N_2 es también exponencial con el mismo tiempo de relajación y con el valor estacionario:

$$N_{2,st} = N_0 - N_{1,st} = N_0 \frac{\frac{I_s}{I_{sat}} \frac{\sigma_a}{(\sigma_e + \sigma_a)}}{\left(\frac{I_s}{I_{sat}} + 1 \right)} \quad (9)$$

En general, el valor de la absorción óptica (parcialmente saturada) se define como:

$$\alpha = \sigma_a N_1 - \sigma_e N_2 \quad (10)$$

En el caso estacionario toma el valor:

$$\alpha_{st} = \sigma_a N_{1,st} - \sigma_e N_{2,st} = \frac{\alpha_0}{\frac{I_s}{I_{sat}} + 1}, \quad (11)$$

donde $\alpha_0 = \sigma_a N_0$ es el valor de la absorción no saturada. Es claro que la dinámica del proceso para alcanzar el estado estacionario está definida por el mismo tiempo de relajación.

La potencia de saturación que implica I_{sat} es un parámetro principal, el cual caracteriza las propiedades no lineales de los iones dados (y de la longitud de onda de la luz utilizada) y que depende solo de los parámetros de los iones incorporados en este vidrio en particular. De la ecuación de razón inicial podemos ver el sentido físico de dicho parámetro: cuando se aplica luz con una intensidad igual a I_{sat} , la probabilidad de transiciones inducidas es igual a la probabilidad de relajación espontánea del nivel metaestable. De la última ecuación, también vemos que bajo la iluminación con luz de una potencia igual a la potencia de saturación, la absorción óptica saturada disminuye hasta la mitad de su valor inicial no saturado (Siegman, 1986).

En una fibra con un diámetro modal D_M fijo podemos sustituir la ecuación anterior por:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + P_s/P_{sat}}, \quad (12)$$

donde P_s es la potencia de luz transmitida, y

$$P_{sat} = (\pi/4)D_M^2 I_{sat} \quad (13)$$

es la potencia de saturación, parámetro de la fibra dopada que depende de las características de los iones activos (tiempo de relajación espontánea, áreas efectivas de

absorción/emisión), de la longitud de onda, y del diámetro modal de la fibra.

II.1.3 Transmisión de luz en una fibra saturable

En un medio lineal absorbente (Saleh y Teich, 1991), la propagación de la luz en estado estacionario se puede describir como:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\alpha P(z), \quad (14)$$

con el coeficiente de absorción óptica $\alpha = \text{constante}$. Considerando $P(0) = P_{ent}$ como condición inicial, se obtiene una solución a la ecuación diferencial que nos permite evaluar la potencia para cualquier longitud $z = L$.

$$P(L) = P_{ent}e^{-\alpha L}. \quad (15)$$

La transmitancia del medio se define como la relación entre la potencia de entrada y la potencia de salida, de manera que:

$$T = \frac{P(L)}{P_{ent}} = e^{-\alpha L}. \quad (16)$$

Por otro lado, la relación básica que describe la saturación de la absorción óptica $\alpha(z)$, en una fibra bajo una cierta potencia de luz $P(z)$ está dada por la ecuación (12). Partiendo de las ecuaciones (12) y (14), podemos escribir la ecuación para el perfil de potencia óptica en cada punto z dentro de una fibra dopada de la siguiente manera:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{\left(1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}\right)} P(z) \quad (17)$$

Esta ecuación (17) puede ser expresada mediante el empleo de la potencia normalizada $P_n = P/P_{sat}$ y la coordenada normalizada $\alpha_0 z \rightarrow z_n$ como:

$$\frac{\partial P_n(z_n)}{\partial z_n} = -\frac{P_n(z_n)}{1 + P_n(z_n)} \quad (18)$$

Resolviendo la ecuación anterior con el paquete de análisis Maple 9.5, con la condición de frontera $P_n(0) = P_{ent}/P_{sat}$ obtenemos:

$$P_n(z_n) = W[e^{-z_n}(P_{ent}/P_{sat}) e^{P_{ent}/P_{sat}}] \quad (19)$$

donde $W(x)$ es la función de Lambert, la cual representa una solución analítica de $x = W(x)e^{W(x)}$ (Plata Sánchez, 2007). Con esta solución general de la ecuación (18) se pueden obtener gráficas teóricas que pueden proporcionarnos información acerca de la potencia de salida o la distribución de potencia a través de la longitud de la fibra.

Al reescribir la solución anterior (Ec. 19), podemos expresar la transmitancia no lineal de una fibra en función de la potencia de entrada normalizada P_{ent}/P_{sat} como:

$$T = \frac{P_n(L_n)}{P_{ent}/P_{sat}} = \frac{W[e^{-L_n}(P_{ent}/P_{sat}) e^{P_{ent}/P_{sat}}]}{P_{ent}/P_{sat}} \quad (20)$$

El análisis numérico para diferentes valores de densidad óptica ($\alpha_0 L$) nos arroja las curvas de transmitancia como lo ilustra la figura 15. La ecuación (Ec. 20) no contempla posibles pérdidas que pueden deberse a varias causas, como la transmitancia de los contactos entre la fibra convencional y la fibra dopada, absorción óptica no saturada, etc. Es necesario entonces introducir un parámetro auxiliar T_C (transmitancia por contacto) de manera que la ecuación toma la forma:

$$T = T_C \frac{W[T_C e^{-z_n}(P_{ent}/P_{sat}) e^{T_C (P_{ent}/P_{sat})}]}{P_{ent}/P_{sat}} \quad (21)$$

Con esta ecuación (Ec. 21) es posible ajustar los datos de transmitancia obtenidos experimentalmente y obtener información acerca de los parámetros de la fibra (Plata Sánchez, 2007), como será descrito con más detalles en el siguiente Capítulo.

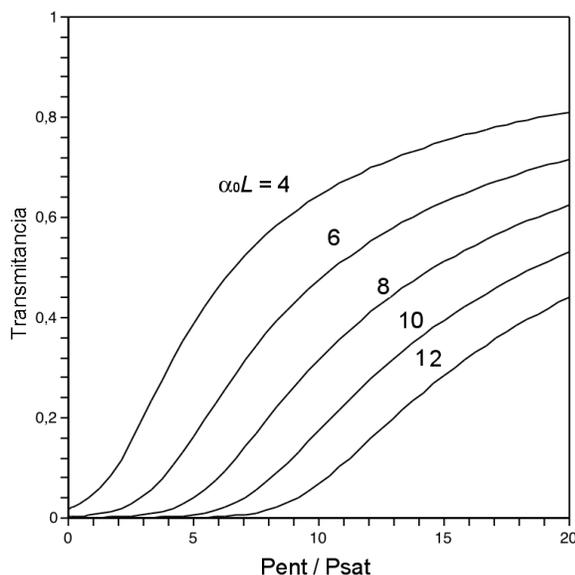


Figura 15. Curvas teóricas de transmancia no lineal para diferentes densidades ópticas de la fibra dopada, estimadas en función de la potencia de entrada normalizada.

II.1.4 Rejillas dinámicas de población

Debido al comportamiento no lineal de la absorción óptica (y ganancia) de las fibras dopadas, es posible, mediante la iluminación con un patrón de interferencia óptico, generar rejillas dinámicas de población por efecto de saturación de absorción (ganancia), en los máximos de dicho patrón (Friskén, 1992), (- ver Figura 16). Estas rejillas se llaman “dinámicas” (en contraste con las rejillas “permanentes”, las cuales se graban, en particular, en fibras ópticas usando luz ultravioleta), porque desaparecen cuando se apaga el patrón de interferencia que graba la rejilla (Kashyap, 1999).

Mediante una rejilla dinámica (por difracción de Bragg mutua, o por el efecto de “auto-difracción”), dos ondas coherentes propagándose a través de un material con propiedades no lineales adecuadas pueden cambiar sus potencias, fases, polarizaciones, etc. En caso de solo dos ondas ópticas, este proceso se llama mezclado de dos ondas (MDO), el cual puede ser estacionario, o transitorio (Yeh, 1993), (Solymar, 1996),

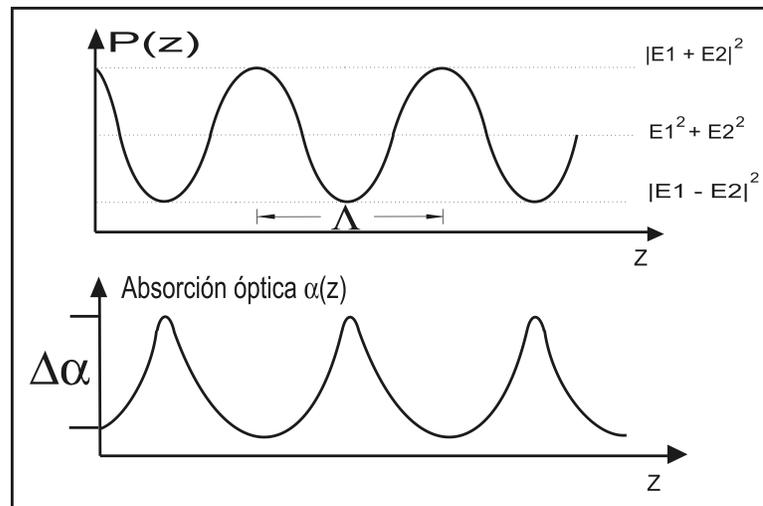


Figura 16. Formación de una rejilla de absorción óptica $\alpha(z)$ por el efecto de saturación en los máximos del patrón de interferencia $P(z)$.

(Brignon y Huignard, 2004). Bajo algunas condiciones especiales, el MDO toma la forma del “intercambio de energías” (o potencias), de fases, o de polarización entre estas ondas.

Dependiendo de las características ópticas cambiadas del material (absorción o índice de refracción) las rejillas dinámicas son llamadas rejillas de amplitud o de fase, aunque también pueden ser rejillas mixtas. En materiales no polares (como en las fibras ópticas, donde no hay diferencia entre dos direcciones opuestas), bajo condiciones normales y por razones de simetría, se forman rejillas no desplazadas (Figura 17a), donde el cambio de la característica física del material es máximo en la franja oscura ó brillante. En materiales no centro-simétricos (como por ejemplo en cristales fotorrefractivos (Yeh, 1993), (Solymar *et al.*, 1996), también pueden formarse rejillas desplazadas (Figura 17b), donde el cambio de la característica física del material está desplazado respecto a una de las franjas del patrón de grabado.

La rapidez de grabado de la rejilla es determinada principalmente por el mecanismo físico de la no linealidad empleada, las características del medio utilizado, su compor-

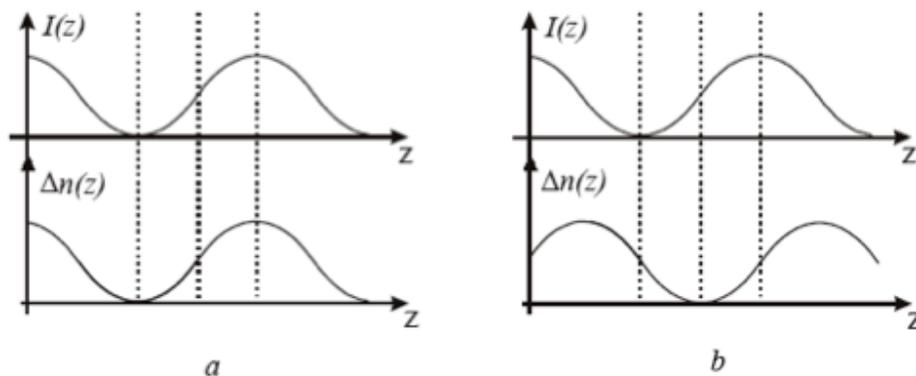


Figura 17. Diagrama esquemático que muestra la distribución de intensidad y el cambio de la característica física dentro del material, en lo que son conocidas como: (a) rejillas no desplazadas, (b) rejillas desplazadas.

tamiento para las longitudes de ondas dadas (espectroscopía), y la potencia de la luz. Las rejillas dinámicas de densidad de población grabadas en medios volumétricos son conocidas desde hace casi 40 años (Eichler *et al.*, 1986). La formación de dichas rejillas debido a la saturación de la ganancia óptica en los máximos del patrón de interferencia dentro de un láser de onda continua, también se conoce como quemado de huecos espaciales (del inglés “spatial hole burning”), (Siegman, 1986). Este fenómeno afecta la estabilidad de sistemas láser de este tipo (onda continua). Dichas rejillas fueron empleadas posteriormente en diferentes materiales volumétricos de láser para realizar conjugación de fase óptica y corrección del frente de onda emitido por el láser (Damzen *et al.*, 1995), (Brignon y Huignard, 2004).

Para el análisis del patrón de interferencia, consideremos dos ondas con amplitudes complejas \tilde{E}_1 y \tilde{E}_2 , frecuencias ω_1 y ω_2 y constantes de propagación β_1 y β_2 que se encuentran presente simultáneamente en un medio. La amplitud del campo total E en

cualquier punto del medio se puede expresar como:

$$E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t) = \text{Re} \left[\tilde{E}_1(z) \exp[j(\omega_1 t - \beta_1 z)] + \tilde{E}_2(z) \exp[j(\omega_2 t - \beta_2 z)] \right] \quad (22)$$

de manera que la intensidad óptica $I(z, t)$ en cualquier punto z y en cualquier instante de tiempo t se puede representar como:

$$I(z, t) = |E(z, t)|^2 = \left| \tilde{E}_1(z) \right|^2 + \left| \tilde{E}_2(z) \right|^2 + \tilde{E}_1^*(z) \tilde{E}_2(z) e^{j[(\omega_2 - \omega_1)t - (\beta_2 - \beta_1)z]} + c.c. \quad (23)$$

Podemos ver que la intensidad local, además de las intensidades promedio $\left| \tilde{E}_1(z) \right|^2$ y $\left| \tilde{E}_2(z) \right|^2$ debidas a cada una de las ondas, contiene una componente de interferencia proporcional al producto punto $\tilde{E}_1^*(z) \tilde{E}_2(z)$. El componente de interferencia se ve afectado por una variación temporal dada por la diferencia de frecuencias $\omega_2 - \omega_1$ y una variación espacial cuya periodicidad es dada por $\beta_2 - \beta_1$.

Para el caso en que las dos ondas tienen la misma frecuencia $\omega_1 = \omega_2$, y se propagan en direcciones opuestas, se produce una modulación espacial de intensidad:

$$I(z) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[(\beta_2 - \beta_1)z + \phi] \quad (24)$$

donde I_1 e I_2 son las intensidades de las dos ondas cada una por separado, I_0 es la intensidad total promedio, $K = 2k = 4\pi/\lambda$ es la frecuencia espacial del patrón de interferencia, y la onda estacionaria generada tiene una fase espacial ϕ con respecto a las fases relativas de los dos campos \tilde{E}_1 y \tilde{E}_2 (algunas veces no consideramos este término).

Si un patrón de interferencia con estas características se encuentra presente en un medio saturable homogéneo, producirá una saturación espacial variable con la siguiente forma:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + I(z)/I_{sat}} = \frac{\alpha_0}{1 + [I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(\Delta\beta z)]/I_{sat}} \quad (25)$$

o bien, si reescribimos la expresión para $I(z)$ con $m = 2\sqrt{I_1 I_2}/(I_1 + I_2)$:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + [I_0 + m \cos(\Delta\beta z)]/I_{sat}} \quad (26)$$

ver el perfil de $\alpha(z)$ en la figura 16 que generalmente se encuentra en la literatura referido como “spatial hole burning” (Siegman, 1986).

II.1.5 Mezclado de dos ondas por rejillas de absorción

En (Collier *et al.*, 1971) consideran la amplitud de la rejilla de absorción por las variaciones periódicas espaciales del medio óptico como:

$$\alpha(z) = \alpha + \delta\alpha \cos(Kz) \quad (27)$$

donde $\delta\alpha$ es la amplitud y $K = 2\pi/\lambda$ es la frecuencia espacial de la rejilla.

Para el caso de un bajo contraste del patrón, $m \ll 1$ (aproximación muy útil en la consideración de las rejillas dinámicas), es posible resolver la ecuación anterior en dos componentes: la saturación promedio y la rejilla de Bragg (con la frecuencia fundamental del patrón de interferencia K) - ver, por ejemplo, (Stepanov y Plata Sánchez, 2004b):

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 + \frac{I_0}{I_{sat}} \right] \quad (28)$$

$$\delta\alpha = -m\alpha_0 \frac{I_0}{I_{sat} \left(1 + \frac{I_0}{I_{sat}} \right)^2} \quad (29)$$

Bajo condiciones experimentales reales, ambas intensidades (potencias) de los haces de grabado también se cambian durante la propagación a través de la fibra. Como resultado, la intensidad total $I_0(z)$ y la profundidad de modulación del patrón de interferencia $m(z)$ son funciones de la coordenada z . Bajo estas condiciones, el coeficiente

de absorción óptica promedio (se evalúa promediado para una distancia mucho más grande que el periodo espacial del patrón de interferencia), y la amplitud de la rejilla dinámica también aparecen como funciones de z . Para la consideración teórica del problema de MDO por la rejilla de población se utiliza un sistema de ecuaciones de dos ondas acopladas. pra la difracción mutua de dos ondas ($R(z)$ y $S(z)$) propagándose en sentidos opuestos a travéz de una fibra, dichas ecuaciones de ondas acopladas aparecen en una forma no-lineal (Collier *et al.*, 1971) y (Stepanov *et al.*, 2004):

$$\begin{aligned}\frac{\partial S(z)}{\partial z} &= \frac{\alpha(z)}{2}S(z) + \frac{\delta\alpha(z)}{4}R(z) \\ \frac{\partial R(z)}{\partial z} &= -\frac{\alpha(z)}{2}R(z) - \frac{\delta\alpha(z)}{4}S(z)\end{aligned}\quad (30)$$

Aquí, los valores $S(z)$ y $R(z)$ son las amplitudes de las dos ondas de grabado (directa y opuesta).

Para la solución completa del problema, es necesario resolver este último sistema junto con las ecuaciones anteriores para la absorción promedio y la amplitud de la rejilla, tomando en cuenta que:

$$I_0(z) = |S|^2(z) + |R|^2(z); \quad (31)$$

$$m(z) = 2S(z)^*R(z) / [S^2(z) + R^2(z)] \quad (32)$$

Para el caso de una rejilla de amplitud no desplazada, podemos usar en las consideraciones los valores de $\delta\alpha$, S , y R reales (no complejos). Cuando se observan cambios de índice de refracción grandes y/o componente de fase en la rejilla, debemos considerar como valores complejos todas las variables del problema (α , $\delta\alpha$, S , y R), con los cambios adecuados en las ecuaciones. Hasta el momento, en el trabajo con fibras dopadas que estamos realizando, solamente han sido presentadas en la literatura estas ecuaciones, para

el análisis de rejillas de amplitud con condiciones (de frontera) de grabado simétricas en el interferómetro de Sagnac (Stepanov *et al.*, 2004), (Stepanov y Plata Sánchez, 2004b), (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b) y desbalanceadas para la configuración en línea (García Casillas *et al.*, 2007), (Stepanov *et al.*, 2007b) y (Stepanov y Pérez Cota, 2007c).

Entonces, para una fibra iluminada que tiene un perfil de interferencia

$$I(z) = I_0[1 + m \cos(Kz)] \quad (33)$$

lo que provoca variaciones en el perfil de onda estacionario

$$\alpha_\Sigma(z) = \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat})[1 + m \cos(Kz)]}, \quad (34)$$

recordando que para $m \ll 1$

$$\alpha_\Sigma(z) \approx \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat}) \left[1 - m \frac{I_0/I_{sat}}{1+I_0/I_{sat}} \cos(Kz) \right]} \quad (35)$$

El MDO estacionario en una fibra dopada se obtiene substituyendo el valor promedio del coeficiente de absorción α (Ec. 12) y la amplitud de la rejilla $\delta\alpha$ (Ec. 29) en las ecuaciones acopladas (Ecs. 30), considerando la intensidad total como la suma de contribuciones $I_0 = I_S(z) + I_R(z)$ con el contraste m del patrón de interferencia a lo largo de la fibra:

$$m(z) = \frac{2\sqrt{I_S(z)I_R(z)}/I_{sat}}{[I_S(z) + I_R(z)]/I_{sat}} \quad (36)$$

Substituyendo la expresión para $m(z)$ en la ecuación 35 se obtiene:

$$\alpha_\Sigma(z) \approx \frac{\alpha_0}{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}} - \frac{2\alpha_0\sqrt{I_R(z)I_S(z)}}{I_{sat}\{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}\}^2} \cos(Kz) \quad (37)$$

siendo las ecuaciones para la absorción óptica promedio:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{\{1 + [I_S(z) + I_R(z)]/I_{sat}\}} \quad (38)$$

y para la amplitud de la rejilla:

$$\delta\alpha(z) = -\frac{2\alpha_0\sqrt{I_R(z)I_S(z)}}{I_{sat}\{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}\}^2} \quad (39)$$

El perfil de intensidades contiene ahora un nuevo término debido a la interferencia de ambas ondas (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b), lo cual se ve reflejado en las ecuaciones no lineales de onda acopladas (Ec. 30), las cuales, después de algunas manipulaciones algebraicas toman la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_R(z)}{\partial z} &= -\frac{\alpha_0 I_R(z)}{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}} + \frac{\alpha_0 I_R(z) I_S(z)}{I_{sat}\{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}\}^2} \\ \frac{\partial I_S(z)}{\partial z} &= +\frac{\alpha_0 I_S(z)}{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}} - \frac{\alpha_0 I_S(z) I_R(z)}{I_{sat}\{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}\}^2} \end{aligned} \quad (40)$$

Es de hecho mediante la solución numérica al sistema no lineal de ecuaciones (Ecs. 40) que podemos describir tanto el comportamiento del perfil de intensidades a lo largo de la fibra, como la amplitud de la rejilla generada. El empleo de paquetes computacionales nos permite además realizar manipulaciones para simular cambios abruptos en la fase de una onda de grabado y encontrar así la eficiencia del MDO transitorio en una configuración simétrica (Núñez Santiago, 2005), y con desbalance en las potencias ópticas de grabado (García Casillas, 2006), el caso que discutiremos en el Capítulo siguiente.

II.1.6 Investigaciones anteriores de rejillas dinámicas en fibras dopadas

Los primeros experimentos de grabación y detección de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio fueron realizados en 1992 por S. Frisken (ver Figura 18) en (Frisken, 1992). Estos experimentos arrojaron como resultado principal una eficiencia

de difracción del 75%, debida a la rejilla formada en una fibra monomodo de 12 m bombeada ópticamente (40 mW con $\lambda = 532$ nm). Se empleó una longitud de onda de grabado/prueba de $\lambda = 1536$ nm y una configuración de mezclado de cuatro ondas. En este mismo artículo se reportó un ancho de banda de las rejillas de Bragg de 16 MHz y también se planteó la construcción de filtros ópticos sintonizables.

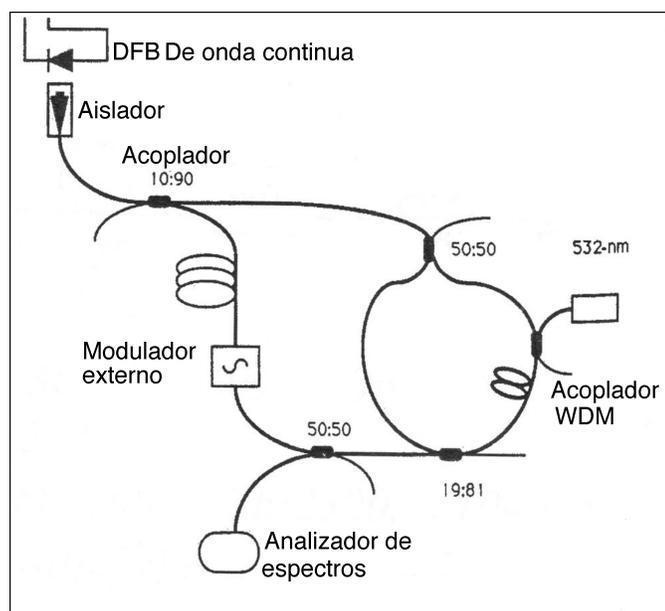


Figura 18. Arreglo experimental empleado para el grabado y la detección de rejillas dinámicas en FDE en configuración de mezclado de cuatro ondas (Friskén, 1992).

Se realizaron estudios subsecuentes acerca del mezclado de cuatro ondas en FDE, así como un análisis teórico del fenómeno (Fischer *et al.*, 1993) y (Fischer y Zyskind, 1993b) solamente un año después. Fischer y sus colaboradores reportaron una eficiencia de difracción del 6% para una longitud de onda de $\lambda = 1532$ nm, empleando una fibra de 0.97 m de longitud. Esta vez, el bombeo fue de 40 mW con $\lambda = 980$ nm.

Posteriormente, el mismo grupo de investigación en (Horowitz *et al.*, 1994) plantea la incorporación de un filtro adaptativo de banda angosta para reducir el ancho de línea de emisión de un láser de fibra dopada con erbio. Para realizar esto, emplean

una sección de fibra dopada no bombeada de 32 cm, la cual es colocada dentro de la cavidad de un láser (una sección de 50 cm de longitud de fibra óptica dopada con erbio bombeada con $\lambda = 980 \text{ nm}$).

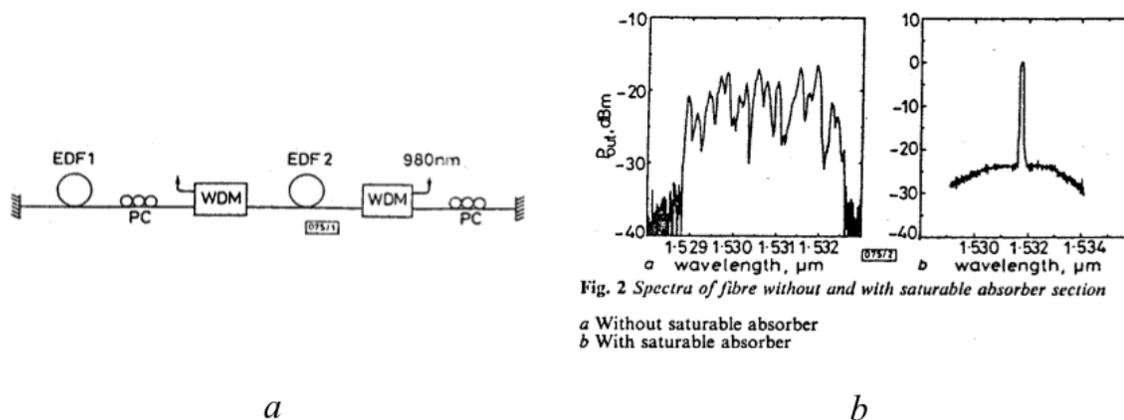


Fig. 2 Spectra of fibre without and with saturable absorber section
 a Without saturable absorber
 b With saturable absorber

Figura 19. Láser de fibra óptica con generación a una sola frecuencia, a) configuración experimental, b) los espectros de generación sin y con rejilla dinámica de absorción (EDF - fibras dopadas con erbio; PC - controladores de polarización), (Horowitz *et al.*, 1994).

El empleo de la sección de fibra no bombeada como filtro saturable reduce el ancho de línea de emisión del láser a menos de 5 kHz. (ver Figura 19b). Debido al mezclado de dos ondas no lineal y la rejilla producida, fue posible eliminar otros modos de operación del láser, dando como resultado una operación monofrecuencial (Horowitz *et al.*, 1994) y (Horowitz *et al.*, 1994b).

Otros estudios, han arrojado datos acerca de la operación monofrecuencial de láseres de anillo de fibra dopada con erbio, con la incorporación de una sección de fibra óptica dopada con erbio no bombeada (Cheng *et al.*, 1997), donde se obtuvo un ancho de línea de emisión menor a 0.95 kHz, para una longitud de onda de $\lambda = 1535 \text{ nm}$. En otros experimentos, se emplea una fibra de 6 m dopada con iterbio para estabilizar, mediante el mismo principio, la emisión de un láser de FDY con $\lambda = 1040 \text{ nm}$ (Paschotta *et al.*, 1997).

En una publicación más reciente, M. D. Feuer evaluó la dependencia de la potencia y la longitud de la fibra en filtros auto-ajustables de FDE (Figura 20). El utilizó fibras de $L = 0.2, 0.4$ y 0.6 m con el mismo coeficiente de absorción ($\alpha_0 = 10 \text{ m}^{-1}$), empleando una potencia de entrada constante normalizada y una longitud de onda de grabado $\lambda = 1520$ nm. Se reportó una señal cinco veces más pequeña que la esperada en las predicciones teóricas (Feuer, 1998).

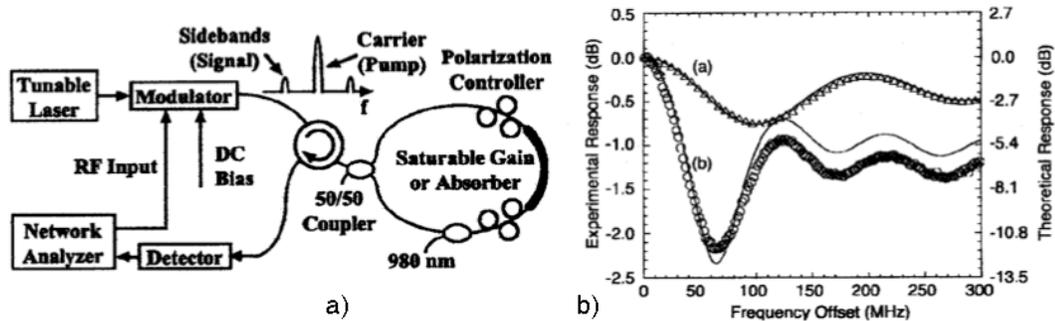


Figura 20. Sistema experimental de un filtro sintonizable en fibra dopada con erbio (a), y las respuestas típicas (b) obtenidas para fibras de dos diferentes longitudes (0.335 y 1.20 m), (Feuer *et al.*, 1998).

Otro estudio realizado con diferentes longitudes de onda, $\lambda = 1525, 1530$ y 1535 nm, en fibras dopadas con erbio desde $L = 0.5$ m hasta 1 m, bombeadas con $\lambda_b = 980$ nm, reveló igualmente una eficiencia de difracción mucho menor que la esperada (Havstad *et al.*, 1999), con lo que es evidente hasta estas publicaciones la falta de un modelo adecuado para la formación de las rejillas dinámicas en fibras dopadas.

El grupo de investigación de Rejillas Dinámicas del CICESE también publicó una serie de artículos donde se reportaron estudios de la eficiencia del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio por rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio sin bombeo óptico, en una configuración de interferómetro de Sagnac (Figura 21). Para los experimentos iniciales (Stepanov *et al.*, 2004) se empleó una fibra dopada con erbio de 3 m y una longitud de onda de $\lambda = 1549$ nm. El efecto de MDO no estacionario se observa como

unos picos negativos en la potencia reflejada del interferómetro de Sagnac, en respuesta a los cambios de fase abruptos (de tipo escalón) introducidos en la onda de grabado mediante un modulador electro-óptico (ver Figura 22).

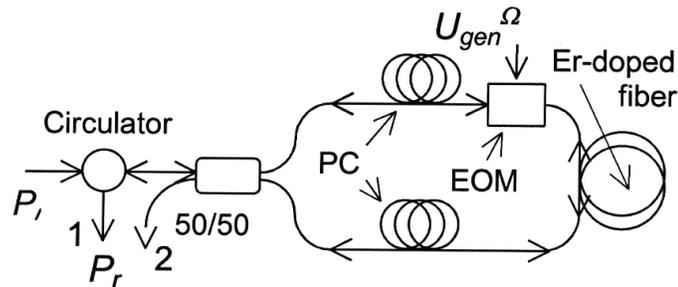


Figura 21. Configuración de Sagnac utilizada para investigación de MDO transitorio (EOM - modulador electro-óptico fotodiodo, PC - controladores de polarización), (Stepanov *et al.*, 2004).

Los resultados arrojaron un tiempo de formación de la rejilla $\tau_g \approx 2.7 - 3$ ms, el cual es menor a los 9.5 - 10 ms típicos del tiempo de vida del estado metaestable del erbio en sílice. También indican una discrepancia significativa entre la amplitud de señal de MDO detectada y su valor esperado (siendo el valor experimental de 6 a 7 veces menor).

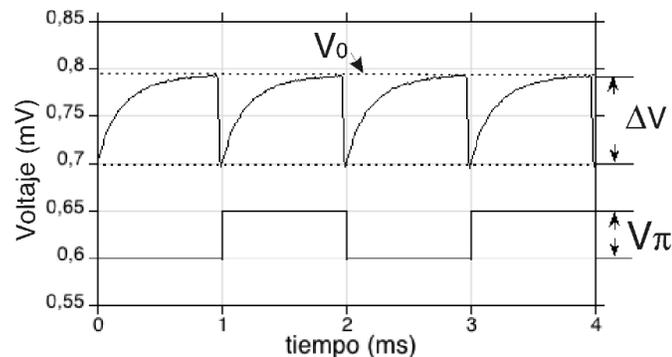


Figura 22. Tipo de respuesta observada para modulación de fase del tipo rectangular en interferómetro Sagnac, en configuración de MDO transitorio. (García Casillas *et al.*, 2007)

Para explicar esta discrepancia, los efectos más probables considerados son: variaciones aleatorias de la polarización de los haces de grabado debidas a la birrefringencia

aleatoria de la fibra misma, y migración espacial del estado de excitación entre los iones de erbio vecinos. Esto condujo a un subsiguiente estudio teórico-experimental acerca de la eficiencia del MDO (Stepanov y Plata Sánchez, 2004b) donde se realiza una primera evaluación teórica.

En el año 2005 (Stepanov *et al.*, 2005), el grupo realizó un estudio del MDO transitorio en una FDE birrefringente para polarizaciones cruzadas ($L = 2$ m, $\lambda = 1549$ nm) y se observó la formación de rejillas en fibras para polarizaciones cruzadas con un valor de casi la mitad respecto al obtenido para polarizaciones paralelas. Entonces, se dedujo que la birrefringencia aleatoria de las fibras no es una causa de la reducción de la amplitud de la señal de MDO.

Más tarde, se realizó un estudio acerca de la migración del estado excitado de los iones de erbio (Stepanov y Hernández Hernández, 2005b), para lo cual se emplearon dos fibras (Er103 y Er123) manufacturadas por INO. La primera de las fibras tiene una concentración de iones de erbio moderada (≈ 640 partes por millón) y la segunda posee una concentración mucho mayor (≈ 5600 partes por millón). Se observó que el efecto de migración de estado excitado afecta la formación de las rejillas solo para el caso en que una concentración muy grande de dopante es utilizada (miles de ppm).

En el año siguiente, se realizó un análisis teórico del MDO transitorio debido a rejillas de población de reflectancia (Stepanov, 2006), y casi simultáneamente, se publicó un extenso y detallado análisis teórico-experimental acerca de la dependencia de la intensidad en MDO vía rejillas de población, en fibras dopadas con erbio (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b). En la última publicación también se reportó que para una longitud de onda de grabado alrededor de 1530 nm también se observa una discrepancia, siendo los resultados obtenidos casi 4 veces menor respecto a los resultados de dicho análisis teórico.

Complementado las publicaciones anteriores sobre MDO transitorio en FDE, también se publicó un estudio detallado acerca de la contribución de fase en las rejillas dinámicas (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d). En los experimentos se emplearon longitudes de onda de $\lambda = 1492, 1526, 1549$ y 1568 nm, utilizando una fibra altamente dopada (5400 ppm), donde se encontró que la contribución de la rejilla de fase es significativamente más fuerte (hasta un 100% mayor que la componente de amplitud) alrededor de 1492 nm, y prácticamente desaparece en la parte central de la absorción (1526, 1549 nm). Cabe mencionar, que simultáneamente se encontró que las rejillas de amplitud, formadas en FDE usando longitudes de onda de 1480-1490 nm, tienen una eficiencia mucho más grande, la cual se aproxima a su valor evaluado teóricamente.

Un nuevo método para la detección de rejillas dinámicas de población fue reportado en ese año, (Stepanov y Hernández Hernández, 2007) el cual se basa en la observación de la fluorescencia transversal obtenida como resultado de un desplazamiento rápido del patrón de interferencia de grabado. Esta señal aparece debido a los diferentes tiempos de relajación de fluorescencia entre las franjas brillantes y oscuras de un patrón de interferencia (ver figura 23).

En contraste con los métodos típicos de detección basados en difracción, este método nos brinda el valor local de la amplitud de la rejilla y se puede utilizar para la caracterización de los procesos de formación de la rejilla a lo largo de la fibra. Los experimentos fueron realizados con una fibra monomodal Er123 con una concentración de erbio de 5600 ppm, con una longitud de onda de $\lambda = 1492$ nm y muestran una buena concordancia cualitativa con el modelo teórico basado en un sistema de dos niveles.

Recientemente, estudios realizados con fibras ópticas dopadas con iterbio para una longitud de onda $\lambda = 1064$ nm sin bombeo óptico (Stepanov *et al.*, 2007b), muestran que bajo estas condiciones, las rejillas generadas son principalmente de fase, con una

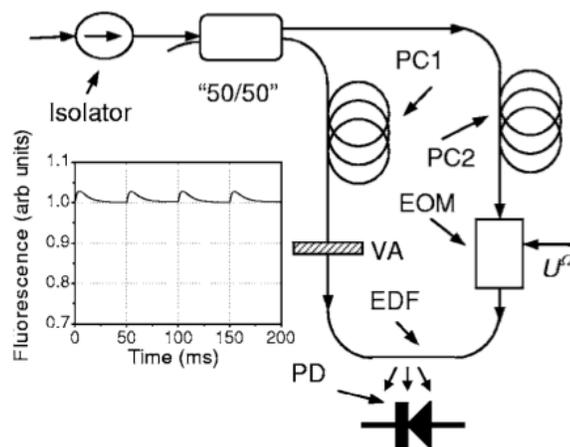


Figura 23. Esquemático de la configuración experimental utilizada para la detección de fluorescencia transversal; la figura pequeña muestra el tipo de respuesta típico para una modulación de fase del tipo rectangular en una de las ondas de grabado (EDF - fibra dopada con erbio, PD - foto diodo, VA - atenuador variable, EOM - modulador electro-óptico, PC1,2 - controladores de polarización), (Stepanov y Hernández Hernández, 2007).

componente de rejilla de amplitud mucho menor. Para su formación, se requieren de potencias ópticas de grabado de un orden de magnitud superior y muestran un tiempo de formación de la rejilla 10 veces menor comparada con los resultados obtenidos para configuraciones con fibras dopadas con erbio. Ambos hechos están asociados con el tiempo de relajación del estado metaestable reducido (alrededor de 1 ms, contra 10 ms en FDE).

Capítulo III

CARACTERIZACIÓN DE LÁSERES, MUESTRAS DE FIBRAS DOPADAS Y SISTEMAS EXPERIMENTALES

III.1 Introducción

En este capítulo se presentan los parámetros más importantes y las características de los elementos principales de nuestros sistemas experimentales y, en particular, láseres y fibras dopadas con erbio e iterbio. Una parte del capítulo está dedicada a la descripción de las configuraciones experimentales y de los métodos de procesamiento de los datos experimentales. La lista completa del equipo experimental utilizado se encuentra anexada en el Apéndice.

III.2 Láseres semiconductores

Los láseres semiconductores de onda continua tipo DFB (del inglés “distributed feedback”), que se utilizan para el grabado y la detección de rejillas dinámicas en este trabajo, operan en el rango de absorción del Er^{+3} en silicio (1460 - 1570 nm), (Desurvire, 2001). Todos estos láseres cuentan con conectores FC en la salida, se colocan en una montura tipo “mariposa” y se regulan con controladores externos de corriente. Las características particulares de los láseres de este tipo se enuncian a continuación:

El primer láser empleado (NK14565TB), de NTT Electronics, tiene una longitud de onda $\lambda = 1492$ nm y una potencia máxima de salida de 20 mW. Su longitud de co-

herencia es de $L_c > 6$ metros. El segundo láser empleado (NLK1556STG), de NTT Electronics, tiene una longitud de onda de $\lambda = 1526$ nm, su potencia de salida es también de 20 mW. Mediciones realizadas en nuestro grupo muestran que su longitud de coherencia es de $L_c > 20$ metros. El tercer láser del mismo proveedor, tiene una longitud de onda de $\lambda = 1568$ nm, con una potencia de salida y longitud de coherencia similares.

Además, se utilizaron láseres semiconductores de bombeo con $\lambda_{central} = 976.2$ nm, de la marca Uniphase, modelos 11-8000-070 y 11-8000-120 con potencias de salida de 70 y 120 mW, respectivamente. Como ejemplo, la Figura 24 muestra la parte inicial (cerca del umbral) de la dependencia de la potencia de salida con la corriente de bombeo para el láser 11-8000-070.

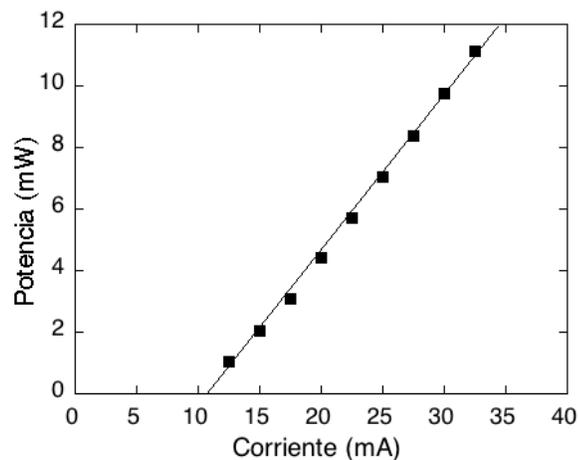


Figura 24. Dependencia experimental de la potencia de salida con la corriente de bombeo del láser 11-8000-070, de 976.2 nm.

Generalmente, los láseres de bombeo tienen un ancho espectral de irradiación bastante grande y, como resultado, sus longitudes de coherencia son muy cortas. La Figura 25a muestra mediciones de la profundidad del patrón de interferencia para esta longitud de onda como una función de la diferencia en la longitud de dos brazos de un

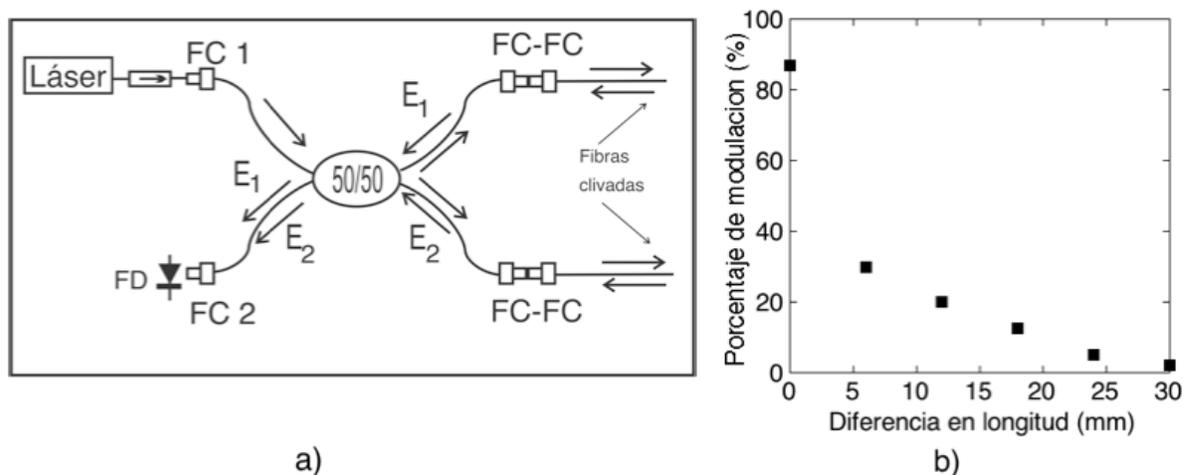


Figura 25. Arreglo interferométrico Michelson utilizado (a), para caracterización de la longitud de coherencia del láser de bombeo (11-8000-120) de 980 nm (b).

interferómetro Michelson de fibra óptica.

Los detalles de las mediciones se presentaron en trabajos anteriores (Núñez, 2005), (García, 2006) y (Plata, 2007). Agregamos solamente que en esta configuración se observa la profundidad de las fluctuaciones por la interferencia de dos ondas reflejadas por dos de los brazos del interferómetro, se cambia la diferencia de camino óptico entre ambos cortando pequeños segmentos de fibra (Corning HI1060) en uno de dichos brazos, y medimos en repetidas ocasiones. El interferómetro de Michelson de fibra óptica es un instrumento sumamente sensible, basta con aproximar la mano a una de sus terminales y el calor corporal es suficiente para producir fluctuaciones en la intensidad detectada (con el foto-detector FD). Como podemos ver de la gráfica (ver Figura 25b), el valor de la L_C no supera la distancia de algunos milímetros.

Para los experimentos de MDO, usamos el diodo láser de $\lambda = 976.1$ nm de QPhotonics (QFBGLD-980-5) con coherencia alta. En la figura 26 se presenta la dependencia de la potencia de salida de este láser en función de la corriente aplicada. Se pueden observar fluctuaciones que corresponden con saltos entre los modos de emisión.

En la figura 27 se presenta el espectro de emisión medido con el analizador de espectros ópticos (OSA) EXFO Wavemeter con 0.01 nm de resolución espectral.

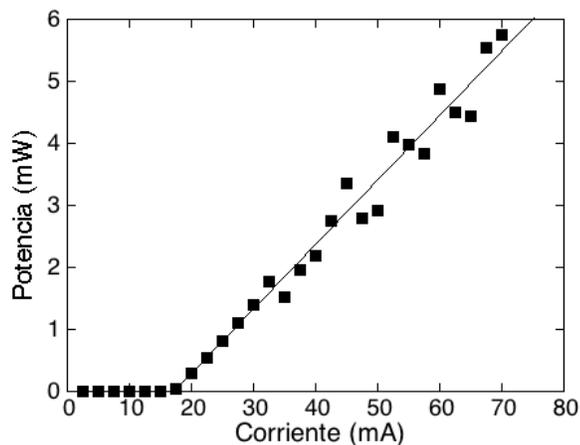


Figura 26. Dependencia de potencia de láser vs corriente de bombeo para láser QPhotonics de 976 nm.

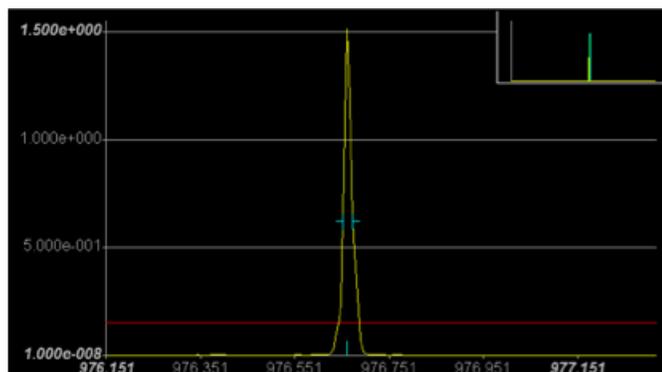


Figura 27. Espectro de emisión obtenido para una corriente de 58.6 mA, aplicada al diodo láser QPhotonics. La longitud de onda central es 976.65 nm.

Como podemos ver, en general el láser presenta irradiación a una sola frecuencia con una longitud de onda central de 976.1 nm y con un ancho espectral <0.02 nm. Dicha evaluación está limitada por la resolución del instrumento de medición. Como pudimos observar, dicho láser presenta un fenómeno conocido como “mode hopping” (es decir, saltos entre modos longitudinales), que se manifiesta también por la presencia

repentina de varios modos longitudinales de emisión al mismo tiempo. La coherencia de irradiación del láser se ve afectada negativamente por este efecto, por lo que es necesario utilizar un controlador de temperatura para mantener estable la longitud de onda central y la potencia de emisión.

Las mediciones con el OSA nos dan solamente el contenido modal de la irradiación, pero no el valor de la longitud de coherencia del láser; la resolución espectral del dispositivo es insuficiente para dicho propósito. La otra técnica, basada en el interferómetro de tipo Michelson, se utilizó para evaluar la coherencia del láser (ver Figura 25). Colocando fibras convencionales (Corning HI1060 para esta longitud de onda) hasta una diferencia de 1.5 m en un brazo del interferómetro, se encontró que la longitud de coherencia del láser es suficiente para observar fluctuaciones profundas (Figura 28). Entonces, en los

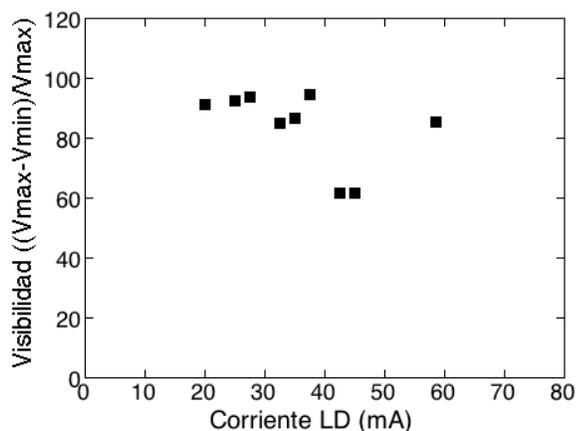


Figura 28. Profundidad de modulación como función de la corriente de bombeo, evaluada para una diferencia de 1.5 m en la longitud de los brazos del interferómetro Michelson de fibra óptica.

experimentos de mezclado de dos ondas podemos usar fibras dopadas de dicha longitud. Vale la pena remarcar que también probamos el diodo láser de bombeo convencional en esta configuración. En este caso se observan solo algunos centímetros de longitud de coherencia y únicamente operando al láser bajo las condiciones óptimas: cerca del

umbral de laseo.

III.3 Muestras de fibras ópticas dopadas con tierras raras y sus características

III.3.1 Datos generales.

Se utilizaron las siguientes muestras de fibras ópticas dopadas con erbio: HG980 de OFS Fitel con longitud $L = 0.5$ metros y una fibra especializada de alta birrefringencia ER-25-05-PM de $L = 0.25$ m de CorActive. Además, de la familia de fibras dopadas con iterbio usamos las fibras Yb118 e Yb125 también de CorActive. Sus características obtenidas de los datos de los proveedores se enlistan en la Tabla I.

Tabla I. Características de las fibras dopadas con erbio e iterbio.

Fibra	HG980	Er-25-05-PM	Yb118	Yb125
Dopante activo	erbio	erbio	iterbio	iterbio
Co-dopantes	Ge/Al	Ge/Al	-	-
Diámetro modal	4.4 μm	5.7 μm	3.8 μm	4.2 μm
Diámetro de la cubierta	125 μm	125 μm	124.7 μm	124.7 μm
Abertura numérica	0.29	0.25	0.22	0.18
Absorción máx. @1530nm	17.1 dB/m	27 dB/m	-	-
Absorción máx. @976nm	5.6-14 dB/m	-	208 dB/m	1611 dB/m

Además de los parámetros principales tales como diámetro del núcleo, diámetro modal, longitud de onda de corte, etc., los parámetros de las fibras más importantes para nuestro trabajo, medidos para una longitud de onda particular de grabado λ , son:

1. Potencia de saturación P_{sat} : potencia de luz para la cual las transiciones inducidas dentro los átomos de la tierra rara tienen la misma probabilidad que la transición espontánea.
2. Densidad óptica no saturada: es un parámetro adimensional que involucra tanto la absorción óptica como la longitud de la fibra y es representado por $\alpha_0 L$, donde α_0 es la absorción óptica medida para una potencia baja $P \ll P_{sat}$, es decir, sin saturación.
3. Absorción óptica α : parámetro que depende de la cantidad de dopante y de la potencia P de la luz transmitida como $\alpha = \frac{\alpha_0}{1+P/P_{sat}}$.
4. Transmitancia de la fibra T : relación dada por la potencia óptica obtenida a la salida de una fibra, dividida entre la potencia de entrada ($T = P_{sal}/P_{ent}$).
5. Existen también otras pérdidas ópticas en las fibras debidas a diferentes causas (mal acoplamiento entre fibras de diámetros modales distintos, pérdidas en las fibras dopadas por absorción no saturable, modos acoplados en cubierta).

Para efectos de simulación numérica, definimos un parámetro que representa los contactos entre las muestras experimentales de fibras dopadas y las fibras convencionales y engloba todas las posibles causas de pérdidas. Lo definimos como transmitancia de un contacto (dos para cada fibra) y se representa por T_C .

III.3.2 Caracterización de las fibras dopadas mediante transmitancia no lineal.

Para medir la transmitancia óptica de las fibras dopadas, se utilizó el arreglo de la figura 29. El atenuador variable regula la potencia óptica del láser que incide hacia el acoplador 50/50, el cual divide al 50% entre las terminales 3 y 4 la potencia total

incidente. Colocamos glicerina en la terminal 2 para esparcir la luz residual y eliminar reflexiones debidas a la frontera fibra-aire. La potencia detectada en la terminal 4 (con el foto-detector FD2) nos indica cuánta potencia hará incidir la terminal 3 sobre la entrada de la fibra óptica dopada (P_{ent}).

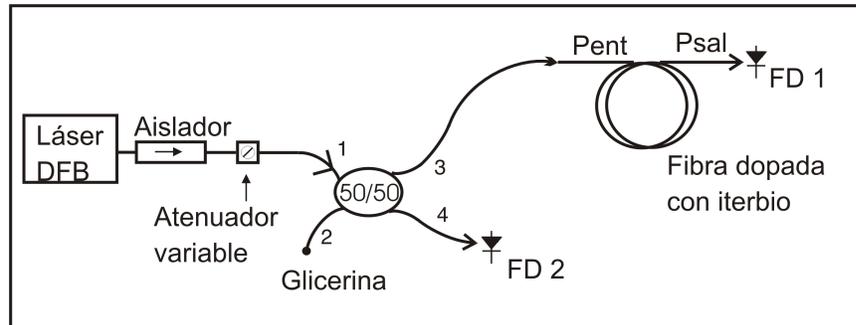


Figura 29. Arreglo experimental para la medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas.

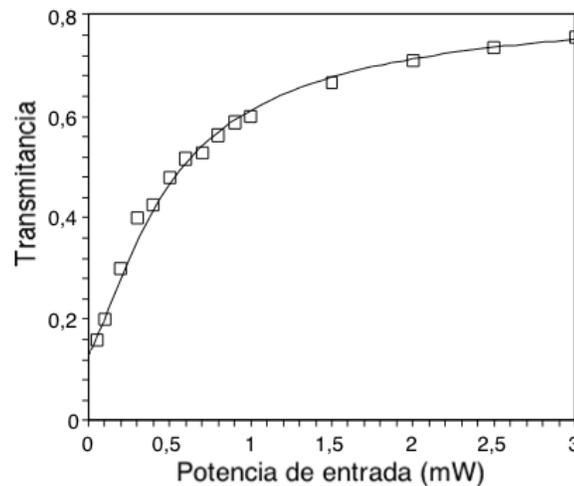


Figura 30. Transmítancia como función de la potencia de entrada para la FDY Yb103 de $L = 29$ cm, con $\lambda = 976$ nm y su ajuste numérico (línea sólida) con la ecuación (21) donde $\alpha_0 L = 1.87$, $P_{sat} = 0.45$ mW y $T_C = 0.915$.

La potencia transmitida por la fibra se detecta mediante el foto-detector FD1 y se evalúa la potencia obtenida (P_{sal}) para valores discretos de potencia de entrada P_{ent} . Con esto se obtiene una curva de transmitancia no lineal (para la propagación de un

solo haz), definida como:

$$T(P_{ent}) = \frac{P_{sal}}{P_{ent}} \quad (41)$$

La Figura 30 muestra una curva típica de transmitancia obtenida para la fibra Yb103 de 29 cm con $\lambda = 976$ nm.

La figura 31 también presenta una dependencia similar obtenida para la fibra dopada con erbio HG980 de 0.5 m con la misma longitud de onda. Después de obtener ex-

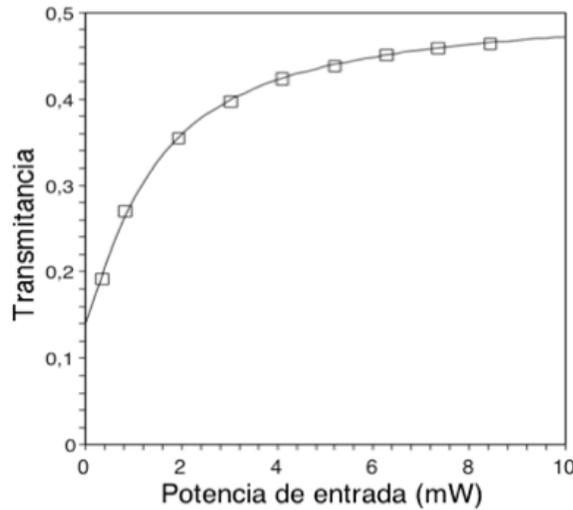


Figura 31. Datos experimentales de medición de transmitancia no lineal para la FDE HG980 de $L = 50$ cm, $\lambda = 976$ nm; la curva sólida representa un ajuste teórico con $\alpha_0 L = 1.3$, $P_{sat} = 0.45$ mW y $T_C = 0.715$.

perimentalmente las curvas de transmitancia no lineal, utilizando la ecuación (21), realizamos un ajuste teórico con el paquete Maple 9.5. De esta manera, obtenemos los parámetros de las fibras, y específicamente: potencia de saturación P_{sat} , densidad óptica no saturada $\alpha_0 L$ y transmitancia por contacto T_C . Los valores de los parámetros obtenidos se presentan en las tablas II y III.

Tabla II. Parámetros de las fibras dopadas con erbio obtenidos mediante ajuste de la transmitancia no lineal para $\lambda = 976$ nm.

Tipo de fibra	Longitud	$\alpha_0 L$	P_{sat}	T_C
HG980	0.5 metros	1.3	0.45 mW	0.715
Er103	0.29 metros	1.87	0.158 mW	0.915
Er123	0.1 metros	0.51	0.33 mW	0.87

Tabla III. Parámetros de las fibras dopadas con iterbio obtenidos mediante ajuste de la transmitancia no lineal para $\lambda = 976$ nm.

Tipo de fibra	Longitud	$\alpha_0 L$	P_{sat}	T_C
Yb103	0.29 metros	1.87	0.45 mW	0.915
Yb118	0.15 metros	5	0.19 mW	0.75
Yb125	0.05 metros	2.1	0.693 mW	0.662

III.3.3 Evaluación de tiempos característicos de saturación de la fibra.

Los procesos de saturación de fluorescencia y de transmitancia de la fibra nos pueden arrojar información adicional acerca de la dinámica de la población de los niveles de los átomos de dopante. En el mismo arreglo de la sección anterior, introducimos modulación en la potencia de salida del láser para obtener perfiles del tipo “encendido-apagado” (Figura 32). Esto nos posibilita estudiar con detalle la transmitancia no saturada de la fibra y el proceso de saturación después del flanco. Una vez encendido el láser, al apagarlo momentáneamente, los iones activos de la fibra tienden a relajarse del nivel metaestable y este proceso nos arroja un tiempo característico de decaimiento de fluorescencia (ver ecuación 7).

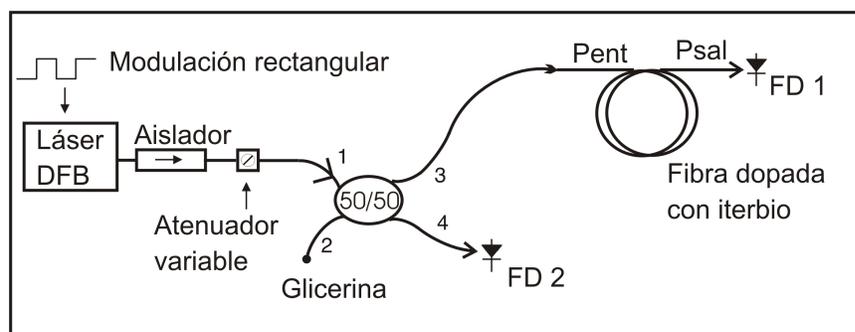


Figura 32. Arreglo experimental con modulación rectangular de potencia, usado para observación de dinámica de transmitancia de la fibra (FDY, $\lambda = 976$ nm).

Un perfil típico de potencia de salida, observado para una fibra dopada con iterbio Yb103 de 29 cm y para una frecuencia de modulación de 500 Hz, se muestra en la figura 33. Notemos que la potencia transmitida es aún muy grande comparada con la amplitud de fluorescencia. Debido al intervalo dinámico de los instrumentos, es necesario hacer un re-escalamiento para observar la señal de fluorescencia después del pulso de luz.

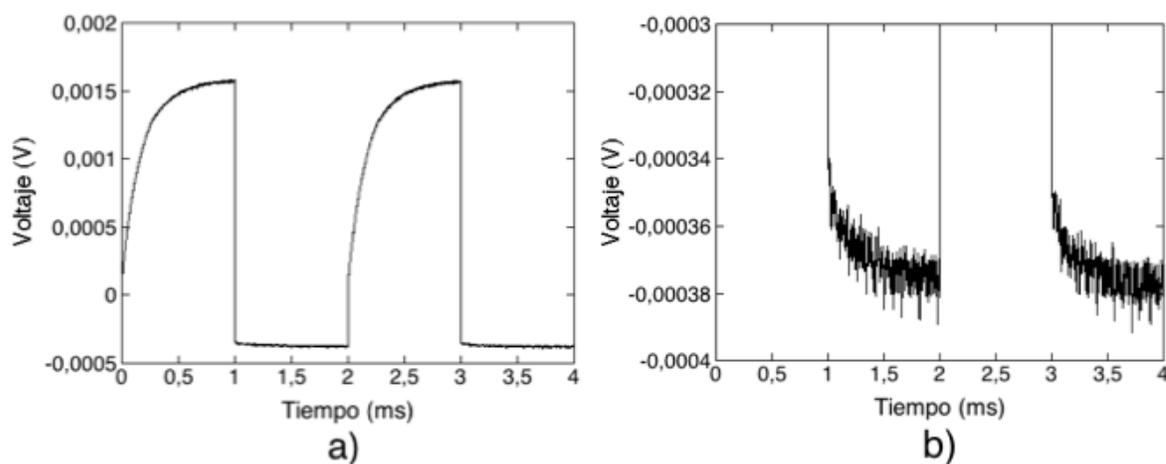


Figura 33. a) Perfil típico de potencia de salida de la fibra bajo excitación de un haz de láser de 980 nm con modulación rectangular, b) re-escalamiento para apreciar el tiempo característico de decaimiento (FDY Yb103, $\lambda = 980$ nm, $P_{ent} = 1.5$ mW, frecuencia de modulación 500 Hz).

La gráfica de la figura 33 se divide en secciones de crecimiento (saturación de la fibra) y de decaimiento (relajación de los átomos activos del nivel metaestable). Estas

curvas se analizan por separado y se ajustan mediante una función exponencial del tipo $y = C * e^{(-x/A)} + B$ y los tiempos característicos de estos procesos se muestran como función de la potencia de entrada en la Figura 34.

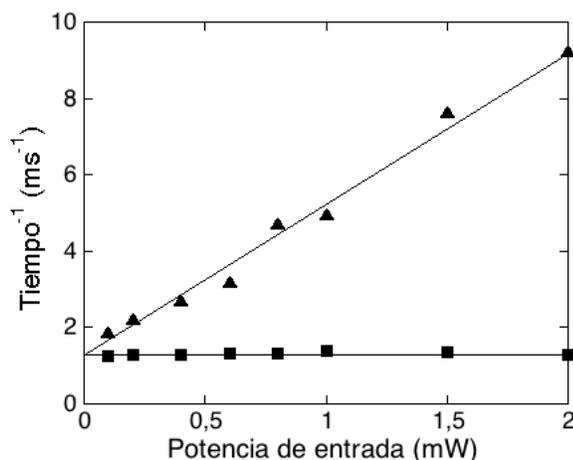


Figura 34. Dependencias de las razones de crecimiento (■) y decaimiento (▲) de la potencia transmitida (inversos de los valores de los tiempos) bajo excitación de un haz de láser con modulación rectangular (FDY Yb103, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.5$ mW, frecuencia de modulación 500 Hz).

Una técnica alternativa consiste en la eliminación de la potencia reflejada al colocar glicerina en las terminales expuestas de la fibra y la terminal 4, para detectar ahora exclusivamente emisión de fluorescencia (que se propaga en ambos sentidos de la fibra) en la terminal F2 (Figura 35). Como ejemplo de este método, presentamos una curva obtenida con una pequeña FDY Yb125 de 5 mm (Figura 36)

Una comparativa breve de las características de las fibras dopadas con erbio e iterbio y de los tiempos de decaimiento por fluorescencia para $\lambda_G = 976$ nm se encuentra en la Tabla V, al final del Capítulo IV.

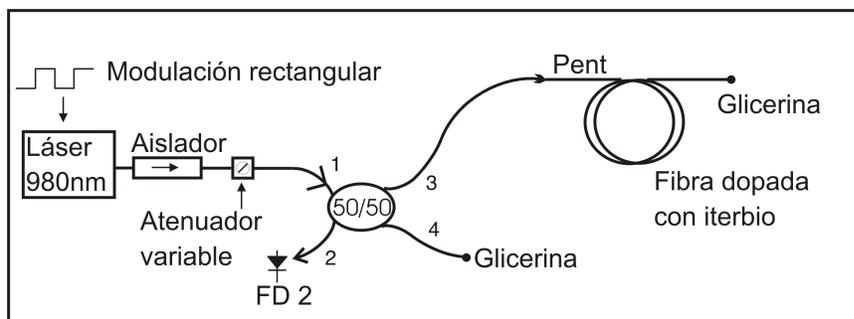


Figura 35. Arreglo experimental con modulación rectangular de la potencia óptica para observación de dinámica de fluorescencia de la fibra (FDY, $\lambda = 976$ nm).

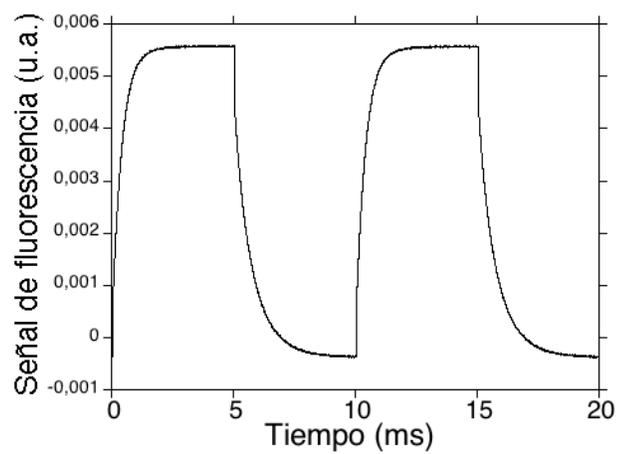


Figura 36. Perfil típico de señal de fluorescencia, detectada en el foto-diodo FD2 con el arreglo de la figura 35, para modulación rectangular, (FDY Yb125, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 2.5$ mW, frecuencia de modulación 100 Hz).

III.4 Arreglo dispuesto en línea para observar el mezclado de dos ondas

III.4.1 Características principales del arreglo.

Para los estudios de MDO, se desarrolló un interferómetro en línea, donde todos los elementos se encuentran dispuestos secuencialmente, siendo los elementos empleados: diodo láser, aislador, atenuador variable, acoplador 50/50, fibra óptica dopada (con erbio o iterbio) y un espejo vibrante pegado a un transductor piezo-eléctrico (ver Figura 37).

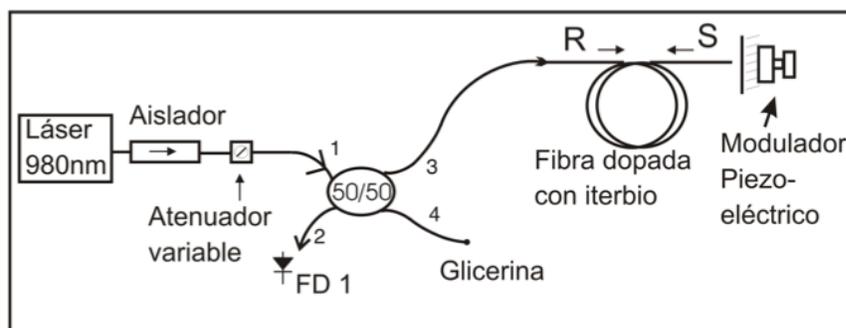


Figura 37. Arreglo interferométrico en línea utilizado para estudio de MDO en fibras dopadas con tierras raras.

Este sistema, a diferencia de configuraciones similares empleadas anteriormente (García, 2006), (Pérez, 2007), (Plata, 2007) para fibras dopadas con erbio y con longitudes de onda de trabajo alrededor de $\lambda = 1530$ nm, se encuentra basado exclusivamente en la fibra CORNING HI-1060. Todos los otros componentes del sistema están fabricados usando la misma fibra. Dicha fibra posee una longitud de onda de corte del régimen monomodal cerca de $\lambda_c \approx 920$ nm, por lo que es adecuada para el empleo de $\lambda = 976$ nm y también 1064 nm como longitudes de onda de trabajo en un régimen monomodal.

Dicha configuración experimental es, en realidad, un vibrómetro adaptativo que emplea una superficie reflectora montada sobre un transductor piezoeléctrico como un

modulador de fase. El arreglo, aunque es un prototipo funcional, posee ciertas singularidades que limitan la evaluación experimental de los efectos de MDO y que deben ser consideradas en su funcionamiento práctico como vibrómetro:

- Ambas señales que se propagan en sentido inverso tienen potencias diferentes de grabado. La potencia de la señal reflejada depende de la transmitancia de la fibra y del acoplamiento de la luz que regresa hacia la fibra (reflejada por el espejo).
- Se requiere de un ajuste muy preciso en la alineación del espejo en relación con la fibra clivada para lograr un acoplamiento efectivo de la señal de retorno, por esta razón la onda reflejada se encuentra siempre muy atenuada.
- La modulación de fase es proporcionada por un modulador piezoeléctrico; dicho modulador además produce variaciones periódicas en la amplitud de la señal acoplada, es decir, dicha modulación también contiene componentes de modulación de amplitud.
- El piezoeléctrico puede realizar desplazamientos apropiados para simular vibraciones mecánicas, pero estas variaciones no son tan precisas como la modulación de fase que se puede obtener con un modulador de fase electro-óptico, además de presentar efectos de resonancias parásitas.

III.4.2 Evaluación de nivel estacionario y amplitud relativa del MDO.

En el Capítulo II vimos que la interferencia de dos ondas, una onda de referencia (R) y otra onda de señal (S) reflejada por el espejo, propagándose en sentidos opuestos en una fibra óptica dopada, produce una distribución de intensidad espacialmente periódica (patrón de interferencia). El periodo del patrón espacial está dado por la longitud de

onda λ utilizada y el índice de refracción efectivo de la fibra n como $\Lambda = \lambda/2n$. Este patrón de interferencia satura la absorción de la fibra en sus máximos (en fibras sin bombeo óptico) y genera de esta manera la rejilla de absorción (ver Figura 16). En el fotodiodo (FD1) localizado en la salida de la configuración (ver Figura 37) se detecta una interferencia de la onda de señal (S) reflejada del espejo y parte de la onda de referencia difractada de la rejilla.

En caso de la rejilla dinámica de amplitud en el estado estacionario, esta interferencia es siempre de forma constructiva, lo que aumenta la potencia en la onda transmitida en nuestra configuración. Este efecto de cambio de las potencias (y en general, de fase) de las ondas transmitidas por la presencia de la rejilla dinámica, se llama efecto de MDO estacionario. Al desplazar inmediatamente el espejo por una distancia $\lambda/4$, se varía el camino óptico para la onda reflejada por $\lambda/2$. Este cambio de fase en una de las ondas de grabado desplaza el patrón de interferencia por la mitad de su periodo, por lo que ocurre un cambio muy rápido en el fotodetector debido a la interferencia destructiva que resulta en una disminución de las potencias transmitidas. Después de un tiempo de relajación τ_g , la rejilla se forma en una nueva posición estacionaria, que corresponde con una nueva posición del patrón de interferencia y la interferencia en el fotodiodo regresa a ser constructiva, de esta manera, se producen unos picos transitorios en nuestra señal detectada a través del fotodetector FD1 (Figura 37).

Este comportamiento dinámico en las ondas transmitidas se conoce como el MDO transitorio.

En general, el aumento en el nivel total de luz detectada (luz transmitida + reflejada por la rejilla) es un resultado directo de la formación de la rejilla de amplitud en contrafase con el patrón de interferencia de grabado (en caso estacionario). De hecho, se puede detectar una potencia óptica mayor para ambos extremos de la fibra. Esta

potencia óptica es presentada con un osciloscopio como un nivel de voltaje estacionario V_0 . (ver Figura 38a). Si ahora en cambio, se introduce un desplazamiento por π en la fase de una de las ondas en contra-propagación, de manera que los máximos del patrón de interferencia coinciden instantáneamente con los máximos del patrón de absorción, la absorción total de luz aumenta y se produce una disminución transitoria en el nivel de la señal detectada (Figura 38b). De hecho, esta explicación es alternativa a la presentada

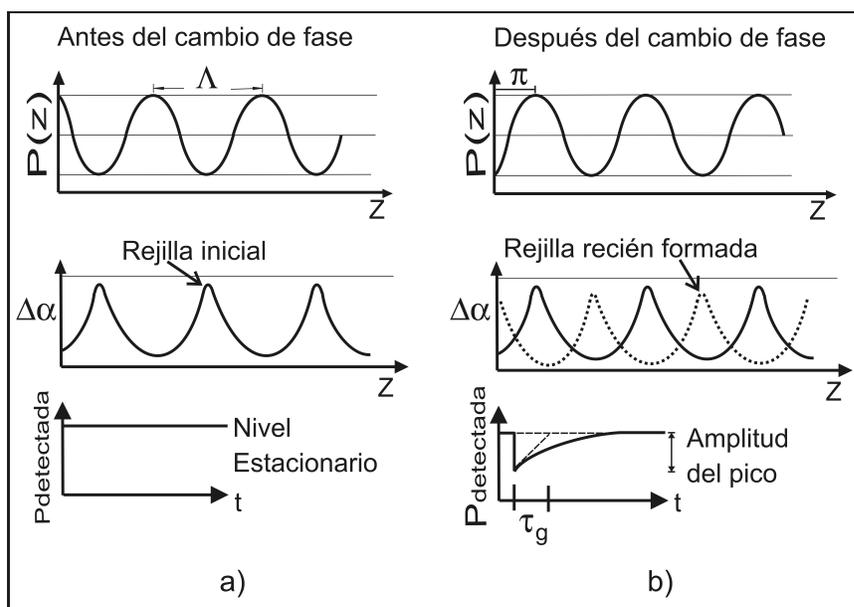


Figura 38. Saturación de la absorción por un patrón de interferencia en una fibra dopada con tierra rara: a) Rejillas de absorción y MDO estacionario; b) tipo de respuesta de MDO transitorio observada para una modulación de fase rectangular de V_π en la onda de señal.

en el párrafo anterior, la cual está basada en la interferencia de dos ondas.

Esta transición abrupta (pico), la cual se observa para el caso de salto de fase π , representa el valor máximo de amplitud de la señal MDO transitorio detectada. La desviación máxima desde el punto estacionario es comúnmente referida como “amplitud del pico de MDO” y se representa por ΔV . Finalmente, tenemos el parámetro más representativo, denominado como valor relativo $\Delta V/V_0$, ya que es una medida de la

eficiencia del mezclado de dos ondas transitorio, el cual se relaciona directamente con la amplitud de la rejilla $\delta\alpha$ introducida en las ecuaciones (38) y (39).

La rejilla de población grabada puede presentar también un componente de fase. Los cambios en el índice de refracción aparecen porque la onda de grabado modifica las poblaciones del sistema de niveles, lo cual produce cambios en el índice de refracción total del medio (Fotiadi *et al.*, 2008). La respuesta de MDO detectada en este caso es del tipo impar (Stepanov *et al.*, 2007b), (Stepanov y Pérez Cota, 2007c), lo que implica que es posible operar el interferómetro en un punto de operación lineal (García Casillas *et al.*, 2007), ΔV en este caso lo definimos como la diferencia entre el valor del pico hacia arriba y el pico hacia abajo (pico-pico).

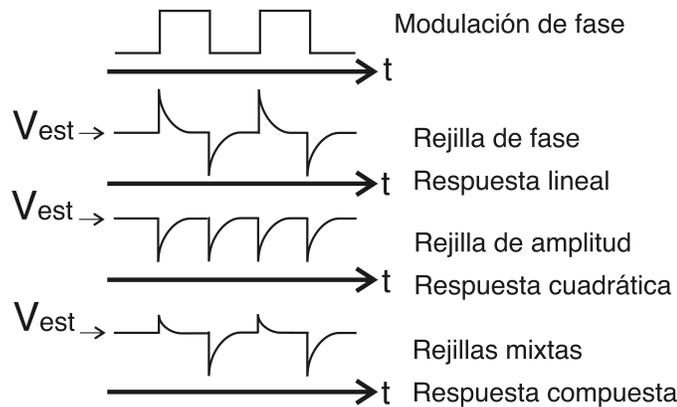


Figura 39. Tipo de respuesta de MDO observada en una fibra dopada con tierra rara, para una modulación de fase rectangular en la onda de señal (V_{est} = voltaje estacionario).

III.4.3 Procedimiento de evaluación de amplitud de señal de MDO transitorio.

Ahora, iniciemos con el procedimiento de observación (mediante un osciloscopio) y caracterización de la señal debida al MDO transitorio. Si se aplica una señal eléctrica rectangular con un voltaje equivalente a V_{π} al modulador de fase, tal que el patrón

de interferencia sea desplazado por una distancia π respecto a su posición inicial, se puede observar una respuesta como la que se muestra para la potencia detectada en la Figura 38b. Aquí se observan unos picos transitorios debidos al cambio abrupto en la potencia óptica total detectada a la salida de la fibra óptica. Generalmente, observamos en nuestros experimentos un desbalance entre niveles estacionarios en dos semiperiodos consecutivos de la forma de respuesta obtenida para la modulación rectangular (Figura 40). Se observa esto debido a interferencia convencional (no adaptativa) en-

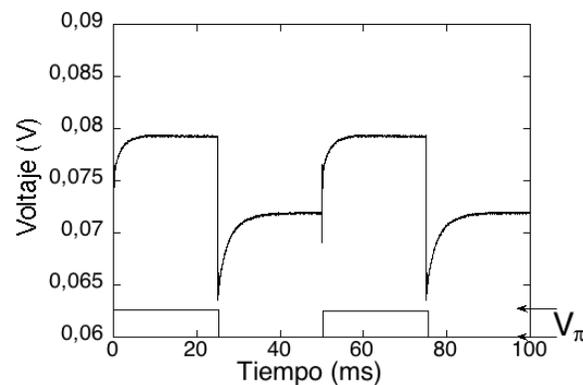


Figura 40. Desbalance entre semi-periodos contiguos debidos a interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta de MDO transitorio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms).

tre ondas “parásitas”, las cuales están reflejadas de los empalmes (y/o algunos otros obstáculos, como los contactos FC-FC) en el sistema de fibra óptica. Dichas reflexiones producen un componente de interferencia que está siempre presente y en algunos casos puede verse como una componente rectangular que no corresponde con la respuesta que queremos observar. Normalmente, la amplitud de este componente rectangular fluctúa debido al medio ambiente (cambio de temperatura, presión ambiental etc.). El osciloscopio empleado puede tomar hasta 512 muestras y promediarlas, con lo que se puede observar una señal de MDO más clara y libre de ruido y de esta señal rectangular. En caso de que no sea posible balancear la respuesta debida a interferencia conven-

cional, se recurre a realizar un promedio de los niveles estacionarios de voltaje para dos semiperiodos contiguos. Asimismo, se toma un valor promediado entre las amplitudes de dos picos consecutivos. De esta manera, el valor V_0 se toma como un promedio, y el punto intermedio entre dos picos observados se toma para evaluar la amplitud (también promediada) del pico ΔV (ver Figura 41) para la respuesta del tipo par.

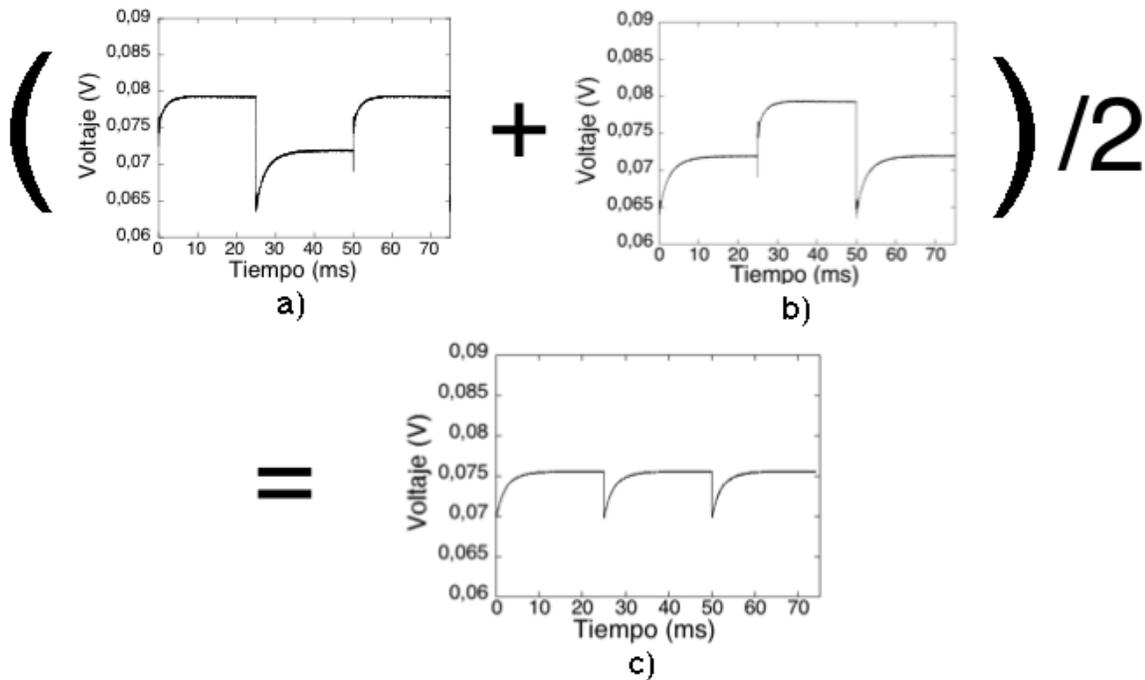


Figura 41. Procesamiento de los datos para obtener los valores del MDO transitorio, cuando existe un desbalance entre los semi-periodos contiguos debidos a una interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta; a) señal detectada; b) la misma señal detectada desplazada por un semi-periodo $T/2$; c) la suma y promedio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms).

Para estimar los componentes par e impar, realizamos un procesamiento posterior de los datos capturados para separar los componentes debidos a la señal parásita rectangular para finalmente poder observar la amplitud ΔV y poder calcular el valor relativo $\Delta V/V_0$. Esto lo hacemos mediante el paquete computacional “ORIGIN 5.0” con el cual se manipulan los datos binarios extraídos directamente del osciloscopio dig-

ital (dichos datos son exportados como una columna, a la que nombraremos columna “1”). Para este procedimiento se toma la columna ($col1$) de datos correspondientes a la señal grabada original (Figura 41a), se realiza una copia de estos datos en una segunda columna ($col2$). De aquí se eliminan los datos correspondientes al primer semiperiodo (de la $col2$) para posteriormente tomar el pico inicial del segundo semiperiodo como punto de origen en el eje del tiempo $col2_{despl}$ (Figura 41b). Finalmente se suman ambas columnas de datos ($col1 + col2_{despl}$) y dividimos el resultado entre 2 para obtener la dependencia balanceada (Figura 41c), es decir sin la señal parásita rectangular, la cual se elimina durante este procesamiento. Claro que esta técnica sirve solo para los señales MDO de tipo par por la rejilla de amplitud.

Para la longitud de onda de 976 nm que estamos empleando, en caso de modulación de fase rectangular, en general, se observan señales de MDO asimétricas (dos picos sucesivos de respuesta tienen diferentes amplitudes y/o, a veces, son de diferente signo) - ver Figura (42a). Esto significa la presencia combinada de la rejilla de amplitud (por la saturación de absorción óptica) y también de la rejilla de fase (por cambios de índice de refracción inducidos).

Para seleccionar la contribución de la rejilla de fase (la respuesta del tipo impar), en lugar de sumar dos trazos desplazados (Figura 42b), realizamos una resta de ellos y como resultado tenemos una componente solamente impar (ver Figura 42c).

Dos respuestas seleccionadas en esta forma también se usan para evaluar los tiempos característicos de decaimiento de los componentes par e impar de las señales de MDO. Estas dos representan los tiempos característicos de formación de las rejillas de amplitud y de fase, respectivamente. Un ejemplo de ajuste del proceso de relajación con una función exponencial realizada por el paquete ORIGIN se presenta en la figura 43 para la respuesta del tipo par.

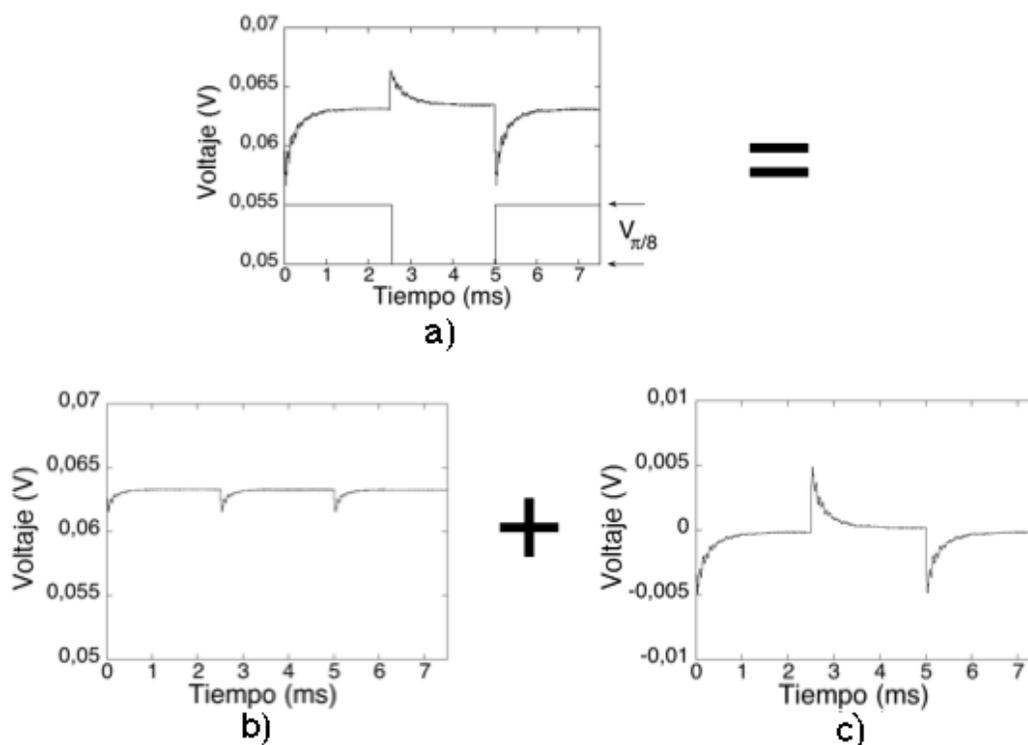


Figura 42. Extracción de los componentes de amplitud y fase del MDO transitorio; a) forma de onda observada; b) componentes de amplitud; c) componentes de fase (FDY Yb118, $L = 15$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW, $V_{rect} = V_{\pi/8}$, $T = 5$ ms).

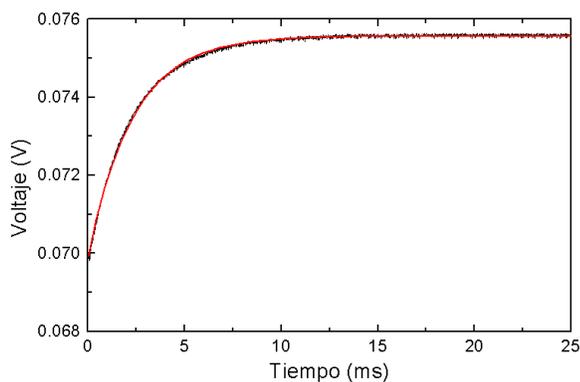


Figura 43. Ajuste con ORIGIN para obtener los tiempos característicos de los procesos de decaimiento en la respuesta del MDO transitorio (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1.2$ mW, $V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 50$ ms, $\tau = 2.329$ ms).

A partir de los datos obtenidos podemos ver que en las fibras dopadas con iterbio:

1. El proceso de decaimiento de la señal de salida, después de apagar la luz de entrada

(relajación de fluorescencia), posee un tiempo característico de alrededor de 0.8 ms que no depende de la potencia de la luz de iluminación y corresponde bien a los datos disponibles en la literatura para el proceso de relajación espontánea en los iones de Yb^{+3} .

2. El proceso de crecimiento de la potencia transmitida corresponde al proceso de saturación de la absorción de la fibra. Generalmente, podemos ver que la dependencia de la razón de crecimiento contra potencia de entrada no es lineal. Debido al efecto de absorción óptica en la fibra, sus secciones transversales perciben diferentes potencias de luz y tienen por ende diferentes tiempos característicos de relajación. Sin embargo, para potencias muy altas, la fibra está casi completamente saturada en toda su longitud y de la segunda parte de esta dependencia, la cual es casi lineal, podemos evaluar también la potencia de saturación de la fibra. En las fibras dopadas con erbio, al utilizar la longitud de onda de 980 nm, los tiempos característicos de decaimiento son muy similares a los obtenidos para la región de absorción del erbio de 1470-1570 nm, por lo que el proceso total de decaimiento es gobernado por el tiempo de vida del estado metaestable ≈ 10 ms.

III.5 Caracterización de moduladores piezoeléctricos.

A diferencia del intervalo espectral 1470-1570 nm, los moduladores electro-ópticos para la longitud de onda de alrededor de 980 nm, son escasos y más caros, por lo que carecimos de ellos durante el desarrollo del presente trabajo. Esto condicionó nuestra selección de la configuración interferométrica en línea para los experimentos de MDO con la longitud de onda de 976 nm, ya que aquí es posible usar los moduladores piezoeléctricos. Anteriormente, caracterizamos estos moduladores para el intervalo espectral 1470-1570

nm, (García Casillas, 2006), (Pérez Cota, 2007) y (Plata Sánchez, 2007). A continuación presentamos resultados similares obtenidos para la longitud de onda de 976 nm.

Los experimentos de caracterización de los piezoeléctricos, fueron realizados en un arreglo auxiliar basado en un interferómetro de Michelson de fibra óptica donde se utiliza un acoplador 50/50 como acoplador/divisor de haz (Figura 44). Se aplica iluminación

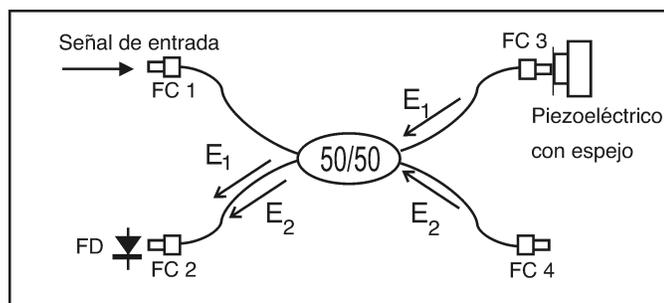


Figura 44. Arreglo interferométrico auxiliar del tipo Michelson empleado para evaluar los voltajes necesarios (aplicados a los piezoeléctricos) para obtener los desplazamientos requeridos.

coherente a la terminal 1 de acoplador 50/50, mientras se mantiene el conector FC de la terminal 4 (FC4) al aire libre (sin usar gel acoplador). La diferencia entre el índice de refracción del núcleo de la fibra y el aire produce una reflexión de $\approx 4\%$ (señal de referencia). La terminal 3 del 50/50 se encuentra acoplada al sistema mecánico que contiene el piezoeléctrico con espejo. Las variaciones de intensidad son detectadas mediante un foto-diodo colocado al conector (FC2) de la terminal 2 del acoplador 50/50.

El procedimiento para la caracterización de los piezoeléctricos consiste en emplear una señal de prueba senoidal y aumentar el voltaje empleado hasta el punto donde se observa la máxima amplitud con solo una pequeña distorsión en los bordes de la señal detectada. En esta forma, se balancea el punto de operación hasta tener una respuesta lineal.

Posteriormente, se aumenta la amplitud de la señal senoidal de modulación (aprox-

imadamente 2 veces) hasta que la señal observada presente una componente de tercer armónico, la cual presenta doblamiento hasta alcanzar el punto neutro (Figura 45). Esta señal observada corresponde a un desplazamiento máximo de exactamente 360 grados del patrón de interferencia (pico a pico) y de esta manera se obtiene el valor del voltaje $V_{2\pi}$. A continuación, se muestra la tabla con los datos obtenidos (Tabla IV).

Tabla IV. Voltajes aplicados a los moduladores piezoeléctricos para obtener los desplazamientos requeridos a la longitud de onda de 976 nm.

Modelo de piezoeléctrico	Longitud	Frecuencia de resonancia	Voltaje V_{π}
AE2003D04	4 mm	256 KHz	≈ 7 Vpp
AE050D16	20 mm	69 KHz	2.18 Vpp

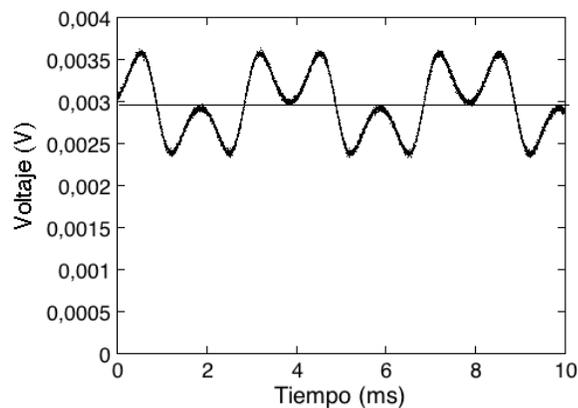


Figura 45. Componentes de señal de tercer armónico observados para un voltaje $V_{2\pi}(p-p)$ aplicado al piezoeléctrico ($\lambda = 976$ nm).

III.6 Conclusiones Parciales

1. La verificación directa de la longitud de coherencia de los láseres de longitud de onda de 976 nm indica que la L_C del láser semiconductor de QPhotonics (4.5 m),

es suficiente para los experimentos de MDO sin limitaciones, mientras que el láser de bombeo JDS 11-8000-100, también puede usarse si es necesario, pero solo con fibras de corta longitud (< 0.5 m).

2. Los datos experimentales de transmitancia no-lineal de las fibras dopadas con iterbio a 976 nm se ajustan bien con las curvas teóricas que utilizan como parámetros la densidad óptica, potencia de saturación de la fibra y la transmitancia del contacto con la fibra convencional. Las potencias de saturación medidas de esta forma tienen valores de alrededor de 0.2 mW, es decir, casi 20 veces más baja que para 1064 nm (Stepanov *et al.*, 2007b). Esto nos permite obtener potencias de grabado para las rejillas dinámicas del orden de sub-mW con 976 nm.
3. Las mediciones de la dinámica de la fluorescencia y de transmitancia no-lineal en FDYs respaldan el valor de la potencia de saturación antes mencionado y también resultan en tiempos de relajación de mili-segundos, de hecho hasta casi 0.1 ms, lo que predice una formación de la rejilla bastante rápida. Esto último concuerda con mediciones similares para 1064 nm.
4. Las mediciones de potencia de saturación en las FDEs arrojan como resultado valores de alrededor de menos de 0.5 mW y con tiempos de relajación del sistema determinados por el tiempo de relajación espontánea del nivel metaestable de los iones de Er^{+3} (alrededor de 10 ms).

Capítulo IV

UTILIZACIÓN DE SISTEMAS DE TRES NIVELES PARA EL GRABADO DE REJILLAS DINÁMICAS EN FDE y FDY

IV.1 Introducción

Este Capítulo está dedicado a la consideración de los diferentes métodos para la aceleración de la formación de las rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras. Como resultado del análisis de las diferentes posibilidades mencionadas en el Capítulo 1, seleccionamos una línea general de investigación centrada alrededor de diferentes variantes de la utilización de sistemas de tres niveles, y en particular, la grabación en fibras bombeadas ópticamente (mostrada anteriormente solo para FDEs) y el grabado con la longitud de onda asociada con la transición óptica entre el nivel base y el tercer nivel, con un tiempo de relajación típicamente mucho más corto que el del nivel metaestable (τ_0). Los resultados experimentales obtenidos con las fibras dopadas con erbio y con iterbio, realizados bajo las condiciones mencionadas anteriormente, se presentan en este Capítulo. Debido a que todas estas configuraciones de grabado están asociadas con el sistema de tres niveles, el Capítulo inicia con un análisis teórico de la dinámica de dicho sistema de niveles.

IV.2 Dinámica del sistema de tres niveles - consideración teórica

IV.2.1 Sistema de tres niveles: los parámetros principales

El sistema de tres niveles (un caso general) se muestra en la Figura 8. Como antes, supongamos que el segundo nivel (estado metaestable) tiene un tiempo de vida (de su relajación espontánea) τ_0 , la intensidad I corresponde a la luz con la energía de fotones $\hbar\omega$ igual a la diferencia en energías entre el estado base y el estado metaestable, y el ión, tiene secciones transversales de absorción y de emisión σ_a y σ_e para esta transición óptica.

El nuevo tercer nivel se caracteriza por los siguientes parámetros principales. Su tiempo de relajación espontánea es τ_1 . Supongamos que esto es una transición sin irradiación de fotones de fluorescencia - la energía excesiva se transmite en forma de vibraciones hacia la red “cristalina”, es decir, para la excitación de los fonones. En los materiales de láser, este tiempo es siempre mucho más corto que el tiempo de relajación del estado metaestable: $\tau_1 \ll \tau_0$. Esta condición en realidad nos permite alcanzar el estado de inversión de población en el medio, necesario para la operación de láseres y amplificadores ópticos.

La intensidad I_b está designada para la luz de “bombeo” con energía de fotones $\hbar\omega_b$ necesaria para la transición del nivel base al tercer nivel. En dispositivos convencionales, esta luz se usa para bombear ópticamente, o invertir las poblaciones entre dos niveles inferiores. Las secciones transversales de esta transición óptica son σ_{ba} y σ_{be} .

Usando una consideración similar a la anterior para el sistema de dos niveles, podemos escribir la ecuaciones de razón para el nivel metaestable y para el tercer nivel en

la siguiente forma:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_0} + \sigma_a N_1 \frac{I}{\hbar\omega} - \sigma_e N_2 \frac{I}{\hbar\omega} + \frac{N_3}{\tau_1}, \quad (42)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = -\frac{N_3}{\tau_1} + \sigma_{ba} N_1 \frac{I_b}{\hbar\omega_b} - \sigma_{be} N_3 \frac{I_b}{\hbar\omega_b}. \quad (43)$$

Estas dos ecuaciones las podemos completar con una relación obvia:

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0. \quad (44)$$

Abajo, en esta sección, vamos a resolver estas ecuaciones para algunos de los casos especiales más importantes.

IV.2.2 Aproximación de relajación instantánea ($\tau_1 \rightarrow 0$) y únicamente luz de bombeo

Como mencionamos arriba, la condición típica para los materiales de láser es $\tau_1 \ll \tau_0$, es decir, que los iones del tercer nivel excitado se relajan muy rápido. Es lógico suponer que debido a esto, dicho nivel casi siempre se encuentra vacío:

$$N_3 \rightarrow 0, \quad (N_3 \ll N_0). \quad (45)$$

De manera más formal, podemos obtener el mismo resultado de la ecuación (43) si multiplicamos ambas partes por τ_1 :

$$N_3 = \tau_1 \left(-\frac{\partial N_3}{\partial t} + \sigma_{ba} N_1 \frac{I_b}{\hbar\omega_b} - \sigma_{be} N_3 \frac{I_b}{\hbar\omega_b} \right). \quad (46)$$

Si el factor en el paréntesis está limitado por el pequeño valor de τ_1 , el lado izquierdo también debe ser pequeño, entonces $N_3 \rightarrow 0$. Sin embargo, si hacemos que $N_3 = 0$, el sistema anterior de tres ecuaciones (escrito para el sistema de tres niveles) se reduce a dos ecuaciones para un sistema de dos niveles (“1” y “2”) efectivo:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_0} + \sigma_a N_1 \frac{I}{\hbar\omega} - \sigma_e N_2 \frac{I}{\hbar\omega} + \sigma_{ba} N_1 \frac{I_b}{\hbar\omega_b}, \quad (47)$$

$$N_1 + N_2 = N_0. \quad (48)$$

El último término en la primera ecuación muestra que ahora cada fotón de luz de bombeo absorbido directamente resulta en la aparición de un ión en el estado metaestable, excluyendo completamente de esta manera la consideración del tercer nivel.

Primeramente, vamos a considerar el caso de una sola luz de bombeo ($I = 0$): en realidad, esta situación corresponde al grabado de las rejillas en fibras FDE y FDY con la longitud de onda $\lambda = 976$ nm considerado más adelante. Las últimas dos ecuaciones se reducen a:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_0} + \sigma_{ba} N_1 \frac{I_b}{\hbar\omega_b}, \quad (49)$$

$$N_1 + N_2 = N_0, \quad (50)$$

y luego a:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_0} + \sigma_{ba}(N_0 - N_2) \frac{I_b}{\hbar\omega_b} = -N_2 \frac{(1 + I_b/I_{b,sat})}{\tau_0} + N_0 \frac{I_b/I_{b,sat}}{\tau_0}, \quad (51)$$

donde la intensidad de saturación para la longitud de onda de bombeo es:

$$I_{b,sat} = \frac{\hbar\omega_b}{\sigma_{ba}\tau_1}. \quad (52)$$

Esta ecuación diferencial lineal tiene soluciones del tipo relajación exponencial, con tiempo característico:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + I_b/I_{b,sat}}, \quad (53)$$

y con la población estacionaria:

$$N_{2,est} = N_0 \frac{I_b/I_{b,sat}}{1 + I_b/I_{b,sat}}. \quad (54)$$

La absorción óptica para la longitud de onda de bombeo es igual a:

$$\begin{aligned}\alpha_b &= \sigma_{ba}N_1 - \sigma_{be}N_3 \approx \sigma_{ba}N_1 = \sigma_{ba}(N_0 - N_2) \\ &= \frac{\alpha_{b0}}{1 + I_b/I_{b,sat}},\end{aligned}\tag{55}$$

donde la absorción inicial no saturada es:

$$\alpha_{b0} = \sigma_{ba}N_0.\tag{56}$$

La comparación directa con las ecuaciones similares, presentadas en el Capítulo 2 para el sistema de dos niveles, muestra que en general las fórmulas para el tiempo característico y para la absorción óptica son parecidas. La única diferencia es la estructura de la ecuación para la potencia de saturación, la cual es diferente por la ausencia de las transiciones inducidas del nivel excitado al nivel base. Claro que todos los parámetros (en particular, las secciones transversales, o diámetros modales en los cálculos de potencia de saturación) corresponden a la longitud de onda de bombeo.

Hay que destacar, que en la aproximación $\tau_1 \ll \tau_0$ aceptada, la dinámica del sistema de niveles no depende en absoluto del valor τ_1 y está controlada completamente por el tiempo de relajación τ_0 , el cual es mucho más largo. Entonces, el cambio de longitud de onda de grabado, por lo mismo, no puede aumentar la velocidad de grabación de la rejilla.

IV.2.3 Iluminación con dos longitudes de onda simultáneas

Ahora, podemos complicar el problema al introducir una iluminación adicional con luz de intensidad I , con la longitud de onda que conecta los dos niveles inferiores. Típicamente, estas condiciones se observan en el caso de la formación de rejillas de ganancia, cuando la fibra está también iluminada por luz de bombeo. La otra situación relacionada es el grabado de la rejilla con luz de bombeo en presencia de luz auxiliar.

Inicialmente, la dinámica del sistema de niveles se describe por las ecuaciones (47 y 48) presentadas arriba. Simplificando, llegamos a una ecuación que, en general, tiene una estructura:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_2}{\partial t} &= -\frac{N_2}{\tau_0} + \sigma_a N_1 \frac{I}{\hbar\omega} - \sigma_e N_2 \frac{I}{\hbar\omega} + \sigma_{ba} N_1 \frac{I_b}{\hbar\omega_b} = \\
&= -\frac{1}{\tau_0} \left\{ N_2 \left[1 + I \frac{(\sigma_a + \sigma_e)\tau_0}{\hbar\omega} + I_b \frac{\sigma_{ba}\tau_0}{\hbar\omega_b} \right] - N_0 \left[I \frac{\sigma_a\tau_0}{\hbar\omega} + I_b \frac{\sigma_{ba}\tau_0}{\hbar\omega_b} \right] \right\} = \\
&= -\frac{1}{\tau_0} \left\{ N_2 \left[1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}} \right] - N_0 \left[\frac{I}{I_{sat}} \frac{\sigma_a}{(\sigma_a + \sigma_e)} + I_b \frac{\sigma_{ba}\tau_0}{\hbar\omega_b} \right] \right\}, \quad (57)
\end{aligned}$$

la cual es similar al caso de iluminación con solo una longitud de onda - ver la ecuación (51). Entonces, en el caso bajo consideración, la población estacionaria es igual:

$$N_{2,est} = N_0 \frac{\frac{I}{I_{sat}} \frac{\sigma_a}{(\sigma_a + \sigma_e)} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}} \quad (58)$$

y el tiempo de relajación:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}}. \quad (59)$$

De estas fórmulas, podemos ver que:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}} \right). \quad (60)$$

Los componentes de la intensidad de señal y la intensidad de bombeo contribuyen en una forma aditiva: se suman. Hay que mencionar también que esta razón es común para los casos en que el estado estacionario está siendo perturbado por un cambio en la intensidad de bombeo o por el cambio en la intensidad de la señal. En otras palabras, en nuestro caso de grabación de las rejillas (o de mezclado de dos ondas) bajo consideración, no importa cual es la longitud de onda que genera el patrón de interferencia - para intensidades dadas de luz de bombeo I_b y de señal I , las razones de

formación (o de relajación después del apagado del patrón) de las rejillas deberían ser las mismas.

La ecuación de población se puede utilizar para obtener los valores de absorciones ópticas para las longitudes de onda de bombeo y de señal. Vamos a considerar primero el caso más sencillo de la longitud de onda de bombeo:

$$\alpha_b = \sigma_{ba}N_1 - \sigma_{be}N_3 \approx \sigma_{ba}(N_0 - N_2) = \alpha_{b0} \frac{1 + \frac{I}{I_{sat}} \frac{\sigma_e}{(\sigma_a + \sigma_e)}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}}. \quad (61)$$

Más adelante, de nuestros experimentos vemos cómo esta absorción óptica se cambia con la potencia de bombeo para diferentes potencias de señal y para diferentes valores $\frac{\sigma_e}{(\sigma_a + \sigma_e)} = 0, 1/2, 1$. Vemos que la iluminación adicional (con la longitud de onda de señal) disminuye la absorción óptica para la longitud de onda de bombeo, y aumenta significativamente la potencia de saturación efectiva. En otras palabras, la absorción óptica se satura más lento (con una potencia de bombeo más grande por un factor $[1 + \frac{I}{I_{sat}}]$). Sin embargo, este efecto de crecimiento de la P_{sat} efectiva para la luz de bombeo se observa solo en la saturación de la absorción óptica, pero no en el crecimiento de la razón de relajación. Parece que este efecto puede ser muy importante para la formación de las rejillas rápidas.

En realidad, para la formación de las rejillas no es tan importante el comportamiento de la absorción óptica promedio (siempre es posible compensar esto con un cambio en la longitud de la fibra), sino cómo cambia el valor efectivo de la profundidad de modulación en la rejilla grabada. Vamos a evaluar este efecto por medio de la introducción de un patrón de interferencia con una profundidad de modulación baja ($m \ll 1$) en la distribución espacial de la luz de bombeo:

$$I_b(z) = I_b[1 + m \cos(Kz)] \quad (62)$$

En un procedimiento similar al realizado para la ecuación (33) y dejando solo el término

lineal sobre m , tenemos la siguiente profundidad de modulación de la rejilla de amplitud:

$$m' = \frac{\delta\alpha_b}{\alpha_b} = -m \frac{\frac{I_b}{I_{b,sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}}. \quad (63)$$

Podemos ver que esta ecuación es la misma que en caso estándar del sistema de dos niveles con grabado con luz de señal - ver la ecuación (25), con solo una diferencia, que el máximo de profundidad de modulación de la rejilla se alcanza para la potencia promedio

$$P_b = P_{b,sat}^{eff} = P_{b,sat} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}}\right). \quad (64)$$

Entonces, ciertamente la iluminación adicional aumenta la razón de formación de la rejilla, y al mismo tiempo nos permite usar potencias de grabado mayores, sin pérdidas en la amplitud de la rejilla.

Ahora, consideramos la absorción óptica para la luz de señal:

$$\begin{aligned} \alpha &= \sigma_a N_1 - \sigma_e N_2 = \sigma_a N_0 - (\sigma_a + \sigma_e) N_2 = \\ &= \sigma_a N_0 - (\sigma_a + \sigma_e) N_0 \frac{\frac{I}{I_{sat}} \frac{\sigma_a}{(\sigma_a + \sigma_e)} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}} = \\ &= \frac{\sigma_a N_0 - \sigma_e N_0 \frac{I_b}{I_{b,sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{I_b}{I_{b,sat}}} = \frac{\alpha_0 - G_0 \frac{I_b}{I_{b,sat}}}{1 + \frac{I_b}{I_{b,sat}} + \frac{I}{I_{sat}}} \end{aligned} \quad (65)$$

Aquí $G_0 = \sigma_e N_0$ es la ganancia máxima de la fibra, cuando las poblaciones de los dos niveles están completamente invertidas ($N_1 = 0$, $N_2 = N_0$).

Analizando la última ecuación, vemos que su estructura es similar a la estructura de la ecuación (11), la cual describe el comportamiento de la absorción del sistema de dos niveles bajo iluminación de luz con una longitud de onda de señal. Las diferencias son las siguientes: primero, el papel de la absorción inicial no saturada α_0 , ahora lo juega el término $\alpha_{0,eff} = \alpha_0 - G_0 \frac{I_b}{I_{b,sat}}$ al cual lo podemos llamar absorción efectiva. Este valor obviamente depende de la intensidad de bombeo, y para el bombeo con una intensidad

$I_b > I_{b,sat}$, este valor cambia su signo - entonces pasamos de absorción a ganancia óptica (absorción negativa). La otra diferencia principal es que ahora la potencia de saturación efectiva para la luz de señal es también más grande:

$$I_{sat}^{eff} = I_{sat} \left(1 + \frac{I_b}{I_{b,sat}} \right). \quad (66)$$

IV.2.4 Conclusiones parciales

En un análisis basado en la teoría introducida en el Capítulo II pero desarrollado desde el inicio para los casos especiales de iluminación con luz de bombeo únicamente y con la presencia de dos longitudes de onda simultáneas en el medio, podemos finalizar nuestra consideración teórica con las siguientes conclusiones.

La adición de la iluminación con una longitud de onda diferente (agregar una longitud de onda de señal en caso de grabación con longitud de onda de bombeo o agregar una longitud de onda de bombeo en caso de grabación con longitud de onda de señal), tiene las siguientes implicaciones:

Primero: siempre reduce el tiempo de relajación del sistema; en particular, hace el grabado de la rejilla más rápido;

Segundo: aumenta la intensidad de saturación efectiva en la saturación de la absorción óptica para la onda de grabado, como resultado, el máximo de amplitud de la rejilla se observa para intensidades de grabado más altas, sin embargo, la profundidad de modulación en la rejilla no se ve afectada negativamente;

Tercero: en general, también reduce la absorción efectiva no saturada para la onda de grabado; en el caso de iluminación adicional con la longitud de onda de bombeo, la absorción óptica para la luz de señal puede cambiar su signo y convertirse en ganancia óptica.

Podemos concluir que la iluminación con luz de diferente longitud de onda puede ser un método efectivo para aumentar la rapidez de grabado sin sacrificar la amplitud de la rejilla, pero a costo de un aumento en la intensidad de grabado necesaria. Hay que mencionar que en caso del uso de solo una longitud de onda, dicho incremento de intensidad también aumenta la velocidad de grabado, pero a costo de una pérdida proporcional en la amplitud de la rejilla.

IV.3 MDO con 976 nm en fibras dopadas con iterbio

En los experimentos presentados abajo, se usó una fibra dopada con iterbio Yb118 de longitud $L = 10$ cm. Mediciones de su densidad óptica no saturada $\alpha_0 L \approx 5$, potencia de saturación $P_{sat} \approx 0.2$ mW, y de otros parámetros se describen arriba en el Capítulo 3. Hay que mencionar que la longitud muy pequeña de la fibra fue seleccionada debido a que para el momento del inicio de estos experimentos contábamos solamente con un láser de bombeo con longitud de coherencia bastante corta.

El trazo de osciloscopio (ver Figura 46) muestra una respuesta típica de MDO de esta fibra, obtenida para un voltaje de modulación bastante bajo de $V_{\pi/8}$. Se observa una respuesta casi ideal de tipo impar, con una mezcla insignificante de la componente par.

Las dos imágenes siguientes (Figura 47) muestran trazos similares obtenidos con voltajes de modulación mayores junto con la forma de la señal de modulación.

Estos trazos nos permiten evaluar cualitativamente que bajo dichas condiciones de grabado, los componentes de amplitud y de fase son más o menos comparables en la rejilla dinámica grabada en FDY con 976 nm. En particular, para la amplitud de

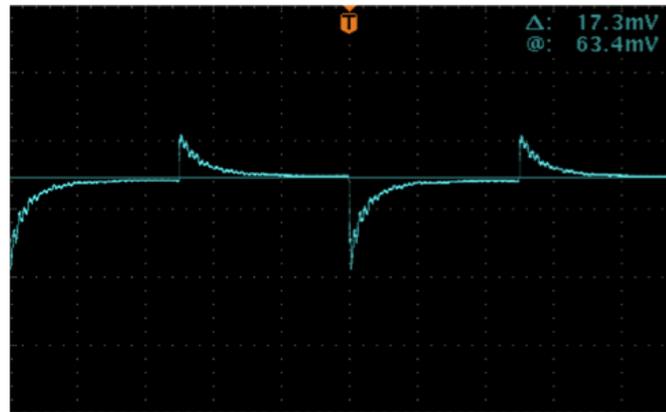


Figura 46. Trazo de osciloscopio obtenido para una FDY a un voltaje de modulación rectangular de $V_{\pi/8}$ (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW)

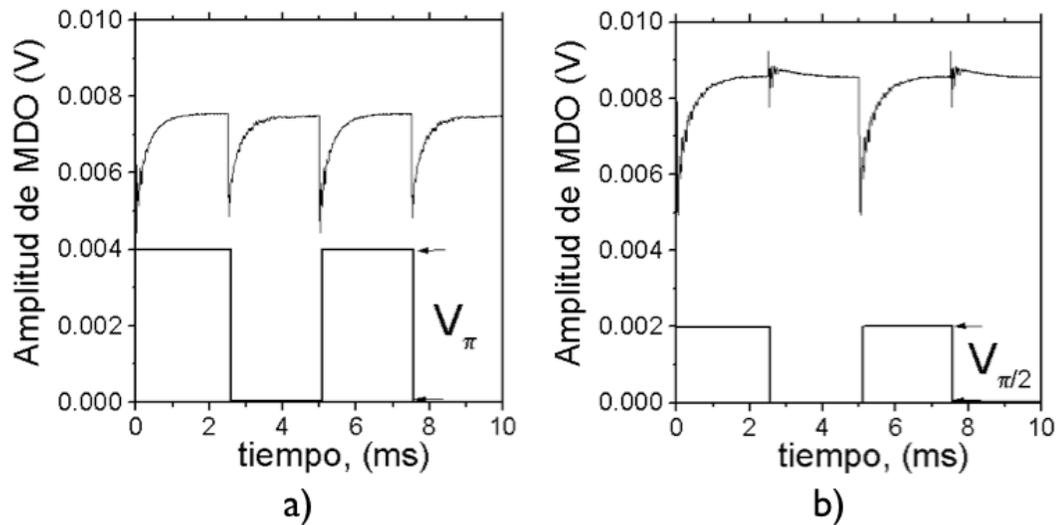


Figura 47. Trazos de osciloscopio obtenidos para un voltaje de modulación rectangular de: a) V_{π} y b) $V_{\pi/2}$ (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW)

modulación de $\pi/2$ (Figura 47b), cada segundo pico hacia arriba de la respuesta de MDO desaparece casi completamente (el pico hacia arriba está compensado por el pico hacia abajo y ambos se anulan). Cabe mencionar, que para la longitud de onda de grabado de 1064 nm, la rejilla dinámica en FDY es casi completamente de fase (Stepanov *et al.*, 2007b). Luego, usando la técnica de separación de los componentes de la respuesta de MDO descrita en el Capítulo 3, podemos graficar las dependencias de cada una de ellas

respecto a la amplitud de modulación y a la potencia de grabado. La figura (48) muestra las dependencias del valor relativo de MDO para los componentes par e impar contra la amplitud de modulación. En general, ambas curvas muestran el comportamiento esperado y se aproximan bastante bien a las dependencias teóricas (que se muestran en la misma gráfica con líneas sólidas). De estas dependencias, podemos ver que la respuesta par es solo un poco más fuerte que la impar. También, que para amplitudes pequeñas, la respuesta impar muestra una dependencia de amplitud de modulación lineal y por esta razón es dominante aquí (ver Figura 46).

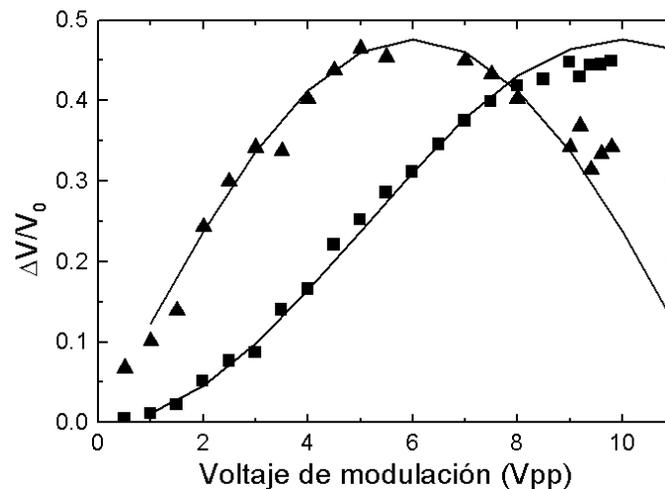


Figura 48. Dependencia de amplitud relativa vs amplitud de modulación V_{mod} de componentes par (■) e impar (▲), (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $P_{ent} = 1$ mW).

La siguiente gráfica (Figura 49) muestra dependencias de los componentes par e impar, con la potencia de luz de entrada utilizando un voltaje de modulación de $V_{\pi/2}$, entonces, se presenta la amplitud impar máxima y solo la mitad del valor máximo de la respuesta par. Cualitativamente, las curvas se comportan según las expectativas teóricas: crecimiento con la potencia de grabado, después un máximo, seguido de un decaimiento lineal inverso. Sin embargo, cuantitativamente existe discrepancia con las predicciones teóricas: los máximos de ambos picos observados experimentalmente están

desplazados hacia potencias más altas.

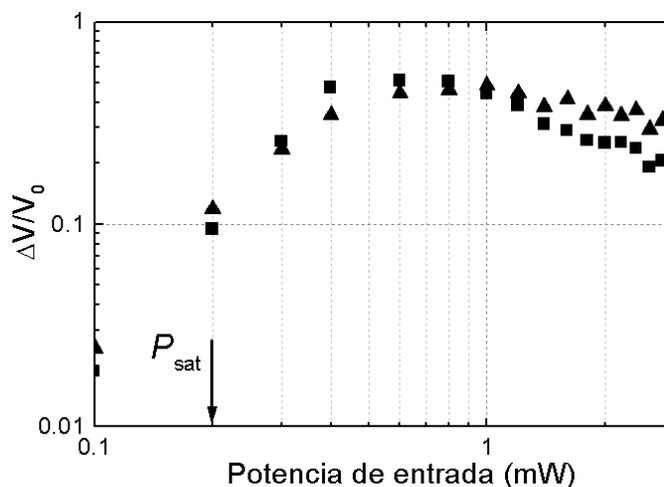


Figura 49. Dependencia de valor relativo de MDO vs potencia de entrada para componentes par (■) e impar (▲), (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, $V_{\pi/2}$).

La gráfica que se muestra a continuación (Figura 50) ilustra la dependencia de la velocidad de formación de la rejilla para los componentes par e impar, en función de la potencia de grabado utilizada. Las razones características de formación de la rejilla (el valor recíproco del tiempo de relajación de la respuesta del MDO) para los componentes par e impar, se pueden aproximar bien con dependencias lineales iniciadas a partir de un valor de $\approx 1.2 \text{ ms}^{-1}$ - el valor inverso del tiempo de relajación espontánea τ_0 del nivel metaestable del Yb^{3+} (Digonnet, 2001).

En la misma gráfica, también se muestra con una línea sólida la dependencia teórica para la razón de crecimiento de la fluorescencia obtenida para la potencia de saturación 0.2 mW. Como podemos ver, la razón de relajación del componente par sigue bastante bien esta aproximación teórica. Por su parte, la componente impar muestra un crecimiento de cerca de seis veces más rápido respecto a la componente par.

Entonces, sumando los datos obtenidos experimentalmente para el MDO transitorio en FDY con longitud de onda de 976 nm, tenemos que:

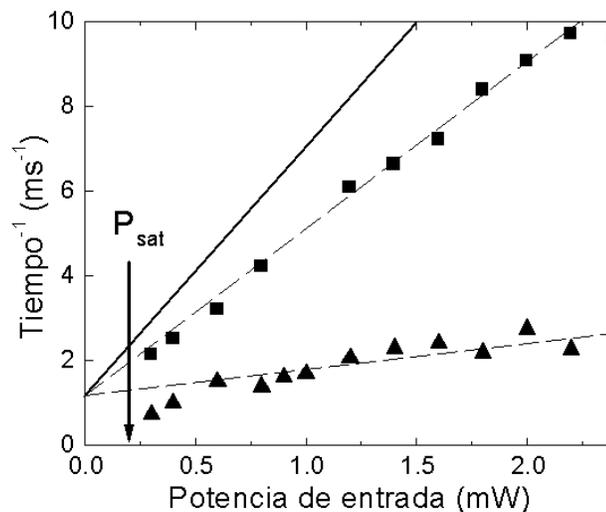


Figura 50. Dependencia de tiempos característicos de formación de los componentes par (■) e impar (▲) de la rejilla (FDY Yb118, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm).

1. La respuesta MDO es claramente mixta: los componentes par, por la rejilla de amplitud, e impar, por la rejilla de fase, son comparables. Esto difiere con los resultados obtenidos anteriormente en FDY con 1064 nm, donde la respuesta es casi puramente impar. Pero esto es un resultado esperado para la longitud de onda utilizada (976 nm) donde la absorción óptica de la fibra es muy grande. Anteriormente, rejillas mixtas de tipo similar se observaron en una FDE con una longitud de onda de grabado de 1480-1490 nm (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d).

2. La amplitud máxima de la respuesta par - $(\Delta V/V_0)_{par,max}$, no es acorde con mediciones espacialmente uniformes de densidad óptica saturable de la misma fibra bajo condiciones similares. A partir de las predicciones teóricas para la configuración en línea (donde una de las potencias de grabado es significativamente menor que la otra), vemos que para $\alpha_0 L \approx 5$, dicho valor debe ser alrededor de $\alpha_0 L/2 \approx 1$, experimentalmente tenemos $(\Delta V/V_0)_{par,max} \approx 0.4$ - ver la Figura (48). Cabe también mencionar, que en similitud con los experimentos anteriores realizados con FDEs (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b), el máximo de la respuesta del MDO se encuentra desplazado hacia

valores de potencias de grabado mayores que P_{sat} .

3. La razón de relajación de la componente par corresponde bien con la razón de crecimiento de la fluorescencia. Por otro lado, la razón de relajación del componente impar es mucho más bajo. Anteriormente una discrepancia similar (pero, probablemente, no tan fuerte) se observó para las rejillas mixtas en FDE (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d).

IV.4 MDO con 976 nm en fibras dopadas con erbio

IV.4.1 Introducción

Como es bien conocido, $\lambda \approx 980$ nm es una longitud de onda que se utiliza ampliamente para bombeo óptico en amplificadores y láseres de fibra óptica dopada con erbio (Desurvire *et al.*, 2002). Esta longitud de onda corresponde a la energía de la transición del nivel base $^4I_{15/2}$ al tercer nivel excitado $^4I_{11/2}$ de los iones Er^{3+} y una FDE típicamente tiene una absorción óptica bastante grande en este rango espectral (ver las Figuras 10 y 11). Por lo tanto, es interesante probar utilizar esta longitud de onda también para grabar las rejillas dinámicas de población en FDEs. Inicialmente pensamos que dichas rejillas pueden llegar a ser tan rápidas como el tiempo de relajación no radiativa $\tau \approx 10 \mu\text{s}$ del nivel excitado $^4I_{11/2}$ al nivel metaestable $^4I_{13/2}$ (Desurvire *et al.*, 2002). Sin embargo, los experimentos directos presentados arriba en el Capítulo 3 mostraron que no es así, y la dinámica de la fluorescencia y de la transmitancia no lineal excitada con esta longitud de onda también se determina por el tiempo de relajación espontánea del nivel metaestable en la FDE ($\tau_0 \approx 10$ ms).

Como resultado de estos estudios preliminares, entendemos además que para acelerar el proceso de formación de las rejillas en las FDEs con una longitud de onda alrededor

de 980 nm, es probablemente posible usar una iluminación auxiliar con longitud de onda que conecta el nivel metaestable con el nivel base, es decir, acelerar mediante el drenado de la población del nivel metaestable. Abajo, en esta sección, reportamos algunos experimentos preliminares de este tipo. La presentación se inicia con los resultados del MDO observado en FDE utilizando solamente luz de grabado de la longitud de onda de bombeo, lo que tampoco se encuentra reportado aún en la literatura existente.

IV.4.2 MDO en FDE una longitud de onda 976 nm

En los experimentos reportados abajo, se usó una fibra Er123 de longitud $L = 10$ cm, con densidad óptica $\alpha_0 L \approx 0.5$ para la longitud de onda de grabado de 976 nm. La potencia de saturación para esta fibra fue evaluada como $P_{sat} \approx 0.33$ mW (ver el Capítulo 3). El uso de una fibra tan corta fue motivado por la ausencia de un láser con longitud de coherencia suficientemente alta al momento del inicio de los experimentos. La configuración experimental, usada para observación del mezclado de dos ondas, es la misma que en el caso de los experimentos similares con FDY (ver la Figura 37). Por esta razón, no repetimos aquí los detalles experimentales, solo mencionamos que en estos experimentos también se usó una modulación de fase con un perfil de modulación rectangular mediante un piezoeléctrico.

Los trazos del osciloscopio de las señales de MDO se muestran en la figura 51. De la forma de la respuesta, vemos una asimetría entre semi-periodos contiguos. Un análisis de los datos muestra que la señal tiene ambos componentes - par e impar -, con amplitudes más o menos parecidas. Para esta señal compleja (Figura 52), también usamos la técnica descrita en el Capítulo 3, para obtener información separada de dichos componentes. Las dependencias normalizadas de las amplitudes de los componentes par e impar, y de las razones de relajación como funciones de la potencia de grabado, se

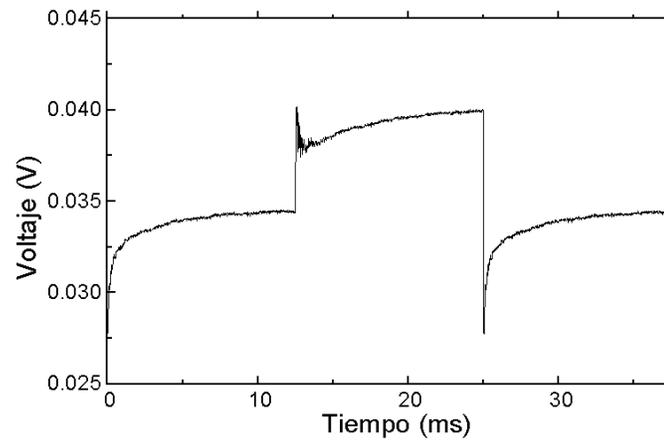


Figura 51. MDO transitorio observado en una FDE con la longitud de onda de 976 nm (fibra Er123, $L = 10$ cm, $P = 0.4$ mW, modulación con $V_{\pi/2}$).

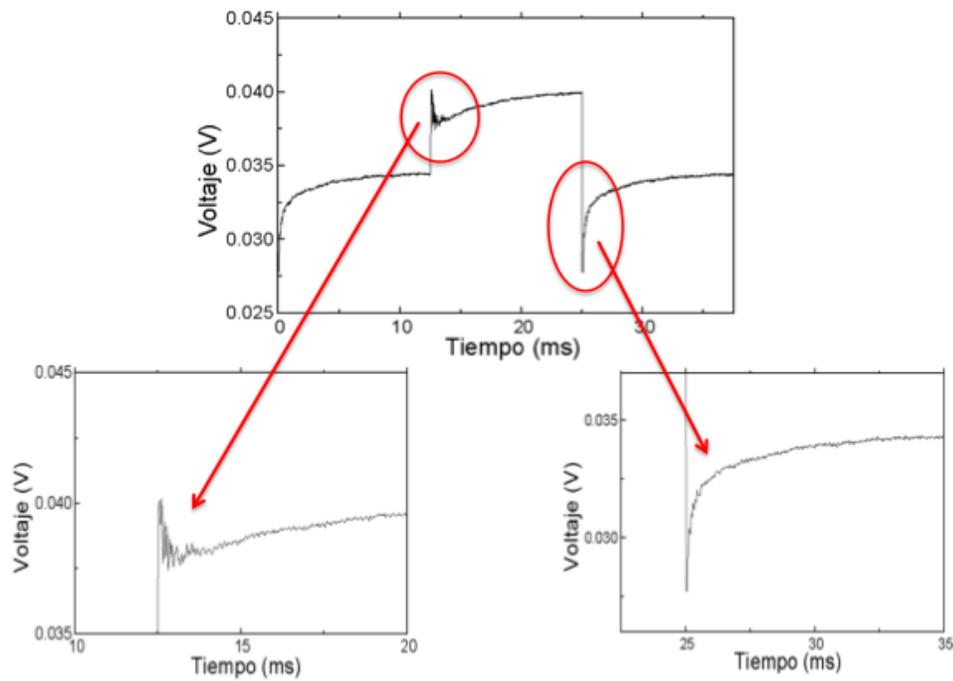


Figura 52. Estructura complicada de la respuesta del MDO observada en FDE con la longitud de onda de 976 nm, La señal tiene dos componentes: rápido (0.25 ms) impar y lento (4 ms) par, de amplitudes comparables, (FDE Er123, $L = 10$ cm, $P = 0.4$ mW, modulación con $V_{\pi/2}$).

presentan en las Figuras 53 y 54.

El análisis de los datos obtenidos lo podemos iniciar con el tipo de la respuesta de

MDO. La respuesta mixta (componente par + componente impar), es bastante típica para las FDE y se observa, por ejemplo, en el intervalo espectral 1480-1500 nm y también para 1567 nm (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d). La rejilla de fase en

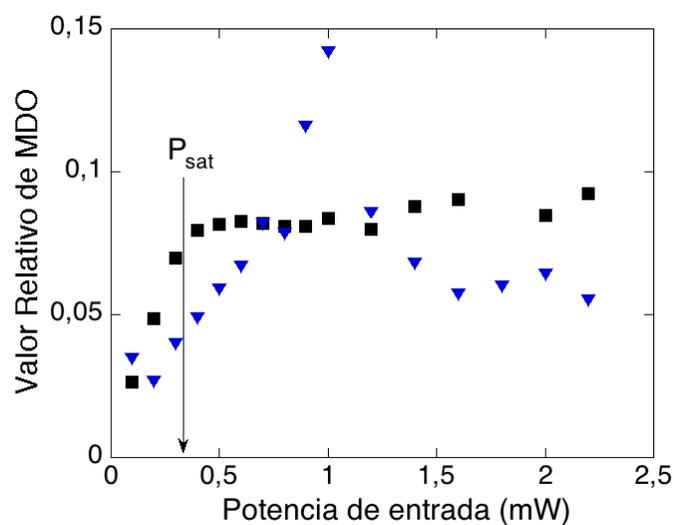


Figura 53. Amplitudes relativas de los componentes par (■) e impar (▼) del MDO observadas para una modulación con $V_{\pi/2}$ (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm).

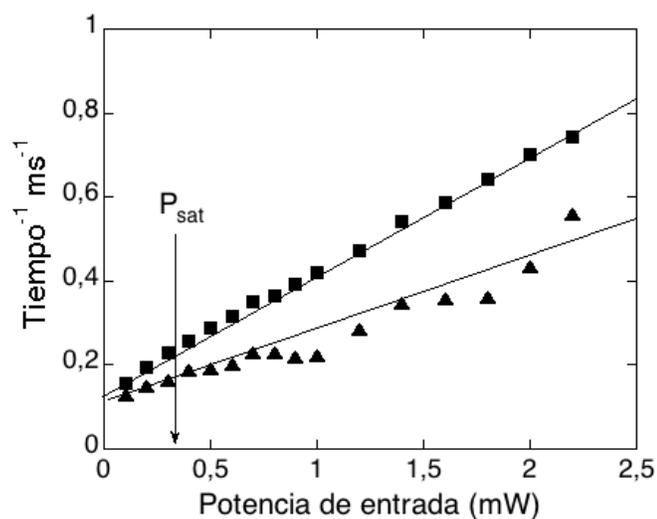


Figura 54. Las razones del decaimiento de los componentes par (■) e impar (▲) del MDO (FDE Er123, $L = 10$ cm, $\lambda = 976$ nm, modulación con $V_{\pi/2}$).

las FDEs es muy débil en el intervalo espectral 1520-1550 nm, para el cual el cambio

foto-inducido del índice de refracción bajo saturación de la transición fundamental es también bastante débil (Barmenkov y Kir'yanov, 2005). Hasta el momento no sabemos de ninguna publicación donde se reporten las mediciones directas del índice de refracción foto-inducido alrededor de 980 nm en FDEs, por esta razón, no podemos evaluar la amplitud de la respuesta impar cualitativamente. Por otro lado, podemos hacer esto para la componente par, la cual está asociada con la rejilla de amplitud.

De la Figura 53, podemos evaluar la amplitud relativa máxima de este componente como ≈ 0.2 (para amplitud de modulación V_π). El análisis teórico (Stepanov y Pérez Cota, 2007c) nos hace ver que para la configuración de MDO en línea, donde una de las ondas es mucho menos poderosa que la otra, la amplitud relativa de la respuesta par debe ser igual a $\alpha_0 L/2$, ó ≈ 0.25 en nuestro caso.

Tomando en cuenta las diferentes razones técnicas que pueden resultar en pérdidas insignificantes en el valor del contraste del patrón de interferencia (birrefringencia aleatoria de la fibra, presencia de fluorescencia etc.), la correspondencia observada entre el valor experimental y el valor teórico se puede considerar como muy buena. Algo parecido fue observado anteriormente solo para algunas muestras de FDE en el intervalo espectral 1480-1490 nm (Stepanov y Pérez Cota, 2007c). Este resultado original, dice que para las rejillas grabadas con longitud de onda de 976 nm en FDEs, la migración espacial de estado de excitación no es un mecanismo efectivo para reducir el valor del contraste del patrón de interferencia.

Como mostró nuestro análisis teórico (ver la sección teórica de este Capítulo), la dinámica de formación de la rejilla de población en este caso está controlada por el tiempo de relajación del estado metaestable τ_0 . De hecho, observamos experimentalmente este tipo de dependencia de la razón de formación del componente par de la rejilla (ver la Figura 54). Este valor crece casi linealmente con la potencia de grabado,

con una pendiente determinada por el valor de la potencia de saturación.

A su vez, la rejilla de fase tiene una razón de formación mucho menor. Este tipo de comportamiento en los componentes de fase es bastante típico y se observó antes en las FDEs para la longitud de onda de grabado en el rango de 1550 nm (Stepanov y Hernández Hernández, 2007d). Algo parecido también se observó anteriormente en FDY para el grabado con 1064 nm (Stepanov *et al.*, 2007b). De momento, no hay explicaciones razonables para dicho efecto.

En conclusión a esta sección, podemos repetir que en una FDE con longitud de onda de grabado de 976 nm se observa una respuesta MDO compleja (con componentes par e impar), con una amplitud de respuesta par muy cercana a su evaluación teórica. Las razones de dicha respuesta están determinadas por el tiempo de relajación de nivel metaestable con un crecimiento del componente impar significativamente más lento que para el componente par. Entonces, como resultado, la utilización de solamente $\lambda = 976$ nm como onda de grabado en FDEs no acelera el proceso de formación de las rejillas.

IV.4.3 MDO con 976 nm e iluminación auxiliar con 1550 nm

El próximo paso, es ver cómo va a influir la iluminación adicional de luz en el intervalo espectral de absorción fundamental (alrededor de $1.5 \mu\text{m}$) en la grabación de la rejilla con longitud de onda de 976 nm. Para dicho propósito, necesitamos una configuración experimental que puede sumar las dos longitudes de onda de diferentes láseres. Aquí los acopladores WDM que se usan para el bombeo óptico con 980 nm en sistemas con FDEs son de gran importancia.

Una primera configuración propuesta para los experimentos de este tipo está presentada en la Figura 55a. Sin embargo, los acopladores ópticos 50/50 están diseñados para trabajar con luz de determinada longitud de onda, y existe el riesgo de que muy

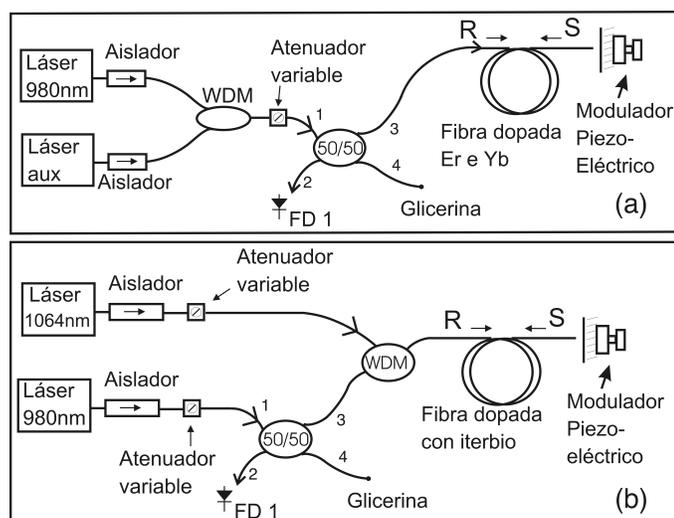


Figura 55. Configuraciones experimentales para observación del MDO transitorio con longitud de onda 976 nm con iluminación de luz auxiliar de 1500 nm; (a) – propuesta inicial, (b) – la configuración práctica usada.

poca luz de la iluminación auxiliar entre hacia la fibra por este acoplador. Por esta razón, en nuestros experimentos utilizamos una configuración modificada, (Figura 55b) donde ambas longitudes de onda son combinadas (vía el WDM) justo antes de ingresar a la fibra.

La Figura 56 muestra de una forma comparativa el efecto de la iluminación auxiliar en el MDO con 0.4 mW de 976 nm; se observa directamente cómo el tiempo de decaimiento es más rápido en el primero y tercer semiciclo de la figura 56b, además de que el segundo semiciclo se estabiliza más rápido en el nivel promedio final al encender el láser de 1549 nm con 1.4 mW. En la Figura 57 se presentan los trazos procesados de la señal MDO transitorio obtenidos bajo una iluminación auxiliar de 1.4 mW de 1549 nm y con diferentes potencias de grabado de 976 nm. Hay que mencionar, que debido a nivel bajo de las señales de MDO observadas, la interpretación de los trazos obtenidos fue bastante difícil y puede considerarse como una interpretación bastante cualitativa. En particular, los procesos rápidos con tiempos característicos de oscilación/relajación

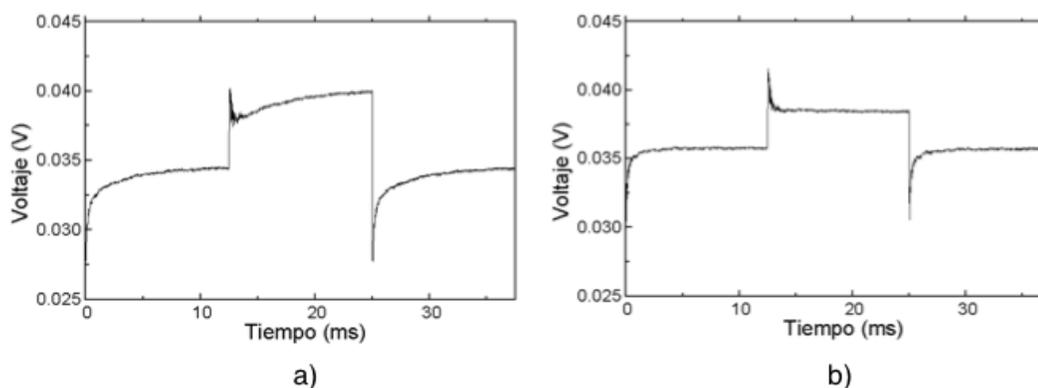


Figura 56. Efecto de la presencia de la iluminación auxiliar sobre la señal de MDO: (a) – solo la longitud de onda de grabado (976 nm de 0.4 mW), (b) – con iluminación auxiliar ($\lambda_S = 976$ nm de 0.4 mW; y $\lambda_{aux} = 1549$ nm de 1.4 mW), (FDE Er123, $L = 10$ cm, modulación con $V_{\pi/2}$).

de fracciones de milisegundo (visibles claramente en la figura de las respuestas impar - ver la Figura 57b) no permiten el uso del ajuste de los trazos experimentales con el paquete ORIGIN. Pensamos que estas oscilaciones transitorias provienen del modulador piezoeléctrico, y por lo tanto, no las tomamos en cuenta en los ajustes con funciones exponenciales, tomando en cuenta solo los cambios más lentos en rango de 1 a 3 milisegundos.

Otro efecto que es interesante mencionar es el cambio de forma de la respuesta para potencias de grabado bastante grandes: la aparición de un pico amplio positivo justamente después del pico negativo principal. Hasta este momento, no tenemos ningún modelo que pueda explicarlo. Sin embargo consideramos las señales de MDO de este tipo como una superposición de dos respuestas (una negativa rápida y una positiva más lenta) con diferentes amplitudes - ver las curvas teóricas mostradas con líneas cortadas y punteadas en la Figura 58. El tiempo de relajación del pico total está determinado, principalmente, por el tiempo de relajación del pico negativo con relajación más rápida. Las siguientes dos Figuras (59 y 60) muestran las dependencias de las amplitudes nor-

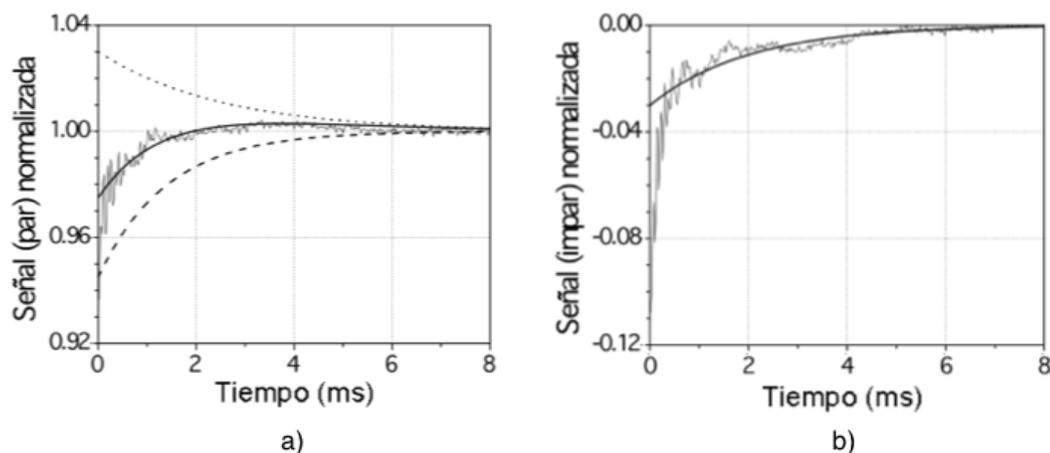


Figura 57. Evaluación de los tiempos característicos de relajación de los componentes de amplitud y de fase en FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm). La potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) es de 1.4 mW, y la potencia del láser de señal de 976 nm es 0.5 mW; a) la componente par presenta una forma de respuesta compleja ajustada mediante dos procesos exponenciales; b) ajuste aproximado a proceso exponencial (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$).

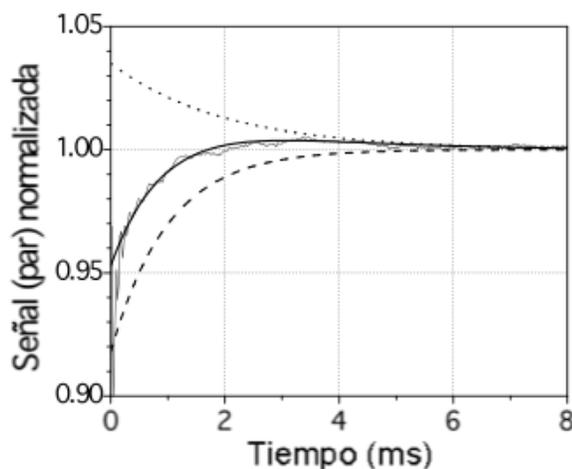


Figura 58. Forma de la respuesta para potencias más altas en los componentes de amplitud de una FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm) y su ajuste mediante dos funciones exponenciales (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm con 0.9 mW, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$).

malizadas y de las razones de relajación (tiempos inversos) respectivamente para los componentes de respuesta par e impar del MDO. Vale la pena mencionar que en el caso del componente par, se muestran la amplitud total y el tiempo inverso del componente

más rápido. La amplitud del componente par rápido también está presentado por los rectángulos.

De la comparación cualitativa de dichas dependencias con las obtenidas sin iluminación por luz de 1549 nm (ver Figura 53) podemos ver que, primero, para una potencia de grabado fija, la iluminación auxiliar acelera la respuesta pero también reduce las amplitudes de la señal. Vale la pena mencionar que el factor de los cambios observados, alrededor de tres, corresponde, más o menos, a la razón de la potencia auxiliar (1 mW) a la potencia de saturación (0.33 mW) para luz de esta longitud de onda.

También es interesante destacar que las razones entre las amplitudes y razones de relajación de los componentes par e impar tampoco cambian significativamente al aplicar la iluminación auxiliar.

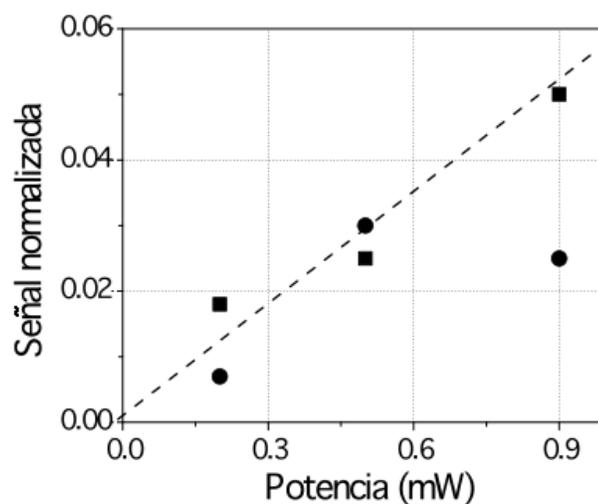


Figura 59. Valor relativo del MDO para los componentes de amplitud (■) y de fase (●) en FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm); la potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) se mantiene constante a 1.4 mW, mientras se varía la potencia del láser de 976 nm utilizado para la grabación de la rejilla. (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$).

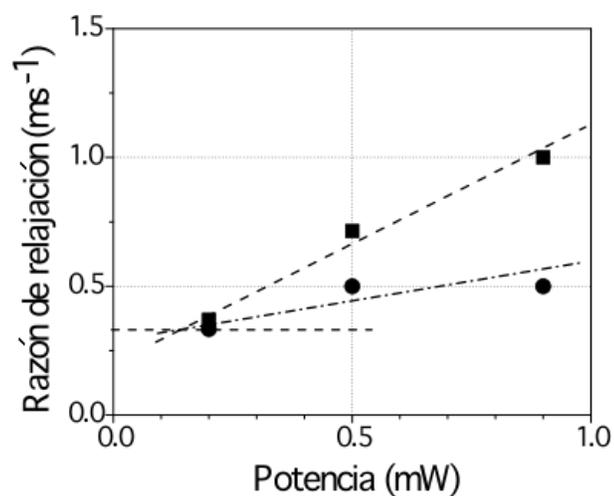


Figura 60. Razones de relajación de componentes de amplitud (■) y de fase (●) en una FDE con iluminación auxiliar (976 nm + 1549 nm); la potencia del láser de iluminación auxiliar (1549 nm) se mantiene constante, a 1.4 mW, mientras se varía la potencia del láser de 976 nm utilizado para la grabación de la rejilla. (FDE, Er123, $\lambda_S = 976$ nm, $\lambda_{aux} = 1549$ nm, $V_{\pi/2}$).

IV.5 Rejillas de ganancia en fibras dopadas con iterbio

IV.5.1 Introducción

Como mencionamos anteriormente en el Capítulo 1, existen resultados experimentales anteriores los cuales indican que en el caso de las rejillas de ganancia, grabadas en fibras dopadas con erbio bajo bombeo óptico (con longitud de onda ≈ 980 nm), se observa un aumento significativo de la velocidad de formación de la rejilla dinámica (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b). En la siguiente sección, se presentan resultados experimentales originales del mezclado de dos ondas en fibras dopadas con iterbio con bombeo óptico. Para dichos experimentos, se utiliza un láser de bombeo con longitud de onda $\lambda = 976$ nm, además de un láser con longitud de onda $\lambda = 1064$ nm, para grabar las rejillas en una configuración convencional de bombeo óptico. Las rejillas de ganancia (con bombeo) en FDY se plantearon como una de las opciones efectivas para reducir el tiempo de formación de la rejilla.

Hay que mencionar que los experimentos presentados en esta sección fueron realizados durante una estancia de investigación de tres meses en el grupo de Dr. A. Fotiadi, en la Universidad de Mons, Bélgica.

IV.5.2 Arreglos y datos experimentales

El sistema experimental tiene una configuración muy similar a la del sistema general descrito en la sección anterior, solo se realizan unos cambios en los puntos de detección de la señal de MDO, y a diferencia de la configuración anterior, ahora se emplea el láser de baja coherencia para bombeo de manera convencional. Para los experimentos

con FDY, también se realizó un arreglo experimental basado completamente en la fibra HI-1060 (con una longitud de onda de corte de 920 nm) y que utiliza un multiplexor WDM para combinar específicamente las potencias de salida de los láseres de 1064 y 976 nm (Figura 61).

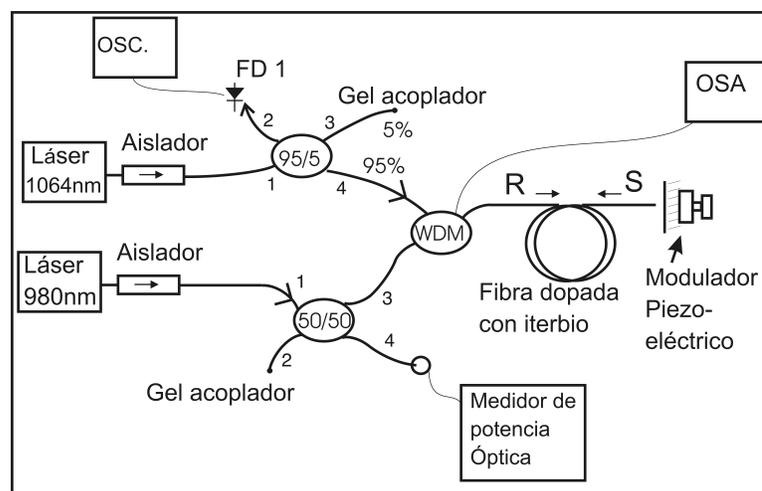


Figura 61. Arreglo experimental empleado para investigación de MDO en FDY con bombeo.

El arreglo utiliza un acoplador/divisor 95/5 en el brazo de la señal ($\lambda = 1064$ nm) antes de introducir dicha longitud de onda al WDM. El 95% de la potencia de la luz pasa hacia el WDM para ser acoplado con la fibra dopada y el 5%, es para el monitoreo de la potencia de entrada. La otra terminal, que queda libre, tiene gel acoplador para evitar reflexiones parásitas. En el sistema experimental se usó un láser semiconductor DFB de 1064 nm con una potencia máxima de 30 mW como la fuente de onda de señal coherente - ver también (Stepanov *et al.*, 2007b). La configuración experimental aseguró la potencia máxima de señal hasta 10 mW en la entrada de la fibra dopada. En los experimentos que se describen a continuación, se monitoreó en tiempo real el espectro de emisión del láser de señal de 1064 nm, esto fue posible ya que utilizamos un acoplador WDM de 4 puertos (el puerto extra lo conectamos al OSA).

La modulación de fase en la onda de grabado (que retorna) viajando hacia atrás a través de la fibra se realizó con el modulador piezoeléctrico. Según nuestra experiencia anterior, el acoplamiento de la onda reflejada por el espejo hacia atrás a la fibra, típicamente puede alcanzar el valor de 0.2 - 0.3.

Se utilizó una fibra dopada monomodal de “CoreActive”, modelo Yb118, de longitud $L = 1.6$ m. Las mediciones de los parámetros más importantes de la fibra fueron presentados anteriormente en el Capítulo 3; aquí mencionamos solamente que para la longitud de onda de señal esta fibra tiene una potencia de saturación $P_{sat} \approx 3.5$ mW - obtenido para 1064 nm en (Núñez Quintero, 2009). Para bombear la fibra, se usó un láser de bombeo de la marca SDL (SDL0-2564-170) con longitud de onda de 976 nm, con una potencia máxima de 150 mW; para la longitud de onda de bombeo, la fibra tiene una potencia de saturación $P_{sat} \approx 0.2$ mW. La Figura (62) muestra cómo el

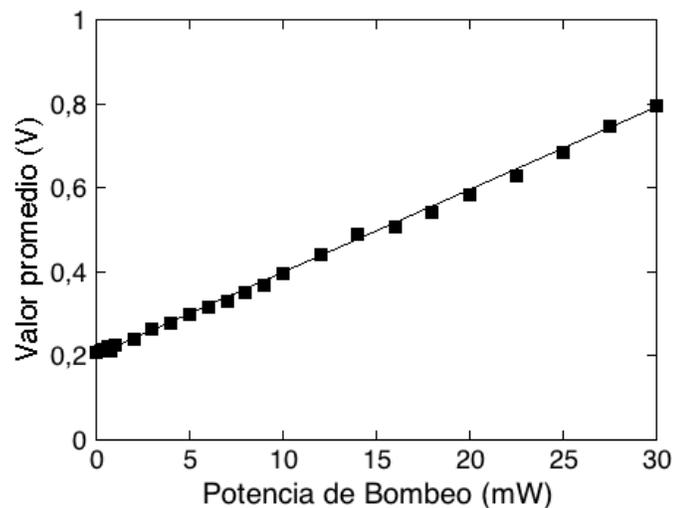


Figura 62. Valor promedio (nivel estacionario) de la potencia total detectada en función de la potencia de bombeo (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm, 10 mW; $\lambda_B = 976$, 0-30 mW, modulación con $\approx V_{\pi/2}$).

valor estacionario de la potencia de salida aumenta casi linealmente con el incremento de la potencia de bombeo. Tomando en cuenta que la absorción de la fibra para la

longitud de onda de señal (1064 nm) es bastante baja, podemos ver que la luz de señal experimenta una ganancia total bastante alta, con una razón lineal de crecimiento.

La Figura 63 presenta los perfiles típicos de la respuesta de MDO transitorio para el caso de modulación de fase rectangular. Además, la forma de la señal rectangular de

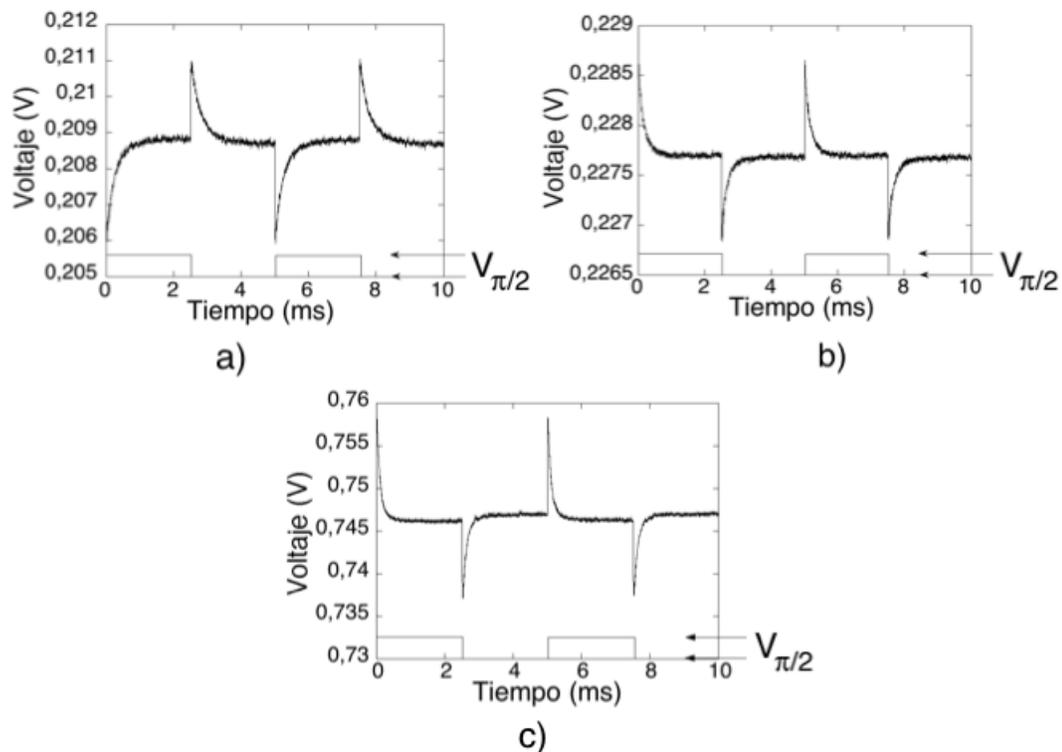


Figura 63. Señal de MDO detectada: a) sin bombeo; b) con 1 mW de bombeo @ 976 nm; c) con 27.5 mW de bombeo @ 976 nm (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0 - 27.5 mW, modulación con $\approx V_{\pi/2}$).

modulación de fase también está presentada como referencia (para un voltaje de modulación cercano a $V_{\pi/2}$). Vemos que sin la presencia de bombeo (en el trazo “a”) tenemos una señal de MDO de tipo impar correspondiente a una rejilla con el componente predominante de fase. Esto concuerda con los datos anteriores reportados para FDY con la misma longitud de onda de grabado en (Stepanov *et al.*, 2007b). En la misma Figura (63), se observa cómo con tan solo utilizar 1 mW de bombeo (el trazo 63b) podemos

observar una inversión en la fase de la señal de respuesta MDO detectada, es decir, comparando con el signo de la señal rectangular de modulación de fase. Después, con el crecimiento de la potencia de bombeo, el signo de la señal de MDO se mantiene constante. Además, es posible detectar a simple vista, comparando dichas figuras, que los picos de la señal de MDO observado con bombeo óptico decaen más rápido; esto es más evidente en la Figura 63c, donde la potencia de bombeo es de 27.5 mW. Esto es, cuando se aplica el bombeo a la fibra, la forma de respuesta del MDO en general no cambia. Sin embargo, la amplitud absoluta de los picos transitorios de MDO se disminuye, cruza el nivel cero (ver la Figura 64), y después comienza a crecer una vez más

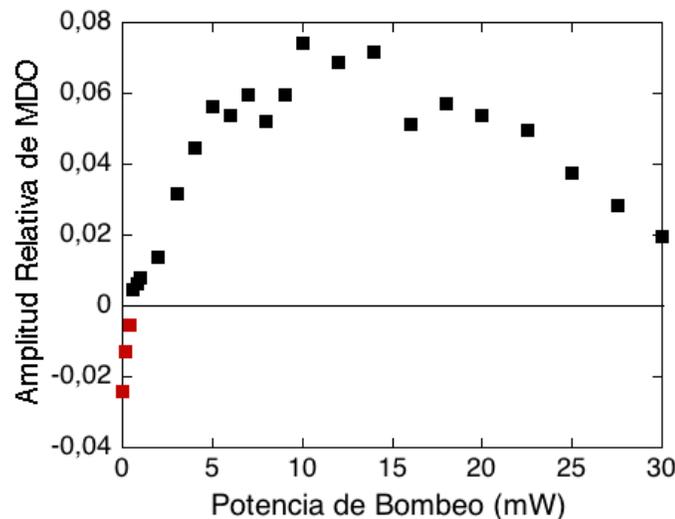


Figura 64. MDO en función de la potencia de bombeo aplicada (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0-30 mW, $V_{mod} \approx V_{\pi/2}$).

pero con signo opuesto (los valores negativos de la amplitud relativa del MDO indican una rejilla sin ganancia). De la Figura 64, podemos ver que no solamente el tiempo de respuesta se reduce bajo la aplicación del bombeo (Figura 65), sino que además la eficiencia de MDO se incrementa hasta cuatro veces. Una característica importante de esta dependencia (la Figura 64), es que la respuesta del MDO inicia desde un valor del

2%; al aplicar el bombeo dicha amplitud decrece hasta borrar completamente la señal del MDO detectado. Después de sufrir un cambio de fase (pasando de un valor negativo a un valor positivo), la respuesta MDO presenta un crecimiento hasta un máximo, el cual se observa cuando la potencia de la señal es igual que la potencia de bombeo (≈ 10 mW para ambas).

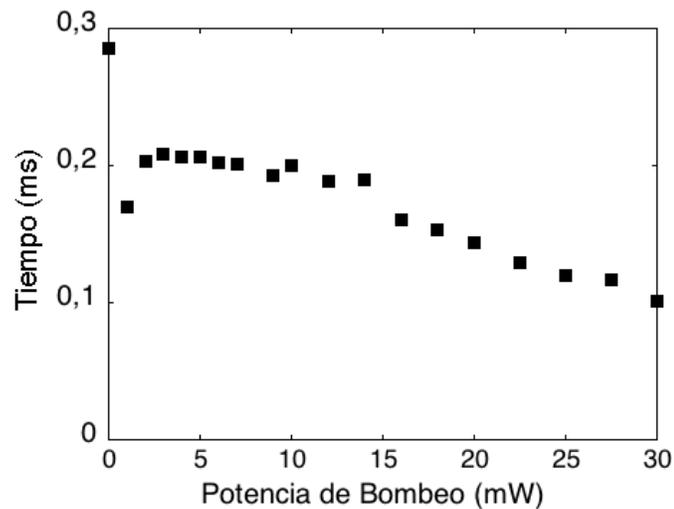


Figura 65. Tiempo característico de formación de las rejillas de absorción y ganancia, en función de la potencia de bombeo aplicada (FDY Yb118, $L = 1.6$ m, $\lambda_S = 1064$ nm @ 10 mW; $\lambda_B = 976$ @ 0-30 mW, $V_{mod} \approx V_{\pi/2}$).

IV.5.3 Discusión

Vamos a considerar los resultados principales para MDO transitorio con longitud de onda 1064 nm en FDY bajo bombeo óptico presentados arriba en esta sección, y compararlos con los resultados reportados anteriormente (ver tabla V) y con las conclusiones de nuestra consideración teórica.

Primero, el tipo de la respuesta del MDO. Como sabemos de la publicación anterior (Stepanov *et al.*, 2007b), las rejillas grabadas en FDY con longitud de onda 1064 nm

sin bombeo óptico tienen un componente de fase dominante, con una respuesta MDO impar (con signos opuestos en dos picos de MDO transitorio consecutivos). El mismo tipo de respuesta también lo observamos en nuestros experimentos (ver la Figura 63 trazo “a”).

Luego, para la fibra con densidad óptica inicial $\alpha_0 L \approx 0.2$ y potencia de grabado ≈ 10 mW en ausencia del bombeo, observamos una amplitud relativa de señal de MDO alrededor de 0.02 (ver Figura 64). En el artículo anterior (Stepanov *et al.*, 2007b), se reportaron amplitudes máximas de MDO de 0.018 y 0.4 para FDY con densidades ópticas iniciales de 0.05 y 0.8, respectivamente. Si suponemos de forma razonable que la amplitud del MDO crece linealmente con la densidad óptica de la fibras, de los datos anteriores podemos evaluar las amplitudes esperadas de 0.051 y 0.075, entonces 2.5 y 3.7 veces más grandes que el valor observado en nuestro experimento. Sin embargo, esta discrepancia puede aparecer por el uso de una potencia de grabado muy grande (casi 10 mW) la cual es casi tres veces más grande que la potencia de saturación de la fibra, lo que puede resultar en una reducción proporcional de la amplitud de la respuesta y del tiempo de formación de la rejilla. En realidad, para estas condiciones experimentales, observamos una reducción por lo menos por un factor 2.3 en el tiempo de relajación de la señal de MDO (ver el trazo “a” en la Figura 63).

De los datos sobre el crecimiento de la intensidad promedio del haz de señal (Figuras 62 y 64) vemos que la población de la fibra está completamente invertida y su absorción óptica se cambia por ganancia. En el caso de las rejillas de amplitud (con la respuesta MDO par) esto está acompañado por la inversión de los picos de repuesta - ver (García Casillas *et al.*, 2007), (Núñez Santiago, 2005). El cambio de índice de refracción foto-inducido, en particular en FDY (Fotiadi *et al.*, 2008), está asociado con la redistribución de la población entre dos (o más) niveles. Por esta razón, es lógico

esperar que las rejillas de fase formadas bajo el bombeo óptico (es decir por la saturación de ganancia, lo que regresa la distribución hacia un estado con una absorción óptica) tienen el signo opuesto a las grabadas en fibras sin bombeo - un hecho que observamos en nuestros experimentos. Hay que destacar, que esta es la primera vez en que se observó el inverso de la rejilla de fase grabada en la fibra dopada con bombeo óptico.

Nuestra consideración teórica presentada arriba dice que el cambio de la absorción a ganancia no depende del nivel de iluminación con la luz de señal y se observa para la intensidad de bombeo igual a $(\sigma_a/\sigma_e)P_{b,sat}$. Las mediciones directas (ver el Capítulo 3) dicen que para 976 nm esta intensidad es muy pequeña, alrededor de 0.19 mW. El valor de $P_{b,sat}$ tan bajo resulta de la alta sección transversal de absorción del ión de iterbio para esta longitud de onda (ver la Figura 14). Por otra parte, $\sigma_a/\sigma_e \ll 1$ para 1064 nm en FDY. A su vez, el cambio de signo de la respuesta MDO (Figura 63b) se observa con las potencias de bombeo mucho más altas. La discrepancia está asociada con la distribución muy uniforme de la potencia de bombeo a través de la fibra, que se observa específicamente para las potencias relativamente bajas.

Las consideraciones anteriores - ver, por ejemplo, (Stepanov y Núñez Santiago, 2006b) muestran que para saturar la fibra con densidad óptica grande $\alpha_0 L$ es necesario usar la potencia de entrada igual al valor $(\alpha_0 L)P_{b,sat}$. Entonces, por ejemplo, si tenemos una potencia de entrada $3P_{b,sat}$ podemos aceptar que solo una parte delantera de la fibra con la densidad óptica igual a 3 está más o menos saturada, el resto de la fibra tiene absorción inicial (no saturada) donde la intensidad de luz restante ($P_b < P_{b,sat}$) se propaga con una atenuación rápida.

La fibra Yb118 usada en nuestros experimentos tiene una concentración de iterbio bastante grande, que asegura la absorción inicial de casi 200 dB/m para la longitud de

onda de bombeo. Esto corresponde a la densidad inicial de la fibra con longitud de 1.6 m alrededor de $\alpha_0 L = 7.4$, entonces, completamente la fibra puede ser saturada solo iniciando por la potencia de bombeo $> 7.4 * P_{b,sat} \approx 1.1$ mW. Otro aspecto que también necesitamos tomar en cuenta es la presencia de la onda de señal bastante potente, la cual baja la población del nivel metaestable por las transiciones inducidas. Ambos efectos resultan en una distribución no uniforme de la población a lo largo de fibra, una parte de la cual (delantera) puede ser invertida, y la otra (trasera) puede dejarse en un estado absorbente.

Tabla V. Comparación de características de MDO @ 976 nm en FDY y FDE

	MDO @ 976 nm	FDY	FDE
1	Longitud física	10 cm	10 cm
2	Densidad óptica	5	0.5
3	Potencia de saturación	0.2 mW	< 0.33 mW
4	Potencias de grabado	< 0.5 mW	< 0.5 mW
5	Tiempos de formación	< 0.8 ms	< 10 ms
6	Eficiencia max @ $V_{\pi/2}$	26%	12%

Respecto a nuestra rejilla de población, también podemos decir que su parte delantera puede ser de ganancia y la parte trasera de absorción. En el experimento con MDO transitorio observamos un efecto promediado en toda la longitud de la fibra, por esta razón, en el caso de la fibra con una absorción óptica tan grande no podemos esperar la correspondencia cualitativa del experimento con una consideración teórica para potencias fijas.

Otro efecto importante que observamos en nuestros experimentos es una aceleración de la formación de la rejilla bajo el bombeo óptico. Podemos observar este efecto de los

trazos presentados en la Figura 63 y también directamente de la gráfica 65. También, debido a que la distribución de ambas potencias no son uniformes a través de la fibra, no podemos esperar la correspondencia cualitativa con la ecuación 64.

IV.5.4 Conclusiones parciales

Los experimentos presentados muestran que en caso de utilización de bombeo en fibras dopadas con iterbio:

1. La respuesta dominante del MDO es siempre (sin o con bombeo) de tipo impar, que significa un carácter dominante de la rejilla de fase;
2. La aplicación de un bombeo con potencia moderada (menos que 1 mW en nuestros experimentos) resulta en un cambio de signo de la respuesta, es decir en su inversión;
3. La aplicación del bombeo hace más rápida la formación de las rejillas dinámicas;
4. En nuestros experimentos el bombeo óptico mejora la eficiencia de MDO en FDY hasta 4 veces.

Los dos últimos aspectos son de gran importancia para la aplicación de las rejillas dinámicas de fibra óptica en sistemas de detección adaptativa y pueden usarse en sistemas de detección como el que veremos en el siguiente Capítulo.

Capítulo V

DETECCIÓN DE MODULACIÓN DE FASE INSENSIBLE A LA POLARIZACIÓN

V.1 Introducción

El propósito del siguiente Capítulo de la tesis es la demostración del concepto de detección adaptativa de modulación de fase, independientemente del estado de polarización de la señal óptica informativa. Se investiga dicha propuesta como un ejemplo original de la aplicación del efecto del mezclado de dos ondas en fibras ópticas dopadas con erbio. Para llevar a cabo dicho propósito, se utilizó una configuración experimental basada en un interferómetro de Sagnac modificado, realizado completamente de fibra óptica y operando con una longitud de onda $\lambda = 1492$ nm.

V.1.1 Técnicas tradicionales

Típicamente, los sistemas de comunicación de fibra óptica se basan en un esquema simple de modulación directa, donde un tren de bits modula en forma eléctrica la intensidad de una onda óptica portadora (Saleh y Teich, 1991), (Agrawal, 2002). La señal óptica se transmite a través de un enlace de fibras, para posteriormente incidir en un detector óptico (típicamente un fotodiodo) que la convierte nuevamente al dominio eléctrico. Este esquema es conocido como modulación de intensidad con detección directa (Figura 66).

Existen además, esquemas de modulación alternativos que codifican la información

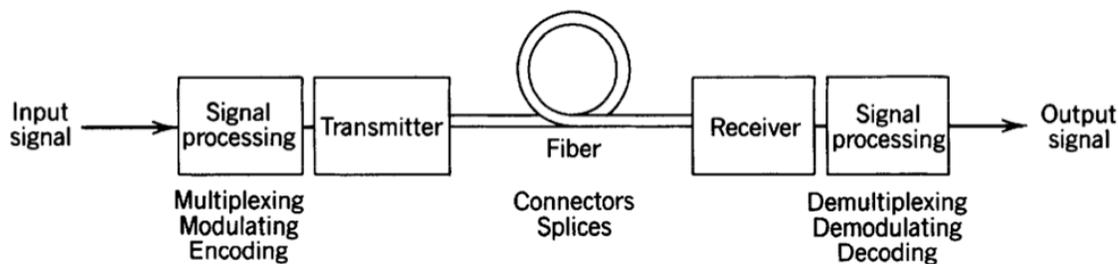


Figura 66. Esquema simple de sistema de comunicaciones por fibra óptica (Saleh, 1991).

transmitida modulando la frecuencia o la fase de una portadora óptica (Figura 67). La señal óptica transmitida se recupera mediante el empleo de esquemas interferométricos de detección homodinos o heterodinos (Agrawal, 2002). Para esto, se utiliza una onda de referencia producida por un láser - oscilador local sincronizado con el láser que se utilizó previamente para transmitir la señal óptica. En estos sistemas, a los que se denomina

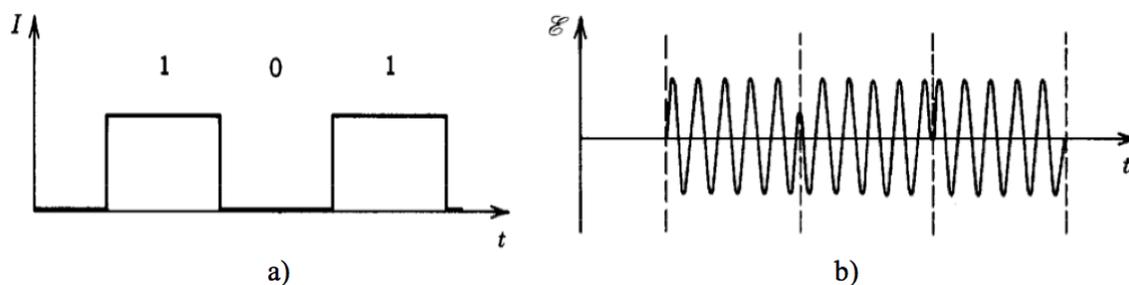


Figura 67. Ejemplos de modulación binaria de luz: a) modulación directa de intensidad del tipo Encendido/Apagado (OOK/IM), b) modulación de fase de campo eléctrico (PSK), (Saleh, 1991).

“coherentes”, la coherencia de la onda - portadora óptica y la estabilidad de su fase juegan un papel importante. Además, es necesario que la polarización de la luz generada por el oscilador local sea la misma que la de la señal recibida para poder reconstruir un tren de pulsos ópticos de información, esto mediante la interferencia de ambas ondas. De hecho, la detección de modulación de fase bajo condiciones de fluctuación en el estado de polarización, es uno de los problemas principales en el desarrollo de sistemas

coherentes de comunicación con fibra óptica (Kersey *et al.*, 1999), (Agrawal, 2002). Las fluctuaciones de la polarización aparecen debido a la birrefringencia aleatoria inducida por factores ambientales (temperatura, presión etc.) en las fibras convencionales de baja absorción. El uso de fibras birrefringentes en las líneas de comunicación de distancias grandes es imposible, debido a las pérdidas significativamente mayores de dichas fibras.

Otra área de aplicación en donde la detección homodina o heterodina de modulación de fase en presencia de fluctuaciones aleatorias de la polarización de una señal óptica modulada en fase es muy importante, es en los sensores interferométricos de fibra óptica de alta sensibilidad, particularmente en hidrófonos de fibra óptica (Kirkendall y Dandridge, 1996). En realidad, en los sensores de alta sensibilidad el uso de fibras con longitudes de algunos kilómetros es bastante típico.

Las fluctuaciones de polarización tienen tiempos característicos de milisegundos a segundos y pueden producir un desvanecimiento completo de la señal detectada cuando la polarización de la señal recibida y la del oscilador local son ortogonales entre sí.

En general, los métodos de detección insensible a la polarización pueden clasificarse como: Diversidad de polarización y Ajuste de polarización. Los sistemas del primer tipo son capaces de detectar las señales ópticas con diferente estado de polarización e involucran cuatro canales independientes de detección que son sumados cuadráticamente a la salida (ver Figura 68) de manera tal, que es posible la reconstrucción de la información sin importar el estado de la polarización de la señal detectada (Agrawal, 2002), (Kersey *et al.*, 1999), (Kersey *et al.*, 1990) y (Celis *et al.*, 1998). Primero, los componentes de la onda de señal con polarizaciones ortogonales se separan, y después, cada uno de ellos se detecta con dos ondas del oscilador local desplazadas en fase por $\pi/2$. La suma cuadrática es necesaria, ya que las señales eléctricas de diferentes canales pueden ser de signos opuestos y puede aparecer una compensación completa.

Como resultado, el sistema de detección se torna bastante complicado, caro, y también sufre de pérdidas en su relación de señal a ruido. El problema principal de este método es que debido a la naturaleza cuadrática del proceso de detección, no es posible identificar el signo de la modulación de la fase. Obviamente, esta desventaja principal resulta debido a que es imposible estabilizar el punto de operación del interferómetro convencional.

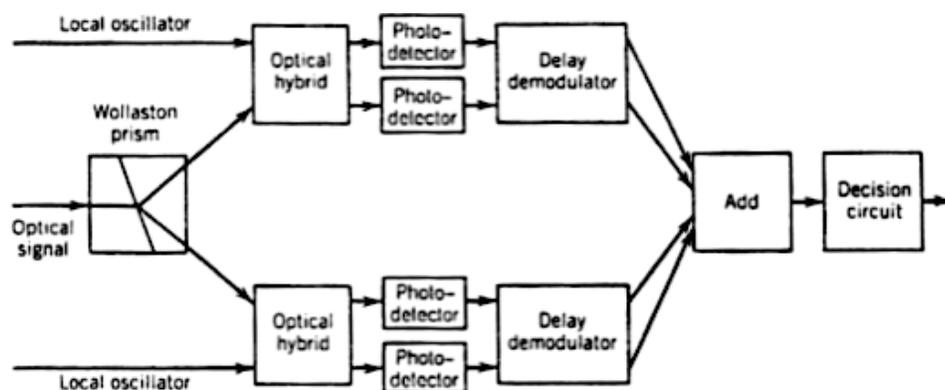


Figura 68. Configuración de sistema de detección insensible a los estados de polarización con receptor DPSK (codificación de cambio de fase diferencial) coherente de cuatro puertos (Agrawal, 2002).

En los sistemas del segundo tipo, se emplean arreglos optoelectrónicos bastante complicados que verifican electrónicamente el estado de polarización de la entrada, y ajustan el estado de polarización de un oscilador local para compensar cambios en la polarización de la señal óptica detectada. La patente - ver (Kersey *et al.*, 1999) y el artículo (Kersey *et al.*, 1990) describen con detalle un ejemplo de aplicación de este método (ver Figura 69).

Como mencionamos en el Capítulo 1, los interferómetros adaptativos basados en rejillas dinámicas (Figura 70), tienen la propiedad fundamental de estabilizar el punto operacional. Por esta razón, es lógico que previo al desarrollo del presente trabajo se

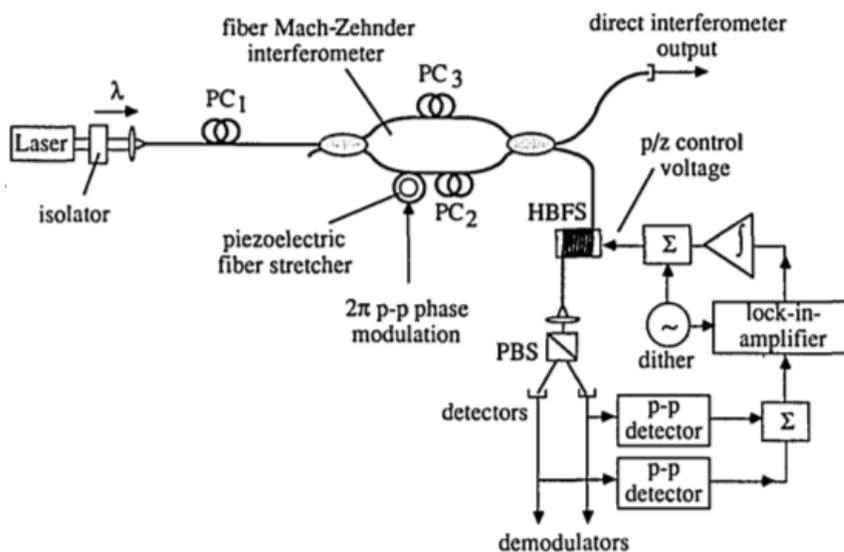


Figura 69. Sistema con control electrónico de circuitos de decisión descrito en la patente 5,986,784 (E. U.), para realizar detección adaptativa de modulación de fase óptica PBS - divisor de polarización, PC - controladores de polarización (Kersey, 1999).

propuso la detección homodina adaptativa de modulación de fase insensible al estado de polarización empleando rejillas dinámicas en cristales fotorrefractivos, (Delaye *et al.*, 1999) y rejillas de carga espacial en detectores de FEM (Celis *et al.*, 1998), (Stepanov y Nalwa, 2001).

Las configuraciones propuestas anteriormente utilizan elementos de óptica de volumen y pueden tener dos canales de detección separados o un solo canal, (Figura 71) (Celis *et al.*, 1998). Sin embargo, en ambos casos, los dos componentes de la onda de señal con polarizaciones ortogonales se detectan aparte con dos ondas de referencia de polarizaciones ortogonales. Después, las señales eléctricas se suman (en el último caso dentro del mismo detector) pero, a diferencia del caso en que se utiliza un interferómetro convencional - ver la figura 71, se suman linealmente. Esto es posible porque el interferómetro adaptativo mantiene un punto de operación fijo, lo que tiene como resultado la posibilidad de detectar el signo de la modulación de la fase. Dichos

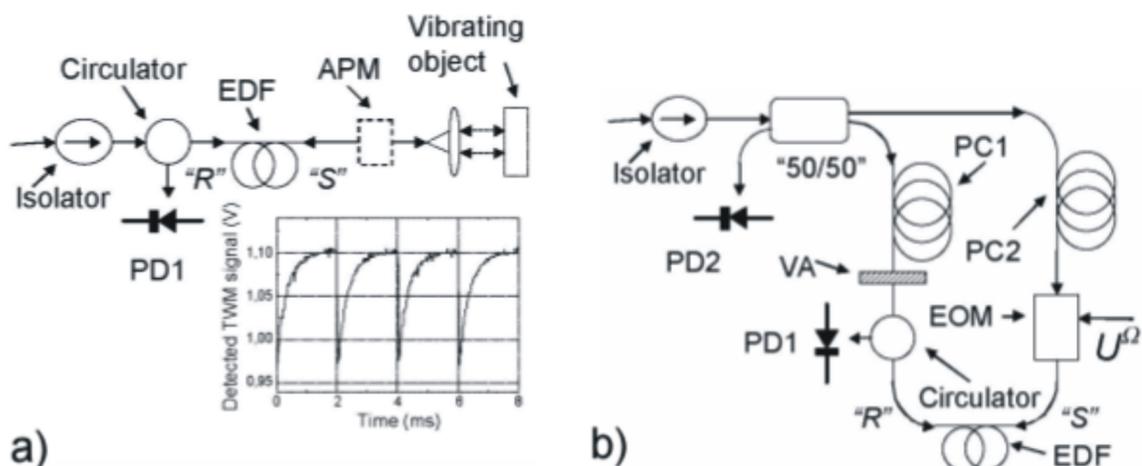


Figura 70. Configuraciones propuestas para detección adaptativa de modulación de fase: a) interferómetro en línea, b) interferómetro de Sagnac modificado (la gráfica insertada en "a" muestra la forma de la respuesta típica detectada y es similar para ambos casos EDF - fibra dopada con erbio, PD1,2 - fotodiodos, APM - modulador de fase auxiliar, PC1,2 - controladores de polarización, VA - atenuador variable, EOM-modulador electro-óptico), (García Casillas *et al.*, 2007).

esquemas propuestos operan mediante holografía dinámica, con la finalidad de suprimir cambios de fase lentos debidos a variaciones ambientales, y detectar cambios de fase rápidos informativos. La figura 72 muestra la envolvente de un señal de alta frecuencia de salida de un canal de detección y la salida total del sistema, de donde podemos ver la supresión significativa de las fluctuaciones de polarización que se observa en cada canal particular del sistema.

Las ventajas y desventajas de las dos técnicas (cristales fotorrefractivos y detectores FEM) las discutimos anteriormente en el Capítulo 1. En este Capítulo, consideraremos un sistema adaptativo insensible a la polarización de tipo similar, el cual está basado completamente en elementos de fibra óptica, donde la rejilla dinámica de población, grabada en la fibra dopada con erbio, funge como un elemento principal.

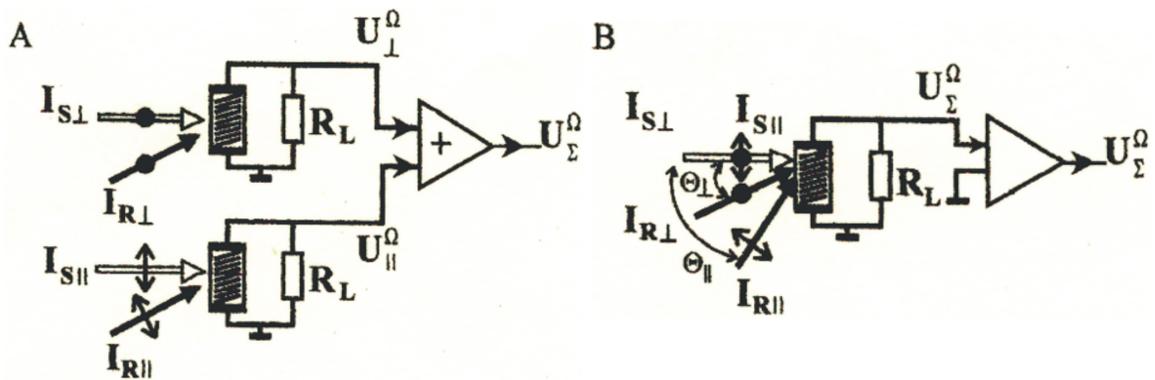


Figura 71. Configuraciones para detección adaptativa de modulación de fase basadas en cristales de efecto de fuerza electromotriz: a) con dos detectores, b) con un solo detector (Celis *et al.*, 1998).

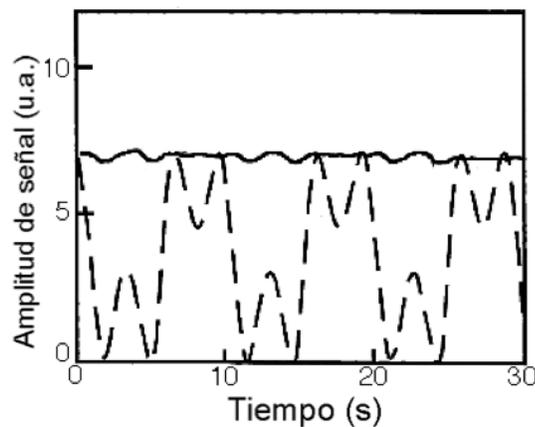


Figura 72. Salida total del sistema (línea sólida) y señal parcial (línea punteada) obtenidas con la configuración de la figura 71, (Celis *et al.*, 1998).

V.1.2 Detección insensible a la polarización basada en fibras dopadas - concepto básico.

Para la detección adaptativa de modulación de fase insensible al estado de polarización en fibras ópticas dopadas con erbio, se proponen dos configuraciones. La primera configuración utiliza dos canales de la detección separados con dos fibras dopadas independientes (Figura 73a), y la segunda configuración integra ambos canales en una fibra birrefringente (Figura 73b).

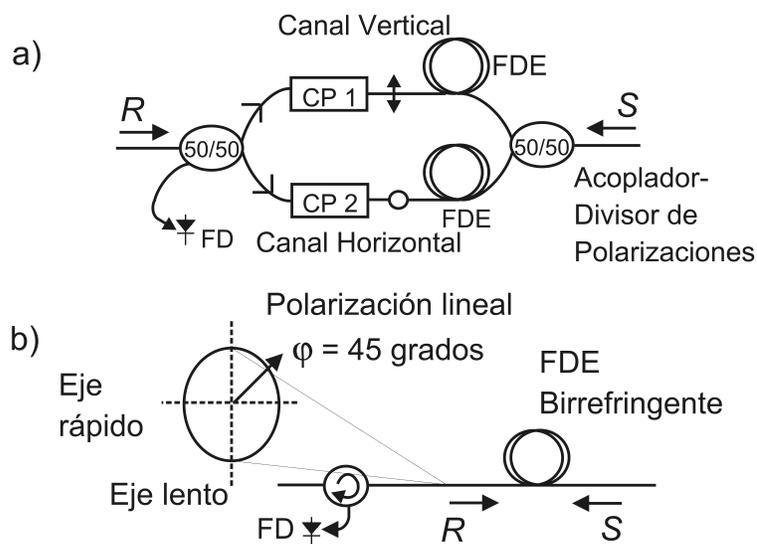


Figura 73. Configuraciones simplificadas para detección adaptativa de modulación de fase basadas en fibras ópticas dopadas: a) con dos fibras en dos canales independientes y, b) con una fibra birrefringente (el detalle ilustra el acoplamiento de la polarización lineal de entrada respecto a los ejes propios de la fibra birrefringente, FDE - fibra dopada con erbio, FD - foto-diodo, CP1,2 - controladores de polarización).

En el primer sistema propuesto, mediante el empleo de un divisor de estados de polarización (existen dispositivos comerciales basados en arreglos de prismas de Wollaston), se separan dos componentes ortogonales (específicamente con polarización lineal vertical y con polarización lineal horizontal), entre dos canales separados. Cada canal de detección utiliza su propia sección de fibra dopada con erbio y ambos finalizan en un fotodiodo. En cada una de estas dos fibras se formará una rejilla dinámica mediante la interferencia con la onda de referencia correspondiente, proporcionada por la división del haz que se propaga en sentido inverso. Mediante la utilización de controladores de polarización se procura maximizar la eficiencia del MDO en cada canal.

En un caso más sencillo, con dos fotodiodos separados, las dos señales eléctricas de salida de los dos canales se suman electrónicamente. Cada canal de detección lo representa un interferómetro adaptativo con su propia rejilla dinámica, que actúa como

un divisor “inteligente” y por esta razón mantiene un punto de operación fijo en el interferómetro. En particular, si este es un punto de detección lineal ($\varphi_0 = \pm\pi/2$), en el caso estacionario, la configuración genera una señal de salida proporcional a la potencia total de la señal óptica, no importa cual sea su polarización.

En una configuración más avanzada, se usa un solo fotodiodo para la detección y la suma de ambas señales parciales ortogonales. Las dos señales ópticas de salida polarizadas ortogonalmente se unen previamente por un elemento combinador (Figura 73a).

La segunda configuración utiliza solamente una fibra óptica dopada con birrefringencia alta, a la cual se le acopla el haz de señal sin separar previamente las dos componentes polarizados ortogonalmente. Del otro extremo de la fibra, se hace incidir el haz de referencia con polarización lineal, ingresando a $\pm 45^\circ$ con respecto a los ejes propios de la fibra birrefringente. La luz del haz de referencia se separa en dos componentes de polarización lineales ortogonales que se propagan cada uno sobre ambos ejes propios de la fibra sin cambio en su estado de polarización a lo largo de toda la fibra birrefringente (Figura 73b). Los índices de refracción propios para la luz con estas dos polarizaciones son diferentes (n_1 y n_2).

Como resultado de la interacción de las ondas coherentes de señal y de referencia, se generan dos rejillas dinámicas de Bragg independientes, producidas a partir de la descomposición en componentes ortogonales de estas dos ondas. Esto es debido a que estas dos rejillas tienen periodicidades bastante diferentes $\Lambda_{1,2} = \lambda/2n_{1,2}$ y no se observan las condiciones de Bragg para una polarización de luz (por ejemplo horizontal) sobre la rejilla grabada por la luz con polarización ortogonal (vertical) y vice versa. Podemos también considerar que en este caso se observan dos procesos independientes de MDO: uno - para componentes de luz con polarización horizontal y el otro - para los

componentes de luz con polarización vertical. Los resultados de estos procesos de MDO parciales se observan usando el mismo fotodiodo, donde se suman de forma natural.

Los resultados presentados en esta tesis se llevaron a cabo en la configuración con una sola fibra dopada con erbio birrefringente. Obviamente, esta configuración es más sencilla que la configuración de dos canales con separación de los dos componentes del haz de señal. Aquí la misma fibra se usa para grabar las dos rejillas dinámicas, y el mismo fotodiodo se usa para detectar y para sumar las señales parciales.

Antes de pasar a la presentación de los resultados experimentales, vale la pena mencionar que aquí se espera un efecto parásito que puede influir el funcionamiento de la configuración antes mencionada. Esto es el efecto de quemado de huecos de polarización (“polarization hole burning”), el cual tiene como resultado la formación de rejillas dinámicas (anisotrópicas) por los componentes de señal y de referencia con polarizaciones cruzadas. Como mostramos abajo, esto puede tener influencia sobre el proceso deseado de detección insensible a la polarización. En la siguiente sección, iniciamos con la discusión de dicho efecto.

V.1.3 Antecedentes: quemado de huecos de polarización y MDO con polarizaciones ortogonales

En los amplificadores ópticos de fibra dopada con erbio se experimenta un fenómeno conocido como ganancia dependiente de la polarización (en la literatura se encuentra como “PDG” del inglés: “Polarization Dependent Gain”), (Taylor, 1993), (Wysocki y Mazurczyk, 1996). Este efecto implica que un haz de señal polarizado produce saturación preferencial en un amplificador óptico. Como resultado, se observa una ganancia máxima para una onda de prueba ortogonal al estado de polarización de la onda original que satura el medio y una ganancia menor para una onda de prueba con polarización

paralela a la polarización de dicha onda.

Es decir, una onda bastante intensa satura la ganancia para su propia orientación de polarización principalmente. Como resultado, el ruido óptico (que aparece debido a la fluorescencia) con polarización ortogonal experimenta siempre una ganancia un poco mayor (ya que el medio amplificador está menos saturado para dicha polarización). Esto, a su vez, baja la relación señal a ruido total en los sistemas de comunicaciones de larga distancia. Como se puede ver en la figura 74, dicho efecto no es muy fuerte ≈ 2 dBm, sin embargo, reduce significativamente el desempeño de líneas de comunicaciones de distancias largas (miles de kilómetros) donde se utilizan muchos amplificadores ópticos (> 100), (Taylor, 1993), (Wysocki y Mazurczyk, 1996).

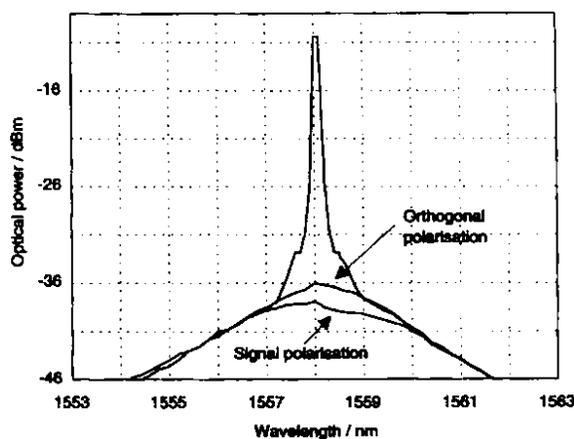


Figura 74. Espectro de señal donde se observa el fenómeno de ganancia dependiente de la polarización: la gráfica muestra una mayor ganancia para una señal de prueba con polarización ortogonal a la señal original (Taylor, 1993).

Para minimizar el efecto de PDG en las líneas de comunicaciones de grandes distancias, se desarrolló un método conocido como polarización revuelta (“polarization scrambling”), (Fukada *et al.*, 1994). En este método, la polarización de una señal óptica transmitida se modula rápidamente y de forma aleatoria con una frecuencia típica de 1.24 GHz antes de entrar la fibra. Con esto, los amplificadores ópticos se saturan uni-

formemente para todas las polarizaciones de la luz, con lo que el ruido óptico deja de experimentar una ganancia preferencial excesiva.

El principal modelo utilizado actualmente para explicar el fenómeno de PDG (Wysocki y Mazurczyk, 1996), adjudica este efecto al quemado de huecos de polarización (PHB, del inglés “polarization hole burning”). La explicación microscópica supone que los iones de Er^{3+} pueden ser representados como dipolos sencillos con distribución espacial y orientaciones aleatorias (Figura 75). La eficiencia de la interacción de los dipolos con la irradiación electromagnética de la luz amplificada depende de la orientación mutua de un dipolo en particular y el vector del campo eléctrico en la onda electromagnética. Como resultado, los dipolos con orientación paralela (respecto al campo eléctrico) se saturan muy bien, y los dipolos con orientación ortogonal no se ven afectados y no pierden su inversión/ganancia para la luz de prueba.

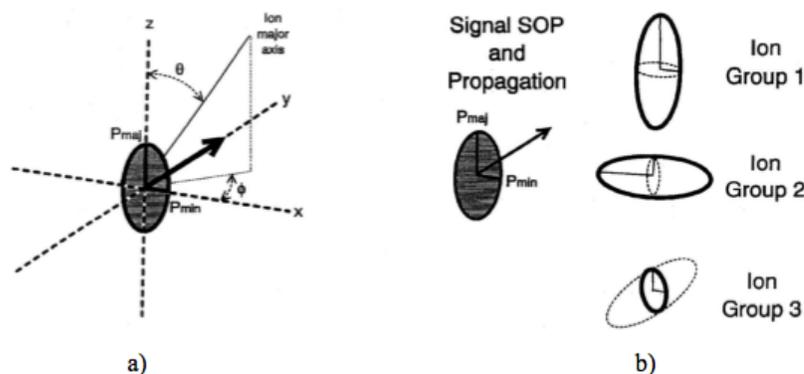


Figura 75. a) Definición de la orientación de ejes de los iones y el estado de polarización de la señal, b) modelo simple para PHB en FDE, basado en tres subgrupos de iones (Wysocki y Mazurczyk, 1996).

Cabe mencionar que este modelo funciona para una explicación cualitativa, pero no explica el bajo valor del efecto de PHB observado experimentalmente en las FDE para la luz polarizada linealmente. Un dato interesante es que se observa también un efecto

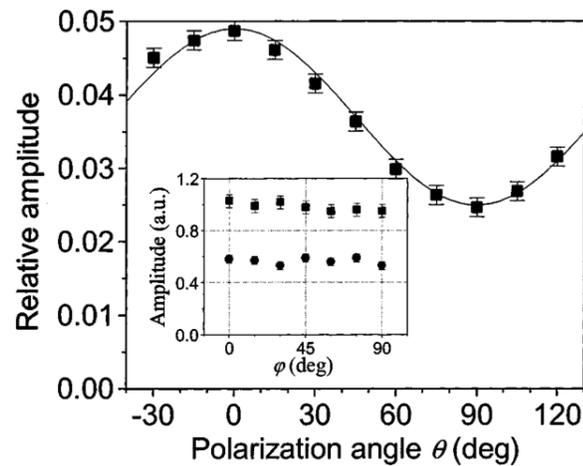


Figura 76. Amplitud del MDO transitorio como función de la orientación mutua de ambos haces de grabado (R y S). La polarización de la señal S, corresponde con uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra. La figura pequeña muestra dependencias similares contra el ángulo de polarización φ de la polarización lineal de la señal S para $\theta = 0 - (\pi)$ y 90° (Stepanov *et al.*, 2005).

similar de PHB en FDE para luz con polarización circular (Mazurczyk *et al.*, 1995), pero este efecto es menos fuerte.

En experimentos recientes en el grupo de investigación del CICESE (Stepanov *et al.*, 2005), el efecto de PHB se utilizó para explicar la formación de rejillas dinámicas anisotrópicas (y también el MDO) en FDE sin bombeo óptico con dos ondas de grabado con polarizaciones ortogonales. En particular, para la longitud de onda de grabado 1549 nm, con una fibra de 2 m moderadamente birrefringente (con longitud de batido $L_B \approx 2$ cm) el MDO por dicha rejilla (anisotrópica) fue solo dos veces menor que el MDO por la rejilla isotrópica formada con polarizaciones paralelas bajo condiciones similares (Figura 76). En un artículo anterior (Stepanov *et al.*, 2004c), el efecto de PHB también fue utilizado en experimentos de MDO colineal con polarizaciones ortogonales en una fibra birrefringente.

V.1.4 Medición experimental del efecto de PHB

Se espera que el MDO con polarizaciones ortogonales por el efecto de PHB puede influir el funcionamiento de la configuración adaptativa insensible a la polarización, por esto, iniciamos con experimentos sobre la medición del efecto de PHB - ver Figura 77. Para

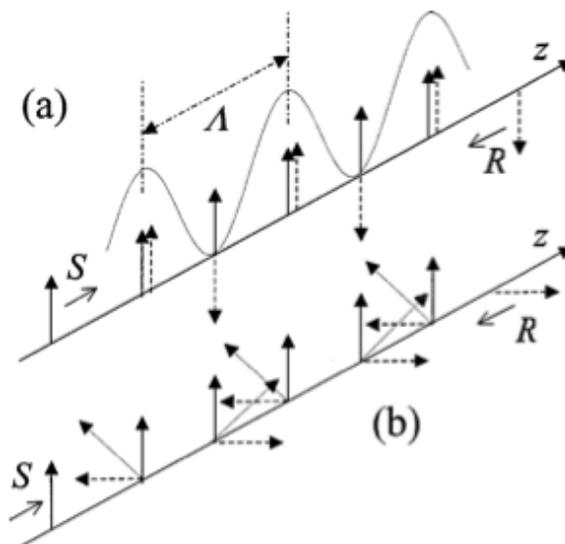


Figura 77. Diagrama que muestra los patrones de interferencia que se forman en una fibra óptica birrefringente por dos ondas en contra-propagación: a) para polarizaciones paralelas que corresponden a uno de los ejes de birrefringencia, b) para ondas de grabado ortogonales (la fase de la onda S se considera constante; la línea punteada muestra la polarización total del campo), (Stepanov *et al.*, 2005).

dichos experimentos se usó un arreglo experimental en línea (Stepanov *et al.*, 2005) donde utilizamos el modulador de fase electro-óptico, de manera tal que funcionaba como modulador de polarización (ver la Figura 78). El controlador de polarización se utiliza para hacer incidir luz con una polarización lineal a 45° al modulador electro-óptico. Con una polarización lineal que incide a 45° sobre los ejes de cristal electro-óptico, la polarización lineal que se obtiene a la salida del modulador (y hacia la entrada de la fibra dopada) salta entre dos estados de polarización lineales ortogonales $\pm 45^\circ$ (el modulador de fase se comporta como modulador de polarización). El acoplador

rotativo permite acoplar dichos saltos ortogonales de polarización a la fibra dopada birrefringente. La señal transmitida es después detectada a la salida con el foto-detector FD1. El fotodetector FD2 sirve para evaluar la potencia de entrada a la fibra. La

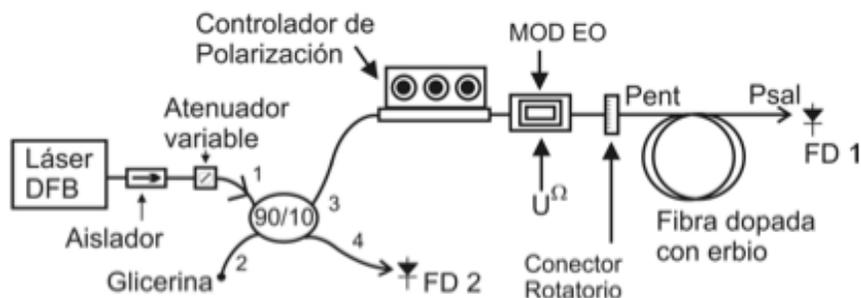


Figura 78. Arreglo experimental empleado para realizar mediciones directas de PHB ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).

respuesta observada en la salida de la fibra dopada es asimétrica (Figura 79) y además contiene componentes par e impar, los cuales se obtienen procesando los datos mediante hojas de cálculo en una manera análoga al procedimiento para mediciones del efecto de MDO descrito en el Capítulo anterior. Cuando la polarización de la luz salta entre

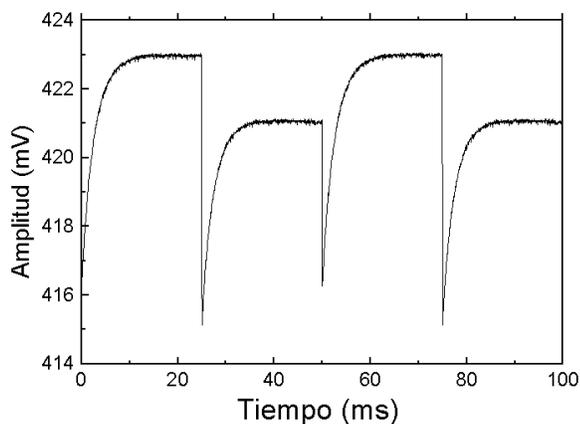


Figura 79. Tipo de respuesta observada a la salida del arreglo para mediciones directas de PHB ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m, $P_{ent} = 1.2$ mW).

dos estados lineales ortogonales que se acoplan en ambos ejes propios de la fibra dopada

(salta entre 0 y 90°), la polarización se preserva para cada caso a lo largo de toda la fibra y se observa un máximo en la señal de PHB (cerca del 3%), (Figura 80a) correspondiente a la potencia de saturación $P_{sat} \approx 1$ mW. Para los saltos de polarización lineal de entrada $\pm 45^\circ$ respecto a la orientación de los ejes propios de la fibra, la polarización no se preserva dentro la fibra y la respuesta se mantiene prácticamente invariante ($\approx 1.5\%$) para cualquier potencia de entrada (Figura 80b).

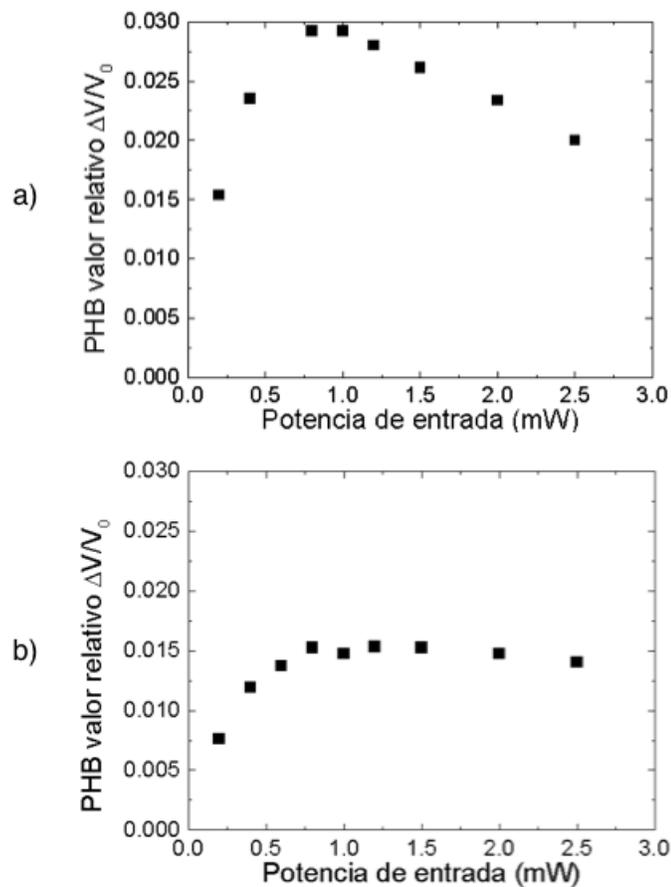


Figura 80. Dependencias de valor relativo de la amplitud de PHB transitorio vs. potencia de entrada: a) cuando la polarización salta entre ambos ejes propios de la fibra, b) cuando la polarización salta $\pm 45^\circ$ entre ambos ejes de la fibra ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).

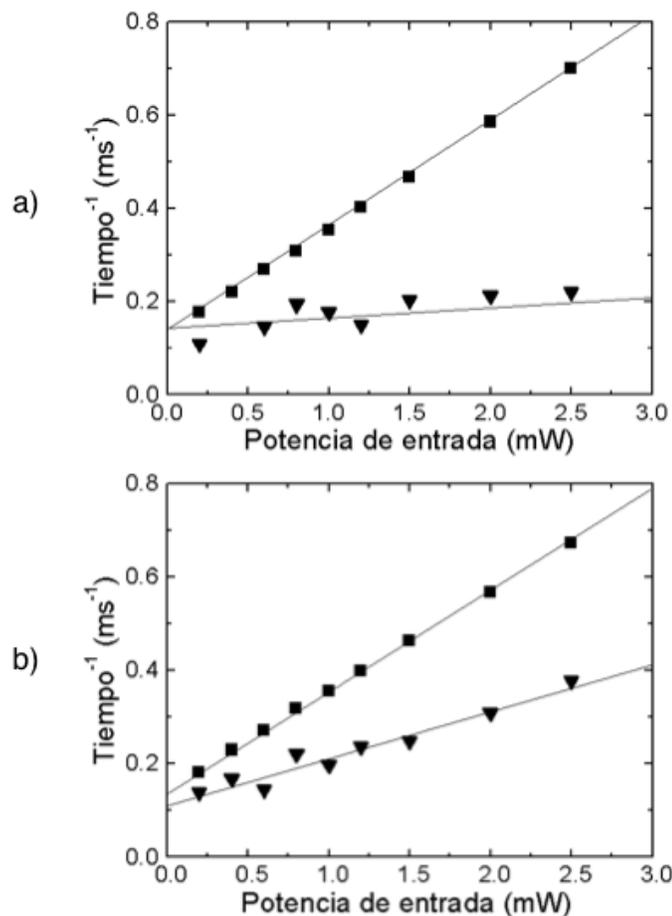


Figura 81. Tiempos de crecimiento del efecto de PHB transitorio vs potencia de entrada: a) cuando la polarización salta entre ambos ejes propios de la fibra, b) cuando la polarización salta $\pm 45^\circ$ entre ambos ejes de la fibra ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m).

V.2 Investigación experimental del interferómetro adaptativo con FDE birrefringente

El arreglo experimental usado en los experimentos reportados, y presentado en la Figura 82, es un interferómetro de Sagnac modificado (Stepanov *et al.*, 2005), el cual es una configuración que se deriva de los arreglos experimentales utilizados en los estudios iniciales de MDO en fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov *et al.*, 2004). El funcionamiento del sistema, sus elementos principales y su ajuste se discutieron anteriormente en el

Capítulo 3, aquí solo mencionaremos que se utilizaron láseres de semiconductor DFB (con longitudes de onda de 1492, 1526, y 1568 nm y con potencias de salida de hasta 20 mW). La diferencia más importante de esta configuración es que se usan fibras dopadas con erbio con birrefringencia. El arreglo incluye también una montura giratoria que permite rotar uno de los conectores FC a cualquier ángulo respecto al otro en un acople FC a FC, de manera que podemos hacer incidir una polarización lineal a cualquier ángulo deseado respecto a los ejes propios de birrefringencia de la fibra dopada.

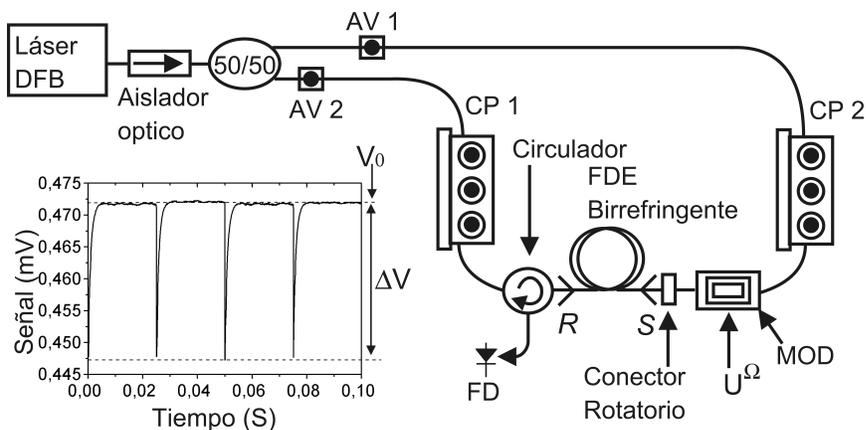


Figura 82. Configuración empleada para detección insensible a la polarización mediante el uso de una fibra dopada birrefringente (FD - fotodiodo; CP1,2 - controladores de polarización; AV1,2 - atenuadores variables).

Antes de iniciar los experimentos, primeramente verificamos la polarización lineal vertical a la salida del modulador electro-óptico (señal modulada S) y ajustamos esta polarización a lo largo de uno de los ejes propios de la fibra dopada birrefringente (para esto verificamos después la polarización también a la salida de la fibra, ya que la señal S se propaga de derecha a izquierda en el arreglo de la Figura 82). Vale la pena recalcar, que en este caso el estado de polarización lineal de la onda S se preserva a lo largo de toda la fibra. Posteriormente, verificamos el estado de polarización de la onda de referencia (R), desconectando el arreglo experimental y colocando el analizador de polarización

después de la fibra dopada en el punto en que se conecta con la montura giratoria (ver Figura 82). Debido a que el modulador electro-óptico es un dispositivo comercial que tiene terminales de fibra óptica preservadora de polarización, es posible desconectar el sistema (en el punto de conexión entre la montura giratoria y el modulador, Figura 82) en repetidas ocasiones para realizar mediciones cambiando el ángulo de incidencia de la polarización lineal (señal S) respecto a los ejes propios de birrefringencia de la fibra dopada bajo evaluación. El alto grado de birrefringencia de dicha fibra permite su manipulación sin producir alteraciones en el estado de polarización de la onda S en su salida.

Las dependencias presentadas se obtuvieron cambiando el ángulo de incidencia de la polarización lineal de la onda modulada S en relación al sistema de coordenadas axiales dado por los ejes propios de las fibras birrefringentes, en particular, se presenta el comportamiento de la amplitud relativa de respuesta del MDO transitorio. En realidad, por conveniencia técnica (ya que es necesario mantener una polarización lineal vertical de la luz desde la entrada hasta la salida del modulador electro-óptico para su correcto funcionamiento), hemos mantenido constante la polarización de la onda modulada y variado el ángulo de incidencia de la onda de referencia. Los resultados presentados en la figura 83 son para la fibra dopada HG980 con birrefringencia moderada ($L_B < 3$ cm) de 0.5 metros de longitud. Otros parámetros importantes del experimento son $\lambda = 1492$ nm, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW, y una frecuencia de modulación rectangular de 20 Hz.

Se puede observar cómo existe un máximo en el MDO transitorio para el caso en que ambas polarizaciones de entrada son paralelas y corresponden con uno de los ejes propios de la fibra dopada. Se obtiene hasta un 22% en el valor relativo del MDO, comparado con un 4% para el caso en que las polarizaciones son ortogonales (figura

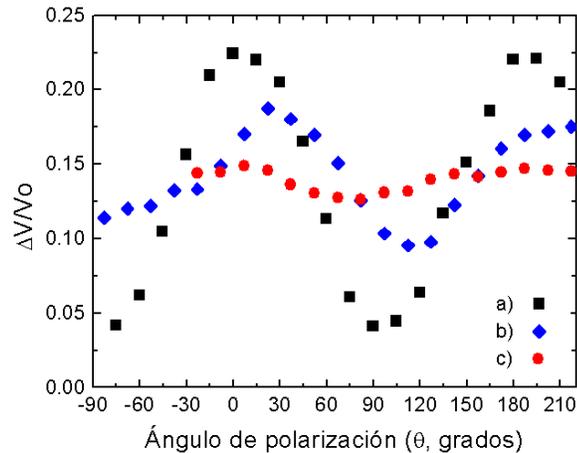


Figura 83. Dependencias de la amplitud del MDO transitorio contra el ángulo de polarización lineal incidente de la onda de referencia R, para la polarización lineal de la onda de señal modulada: a) sobre uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra; b) a 45° entre ambos ejes y c) a 22° con respecto a uno de los ejes ($\lambda = 1492$, FDE HG980, $L = 0.5$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).

83a). También en la Figura 83b se muestra el valor relativo del MDO obtenido cuando aplicamos la polarización lineal de la onda modulada a 45° entre los ejes propios de la fibra. En este caso, dicha polarización lineal de entrada puede representarse como una suma de dos componentes polarizados ortogonalmente que viajan acoplados sobre los ejes propios de la fibra. Se observa una variación muy leve en el valor relativo del MDO al rotar el ángulo de polarización de la onda de referencia R, manteniéndose constante un valor relativo alrededor de $\approx 14\%$.

Para comparación, también se ha mostrado la dependencia experimental del mismo tipo para el caso en que la polarización lineal de la onda modulada incide 22° respecto al eje propio de la fibra dopada (Figura 83c). Podemos ver que esta dependencia muestra una profundidad de variación la cual ocupa una posición intermedia entre las otras dos dependencias presentadas arriba.

La Figura 84 presenta dependencias similares observadas en la fibra preservadora de

polarización comercial Er-25-05-PM con longitud de batido < 10 mm (es decir con una birrefringencia más fuerte). En este caso, el efecto de detección insensible del estado de polarización es obviamente más notorio.

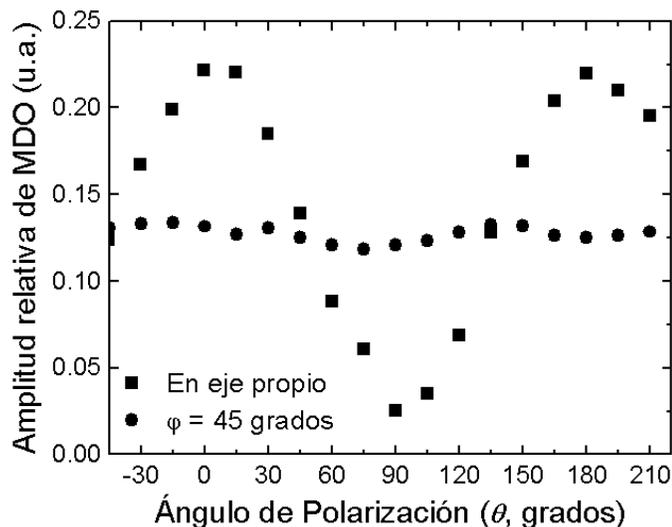


Figura 84. Dependencias de la amplitud del MDO transitorio contra el ángulo de polarización lineal incidente en la onda de referencia R, para la polarización lineal de onda de señal modulada, cuando la polarización lineal de la onda modulada se encuentra: sobre uno de los ejes propios de birrefringencia de la fibra (■), y a 45° entre ambos ejes (●), ($\lambda = 1492$, fibra Er-25-05-PM, $L = 0.25$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).

Se puede ver que la diferencia entre las eficiencias de las rejillas formadas por polarizaciones paralelas y ortogonales es mayor para el caso de longitud de onda de 1492 nm - casi 6 veces (al hacer incidir luz con polarización lineal directamente sobre los ejes propios de las fibras). El caso opuesto, cuando una de las polarizaciones de entrada está a 45° entre los ejes propios de la fibra dopada preservadora de polarización, nuestros experimentos (ver la Figura 84) muestran que el arreglo interferométrico es prácticamente insensible al estado de polarización de la otra onda entrante.

Pero esto no es así para las otras longitudes de onda (1526, 1549, y 1568 nm) usadas en nuestros experimentos. La diferencia de eficiencia de MDO entre rejillas isotrópicas

(grabadas con polarizaciones paralelas) y anisotrópicas (grabadas con polarizaciones cruzadas) es solamente una razón de 2 a 1 - ver las Figuras 85, 86 y también la Figura 76 (Stepanov *et al.*, 2005). Lo que se podría verificar mediante medición experimental directa con la configuración presentada en la Figura 78 y con la polarización óptima de la onda de señal 45°. Entonces, como esperamos de inicio, la formación efectiva de

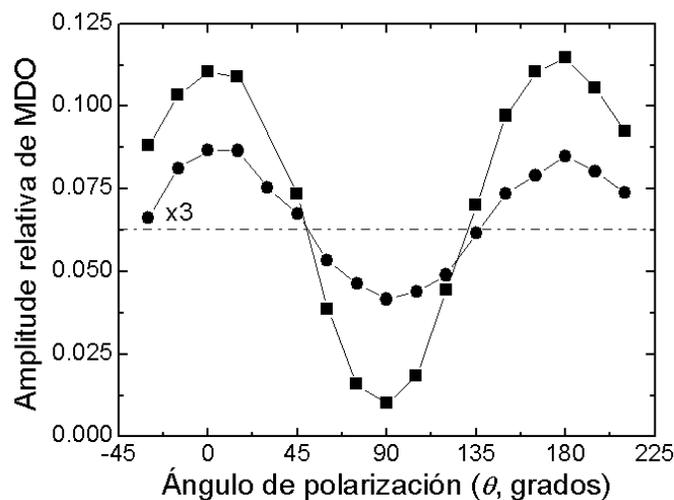


Figura 85. Amplitud relativa de MDO contra el ángulo θ de la polarización lineal de la onda de señal, observada en fibra convencional, no preservadora de polarización, para las longitudes de onda 1492 (■) y 1526 nm (●) aumentado en la gráfica por un factor x3 (FDE Er123, $L = 13$ cm).

las rejillas anisotrópicas por polarizaciones cruzadas (por medio del efecto PHB) es un efecto destructivo para la detección interferométrica insensible a la polarización de la luz.

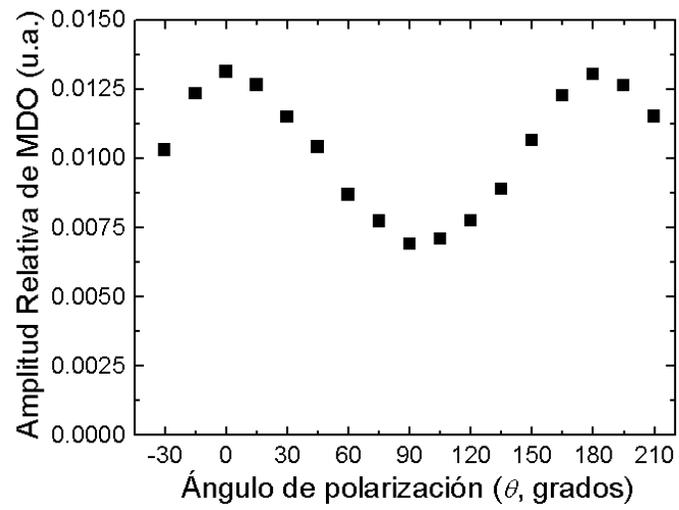


Figura 86. Amplitud relativa de MDO contra el ángulo θ de la polarización lineal de la onda de señal ($\lambda = 1568$, FDE HG980, $L = 0.5$ m, $P_R = 1$ mW, $P_S = 0.3$ mW).

V.3 Conclusiones parciales

Los datos obtenidos muestran que es posible mediante el uso de la fibra dopada birrefringente y modificaciones en la configuración experimental (con la orientación de la polarización de entrada a $\pm 45^\circ$ y con una longitud de onda de trabajo adecuada - 1492 nm), lograr un arreglo casi insensible a la polarización para la detección de modulación de fase. Los experimentos también muestran que el uso de la fibra dopada preservadora de polarización comercial mejora la situación. Probablemente, esta fibra con longitud de batido más corto asegura mejor la separación de ambas polarizaciones ortogonales.

Nuestros experimentos también arrojan que el uso de la longitud de onda de 1526 nm (en la parte central del espectro de absorción de iones Er^{3+}) muestra el peor desempeño de la configuración para detección de modulación de fase insensible a la polarización (Figura 82), con una dependencia de eficiencia de la detección sobre la polarización de luz de señal más marcada (esto se aprecia aún a longitudes de onda más grandes). Creemos que este efecto está asociado con una contribución relativamente más grande de las rejillas formadas por las polarizaciones cruzadas. La Figura 85 compara directamente los valores máximos y mínimos de MDO (obtenidos con polarizaciones paralelas y polarizaciones cruzadas, respectivamente) para 1529 nm a los obtenidos con 1492 nm. La disminución relativa de las rejillas anisotrópicas resulta de crecimiento de las rejillas isotrópicas observado para menores longitudes de onda (1492 nm). Vale la pena mencionar que las mediciones directas muestran que el efecto de PHB es casi constante para todas longitudes de onda usadas. La diferencia aquí, es el hecho de que las rejillas grabadas con polarizaciones paralelas son mucho más eficientes para 1492 nm (Figuras 85 y 86).

En conclusión, podemos mencionar, que las configuraciones insensibles a la po-

larización propuestas no son específicas para las fibras dopadas con erbio solamente, también pueden utilizarse con fibras dopadas con iterbio u otras tierras raras.

Capítulo VI

RESULTADOS DEL TRABAJO Y CONCLUSIONES

VI.1 Resultados más importantes

1. Se desarrollaron y se caracterizaron los sistemas interferométricos de fibra óptica para las investigaciones experimentales del MDO transitorio en fibras ópticas dopadas con erbio y con iterbio, y en particular, el interferómetro dispuesto en línea y el interferómetro de Sagnac modificado, para diferentes longitudes de onda de trabajo: 976 nm, 1064 nm y en el rango 1480-1570 nm.
2. Se realizó la caracterización de los componentes empleados en los sistemas experimentales y de las fibras ópticas dopadas con erbio: HG980, Er123 y con iterbio: Yb103, Yb118 y para su operación con las longitudes de onda antes mencionadas. Los parámetros más importantes son la densidad óptica y la potencia de saturación.
3. Se realizó un análisis teórico de la dinámica del sistema de tres niveles, para el caso en que se emplea un tercer nivel para la formación de la rejilla. Se mostró que la dependencia de su tiempo característico de formación τ_g está en función del tiempo de vida del nivel metaestable. Se mostró también en el caso en que dos longitudes de onda se encuentran simultáneamente en el medio, los tiempos de formación dependen de las potencias de ambas ondas.
4. Se realizaron investigaciones experimentales de MDO en FDE y FDY con la longitud de onda de grabado de 976 nm, esto es, la longitud de onda que se emplea

típicamente para bombeo óptico tanto en FDEs como en FDYs. Estos resultados muestran que en ambos casos se necesitan potencias ópticas de grabado de sub-mW y que en las FDY se pueden generar rejillas bastante eficientes con profundidad de modulación de MDO de $\approx 50\%$. Resultados obtenidos con una FDY Yb118 de $L = 10$ cm con una densidad óptica $\alpha_{0L} \approx 0.5$ y una potencia de saturación $P_{sat} = 0.2$ mW muestran una rejilla mixta con componentes de amplitud (absorción) y de fase (índice de refracción) comparables, pero una componente de fase más lenta, comparada con la componente de amplitud. Una de las ventajas de dicha configuración con la longitud de onda de 976 nm, es que pueden emplearse FDY de corta longitud, lo que permite la utilización de láseres de baja coherencia.

5. En las fibras dopadas con iterbio, se estudió por primera vez el proceso de MDO con bombeo. Utilizando una longitud de onda de grabado de 1064 nm, bajo bombeo óptico con 976 nm, se observó que no solo la presencia del bombeo hace hasta 3 veces más rápido el proceso de formación de la rejilla (con un bombeo de ≈ 30 mW @ $\lambda_B = 976$ nm), sino que la amplitud de la respuesta del MDO transitorio puede crecer hasta 4 veces (de 2% a 8%). Se logró entonces una respuesta acelerada y una mayor sensibilidad.
6. En las fibras dopadas con erbio se realizaron estudios de la influencia sobre la grabación de rejillas con longitud de onda 976 nm de una iluminación adicional con longitud de onda de la transición fundamental 1549 nm; se verificó que la presencia de un haz de luz auxiliar puede acelerar el proceso de formación de las rejillas.
7. Se propuso y se realizó experimentalmente la configuración interferométrica basada en una FDE preservadora de polarización para la detección adaptativa

de modulación de fase insensible a la polarización de la luz de señal. En esta configuración, se pueden suprimir variaciones de fase y de polarización lentas de hasta 100 Hz, mediante el uso de una longitud de onda de grabado de 1492 nm en un interferómetro de Sagnac modificado. Proponemos esta técnica como un método alternativo basado en efectos físicos de la dinámica de la población en las fibras dopadas, que por lo tanto permite realizar un sistema de fibras ópticas únicamente, en contraste con las soluciones actuales basadas en complejos sistemas optoelectrónicos.

VI.2 Publicaciones, presentaciones en conferencias, y estancias de investigación

Artículos publicados en revistas arbitradas:

1. Daniel García Casillas., Serguei Stepanov y Marcos Plata Sánchez (2007) “Linearizing response of adaptive interferometer based on dynamic grating in erbium-doped fiber with saturable absorption.” *Revista Mexicana de Física*; Volumen **53**, número (2): 144-148 p.
2. Daniel García-Casillas and Serguei Stepanov (2010) “Polarization insensitive homodyne detection of optical phase modulation by two-wave mixing in saturable Er-doped fiber.” *Optics Communications*; Volumen **283**, número (6): 1134-1137 p.
3. Daniel García Casillas and Serguei Stepanov (2011) “Sub-milliwatt sub-millisecond recording of population gratings in ytterbium-doped optical fibers at 976 nm.” *Optics Communications*; Volumen **284**, número (8): 2202-2205 p.

Participaciones en congresos:

1. D. García-Casillas and S. Stepanov “Linearizing response of adaptive interferometer based on dynamic grating in Er-doped fiber with saturable absorption” *Binational Consortium of Optics School: “Optics of Novel Materials and of Condensed Matter”* (Universidad de Arizona, 2006), Presentación mural no arbitrada.
2. Serguei Stepanov, Fernando Pérez Cota, Daniel García Casillas, and Marcos Plata Sánchez “Transient two-wave mixing in linear interferometer based on Er-doped optical fiber with saturable absorption.” *Frontiers in Optics, OSA’s 91th Annual Meeting* (Optical Society of America, 2007), Paper JSuA34.
3. D. García-Casillas and S. Stepanov “Polarization insensitive Detection of optical Phase Modulation via Two-wave Mixing in Er-Doped fiber with Saturable Absorption.” *The Conference on Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS, 2008)*, Paper JWA17.
4. D. García-Casillas and S. Stepanov “High Sensitivity Recording of Dynamic Population Gratings in Saturable Yb-Doped Fibers at 976nm.” *Frontiers in Optics, OSA Technical Digest* (Optical Society of America, 2009), Paper JWC36.

Estancias de Investigación:

- Estancia de investigación de tres meses (enero-marzo de 2010) en el grupo de telecomunicaciones de la facultad politécnica de la universidad de Mons, en Mons, Bélgica con el Dr. Andrei Fotiadi.

VI.3 Conclusión general del trabajo

En general, las técnicas propuestas para acelerar los tiempos de formación de las rejillas dinámicas funcionan en cuanto a que es notorio la mayor rapidez y la mejora en la sensibilidad (en caso del uso de bombeo). Los tiempos de respuesta esperados al inicio

del proyecto de tesis (del orden de μs) no se lograron obtener del todo, ya que los tiempos característicos de formación de la rejilla dependen de la dinámica total del sistema, siendo los tiempos característicos de decaimiento del nivel metaestable los que gobiernan dicho proceso. Las técnicas de grabado con bombeo en FDY muestran rejillas más rápidas y una mayor sensibilidad, pero con el riesgo de que al aumentar la potencia de bombeo el sistema interferométrico de detección puede entrar en el régimen de oscilación.

VI.4 Propuestas para el trabajo futuro

1. Se propone la utilización de análisis numérico para encontrar las condiciones de grabado que permitan la mayor eficiencia en el grabado de las rejillas y los tiempos de formación más rápidas dada la configuración.
2. También es interesante intentar hacer investigaciones experimentales más detalladas de MDO en FDE y FDY con la longitud de onda de bombeo (976 nm) y potencias bastante altas para asegurar la emisión espontánea amplificada
3. La formación de las rejillas (con ≈ 1530 nm en FDE y con 1064 nm en FDY) en las fibras bombeadas ópticamente cerca del umbral de generación también puede ser muy interesante.

Referencias

- Agrawal, G. P. (2002). *Fiber-optic communication systems*. Wiley-Interscience, Hoboken, New Jersey, USA. 546 pp.
- Barmenkov, Y. O. y Kir'yanov, A. V. (2005). Dynamic bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-modulated beams' coupling. *Journal of Quantum Electronics*, **41**(9): 1176–1180.
- Becker, P. C., Olsson, N. A., y Simpson, J. R. (1999). *Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Fundamentals and Technology*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, USA. 460 pp.
- Brignon, A. y Huignard, J. (2004). *Phase Conjugate Laser Optics*. John Wiley and Sons, Hoboken, New Jersey, USA. 410 pp.
- Celis, M. A., Rodríguez Montero, P., y Stepanov, S. (1998). Polarisation-independent linear homodyne detection of optical phase modulation with adaptive photodetectors. *Electronic Letters*, **34**(8): 797–799.
- Cheng, Y., Kringelbotn, J. T., Lo, W. H., Laming, R. I., y Payne, D. N. (1997). Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter. *Optics Letters*, **20**(8): 875–877.
- Collier, R., Burckhardt, C., y Lin, L. (1971). *Optical holography*. Academic Press, New York, USA. 605 pp.
- Damzen, M. J., Green, R. P. M., y Syed, K. S. (1995). Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms. *Optics Letters*, **20**(16): 1704–1706.
- Delaye, P., Blouin, A., Drolet, D., Monchalín, J. P., de Montmorillon, L., y Roosen, G. (1999). Polarization independent phase demodulation using photorefractive two-wave mixing. *Appl. Phys. Lett.*, **74**(21): 3087–3089.
- Desurvire, E., Bayart., D., Desthieux, B., y Bigo, S. (2002). *Erbium Doped Fiber Amplifiers, Device and System Developments*. Wiley Interscience, New York, USA. 1283 pp.
- Dewhurst, R. J. (1990). Optical sensing of ultrasound. *Nondestructive Testing and Evaluation*, **5**(2): 157–169.
- Dewhurst, R. J. y Shan, Q. (1999). Optical remote measurement of ultrasound. *IOP Publishing Ltd.*, **10**(11): 139–168.

- Digonnet, M. J. F. (2001). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker, Inc, 270 Madison Av. New York, NY, USA. 777 pp.
- Eichler, H. J., Gunter, P., y Pohl, D. W. (1986). *Laser-Induced Dynamic Gratings*. Springer-Verlag Editorial Board, Berlin, Germany. 286 pp.
- Feuer, M. D. (1998). Length and power dependence of self-adjusting optical fiber filters. *Photonics Technology Letters*, **10**(11): 1587–1589.
- Fischer, B. y Zyskind, J. L. (1993b). Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, **18**(24): 2108–2110.
- Fischer, B., Zyskind, J. L., Sulhoff, J. W., y DiGiovanni, D. J. (1993). Nonlinear four-wave mixing in erbium-doped fibre amplifiers. *Electronics Letters*, **29**(21): 1858–1859.
- Fotiadi, A. A., Antipov, O. L., y Mégret, P. (2008). Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode yb-doped optical fibers. *Optics Express*, **16**(17): 12658–12663.
- French, V. A. y Powell, R. C. (1991). Laser-induced grating measurements of energy migration in tm,ho:yag. *Optics Letters*, **16**(9): 666–668.
- Friskén, S. J. (1992). Transient bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, **17**(24): 1776–1778.
- Fukada, Y., T., I., y A., M. (1994). Ber fluctuation suppression in optical in-line amplifier systems using polarization scrambling technique. *Electron Letters*, **30**(5): 432–433.
- García Casillas, D. (2006). *Investigación Sobre Interferómetro Adaptativo Basado en Mezclado de dos Ondas en Fibras Ópticas dopadas con erbio*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada, Baja California, México. 113 pp.
- García Casillas, D., Stepanov, S., y Plata Sánchez, M. (2007). Linearizing response of adaptive interferometer based on dynamic grating in erbium-doped fiber with saturable absorption. *Revista Mexicana de Física*, **53**(2): 144–148.
- Hariharan, P. (2003). *Optical Interferometry*. Academic Press, San Diego, CA, USA. 343 pp.
- Havstad, S. A., Fischer, B., Willner, A. E., y Wickham, M. G. (1999). Loop-mirror filters based on saturable-gain or absorber gratings. *Optics Letters*, **24**(21): 1466–1468.
- Horowitz, M., Daisy, R., Fischer, B., y Zyskind, J. L. (1994). Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing. *Optics Letters*, **19**(18): 1406–1408.

- Horowitz, M., Daisy, R., Fischer, B., y Zyskind, J. L. (1994b). Narrow-linewidth, single-mode erbium-doped fiber laser with intracavity wave mixing in saturable absorber. *Electronics Letters*, **30**(8): 648–649.
- Kashyap, R. (1999). *Fiber Bragg Gratings - Optics and Photonics*. Academic Press, San Diego, CA, USA. 458 pp.
- Kersey, A. D., Marrone, M. J., y Dandridge, A. (1990). Polarization diversity detection for fiber interferometers using active feedback control of output polarization-mode selection. *Optics Letters*, **15**(22): 1315–1317.
- Kersey, A. D., Marrone, M. J., y Dandridge, A. (1999). Adaptive polarization diversity detection scheme for coherent communications and interferometric fiber sensors. *United States Patent*, **5,986,784**. 13 pp.
- Kirkendall, C. K. y Dandridge, A. (1996). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**(18): 197–216.
- Kishi, N. y Yazaki, T. (1999). Frequency control of a single-frequency fiber laser by cooperatively induced spatial-hole burning. *Photonics Technology Letters*, **11**(2): 182–184.
- Mazurczyk, V., Stolen, R., Wang, J., y Poole, C. (1995). Observation of polarization hole burning in er-doped fiber for circular polarization of the saturating signal. *Tech. Digest Optical Fiber Communication (OFC)'95*, **8**(TuJ): 49–50.
- Noginov, M. A., Caulfield, H. J., Venkateswarlu, P., y Mahdi, M. (1996). Study of migration in cr:er:ysgg using an upconversion light induced grating technique. *Optical Materials*, **5**(1-2): 97–103.
- Núñez Quintero, J. A. (2009). *Interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con iterbio para la detección de ondas ultrasónicas*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada, Baja California, México. 88 pp.
- Núñez Santiago, C. (2005). *Investigación del mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con Erblio con bomdeo óptico*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada, Baja California, México. 107 pp.
- Paschotta, R., Nilsson, J., Reekie, L., Trooper, A. C., y Hanna, D. C. (1997). Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning. *Optics Letters*, **22**(1): 41–43.
- Pérez Cota, F. A. (2007). *Caracterización de un interferómetro en línea adaptativo basado en el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erblio enfocado a la medición de vibraciones mecánicas*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada, Baja California, México. 95 pp.

- Plata Sánchez, M. A. (2007). *Investigación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio*. Tesis de doctorado, INAOE, Tonantzintla, Puebla, México. 191 pp.
- Rodríguez Montero, P., Stepanov, S., Pérez Cota, F., y Nuñez Quintero, A. (2009). Adaptive detection of laser induced ultrasound via two-wave mixing in saturable erbium-doped optical fiber. *Tech. Digest of CLEO'Europa*.
- Saleh, B. E. A. y Teich, M. C. (1991). *Fundamental of Photonics*. Wiley-Interscience, New York, USA. 949 pp.
- Scruby, C. B. y Drain, L. E. (1990). *Laser Ultrasonics: techniques and applications*. Adam Hilger Inc., England, UK. 447 pp.
- Siegman, A. E. (1986). *Lasers*. Sausalito University Science Books, Mill Valley, CA, USA. 1283 pp.
- Skirtach, A. G., Boothroyd, S. A., y Grover, C. P. (1999). Measurement of the nonlinear response in a strongly pumped erbium doped amplifiers for all-optical switching. *Optical Fiber Communication OFC/IOOC '99 Technical Digest (paper ThS6-1)*, **3**: 279–281.
- Solymar, L., Webb, D. J., y Grunnet-Jepsen, A. (1996). *The physics and applications of photorefractive materials*. Oxford University Press, New York, USA. 493 pp.
- Stepanov, S. (2006). Two-wave mixing via reflection population gratings. *Optik*, **117**(4): 151–162.
- Stepanov, S. y Hernández Hernández, E. (2005b). Observation of spatial migration of excitation in er-doped optical fibers by means of population grating technique. *Optics Letters*, **30**(15): 1926–1928.
- Stepanov, S. y Hernández Hernández, E. (2007). Detection of dynamic population gratings in erbium-doped optical fibers by means of transient fluorescence excited by oscillating interference pattern. *Journal of The Optical Society of America B*, **24**(6): 1262–1267.
- Stepanov, S. y Hernández Hernández, E. (2007d). Phase contribution to dynamic gratings recorded in er-doped fiber with saturable absorption. *Optics Communications*, **271**: 91–95.
- Stepanov, S. y Nalwa, H. S. (2001). *Handbook of advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*, Vol. 2. Academic Press, San Diego, CA, USA.
- Stepanov, S. y Núñez Santiago, C. (2006b). Intensity dependence of the transient two-wave mixing via population gratings in er-doped fibers. *Optics Communications*, **264**: 105–115.

- Stepanov, S. y Pérez Cota, F. (2007c). Transient two-wave mixing in a linear configuration of an adaptive interferometer based on er-doped fiber with saturable absorption. *Optics Letters*, **32**(17): 2532–2534.
- Stepanov, S. y Plata Sánchez, M. (2004b). Efficiency of two-wave mixing via dynamic bragg gratings in erbium-doped optical fibers. *Ukrainian Journal of Physics*, **49**(4): 389–399.
- Stepanov, S., Hernández, E., y Plata, M. (2004). Two-wave mixing by means of dynamic bragg gratings recorded by saturation of absorption in erbium-doped fibers. *Optics Letters*, **29**(12): 1327–1329.
- Stepanov, S., Plata Sánchez, M., y Hernández Hernández, E. (2004c). Collinear mixing of orthogonally polarized waves via polarization hole burning in birefringent er-doped fiber. *Optics Communications*, **244**: 159–165.
- Stepanov, S., Plata Sánchez, M., y Hernández Hernández, E. (2005). Two wave mixing of orthogonally polarized waves via anisotropic dynamic gratings in er-doped optical fiber. *Optical Society of America*, **22**(6): 1161–1166.
- Stepanov, S., Fotiadi, A. A., y Mégret, P. (2007b). Effective recording of dynamic phase gratings in yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm. *Optics Express*, **15**(14): 8832–8837.
- Taylor, M. G. (1993). Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system. *Journal of Lightwave Tech*, **5**(10): 1244–1246.
- Wysocki, P. y Mazurczyk, V. (1996). Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers: computer model and approximate formulas. *J. Lightwave Technology*, **14**(4): 572–584.
- Yeh, P. (1993). *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. Wiley-Interscience, 605 Third Avenue, New York, NY, USA. 410 pp.

Apéndice A

Lista del equipo y de los elementos ópticos usados en el trabajo

Para el desarrollo del proyecto de tesis, se usaron materiales, equipo y componentes con las siguientes características:

Láseres:

- Láseres semiconductores DFB Thorlabs 53FC1550, con salida de 2 mW a 1550 nm; NLK1456STB a 1492 nm; NLK1556STG a 1526 y 1568 nm, con potencia de salida típica de 20 mW.
- Láseres semiconductores de bombeo JDS 11-8000-070 y 11-8000-120, con salida de 70 y 120 mW a 980 nm.
- Láser semiconductor de alta coherencia QPhotonics QFBGLD-980-5, con salida de 5 mW a 976 nm.

Muestras de fibras ópticas dopadas con erbio:

- HG980 de Fitel y Er-25-05-PM de CoreActive.

Muestras de fibras ópticas dopadas con iterbio:

- Yb118 e Yb125, de CoreActive.

Moduladores ópticos:

- Modulador de fase electro-óptico Micro-Photonix, para el rango espectral 1470-1570 nm con entrada y salida de fibra óptica birrefringente, con conectores FC.

- Modulador de fase electro-óptico Covega 18406-10, también para el rango espectral 1470-1570 nm.
- Moduladores piezoeléctricos Thorlabs AE2003D04 y AE050D16, de 4 y 20 mm de longitud, con frecuencias de resonancia a 256 kHz y 69 kHz, respectivamente.
- Cortador de luz mecánico modelo SR540, de Stanford Research Systems, con frecuencia de modulación de hasta 4 kHz.

Equipo electrónico:

- Osciloscopios digitales Tektronix TDS 340 y TDS 3012B, con ancho de banda = 100 MHz; TDS210, con ancho de banda = 60 MHz, todos de dos canales y con promediado de hasta 512 trazos.
- Osciloscopio digital Le Croy Wavesurfer 422, de dos canales, con 200 MHz de ancho de banda.
- Analizador de espectros óptico HP70004A 600-1700 nm, con una resolución de 0.1 nm.
- Analizador de espectros óptico EXFO wavemeter, con una resolución de 0.01 nm.
- Generadores de funciones Stanford Research Systems DS335 y DS345, con 20 Vpp de amplitud máxima de salida, y ancho de banda de 3 y 30 MHz respectivamente.
- Generador de funciones arbitrarias Tektronix AFG3021, con 5 Vpp de amplitud máxima de salida y ancho de banda de 25 MHz.
- Controladores de corriente para diodo láser LDC500 y LDC200, con cabezas tipo mariposa LM14 de Thorlabs.
- Multímetros diversos.

Elementos pasivos de fibra óptica:

- Aisladores ópticos para 1550, 1480, 1064 nm y 980 nm de AFW y Thorlabs.

- Atenuadores ópticos variables de OZ optics.
- Acopladores “50/50” modelo 10202A-50-FC y “99/1” modelo 10202A-99-FC para 1550 nm de Thorlabs; “90/10” modelo FOSC-2-49-10-1-L-1-F para 1480 nm; “50/50” modelo FOSC-2-64-50-L-1-F-1 para 1064 nm y “50/50” modelo FOSC-2-98-50-L-1-F-1 para 980 nm de AFW.
- Circuladores Thorlabs y Oyokoden modelo 6015-3-FC para 1550 nm.
- Controladores de polarización Thorlabs.
- Fibras de trabajo SMF28 para 1550 nm; Corning HI-1060 y Nufern 1060-XP para 1064 y 980 nm.

Detectores:

- Fotodiodos PIN de GaAlAs Thorlabs DET410, con rango de operación 900 - 1700 nm.

Equipo de corte, conectorizado, y pulido de las fibras, y también equipo para el empalme de fibras de otros grupos del departamento.