

# **Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada**



**Caracterización de un interferómetro en línea adaptativo basado  
en el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio  
enfocado a la medición de vibraciones mecánicas.**

**TESIS**

**MAESTRÍA EN CIENCIAS**

**Fernando Abraham Pérez Cota**

Ensenada, Baja California, México, diciembre del 2007.

TESIS DEFENDIDA POR

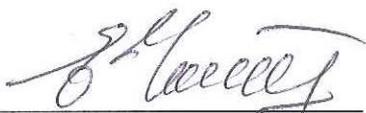
Fernando Abraham Pérez Cota

Y aprobada por el siguiente comité:



Dr. Serguei Stepanov

*Director del Comité*



Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

*Miembro del Comité*



Dr. Santiago Camacho López

*Miembro del Comité*



MC. Ricardo Francisco Núñez Pérez

*Miembro del Comité*



Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del programa en  
Óptica*



Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Encargado del despacho de la Dirección  
de Estudios de Posgrado*

11 de Diciembre del 2007.

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN  
SUPERIOR DE ENSENADA



---

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ÓPTICA

---

**Caracterización de un interferómetro en línea adaptativo basado  
en el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio  
enfocado a la medición de vibraciones mecánicas.**

TESIS

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

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

**Fernando Abraham Pérez Cota**

Ensenada, Baja California, México. Diciembre del 2007.

RESUMEN de la tesis que presenta **Fernando Abraham Pérez Cota**, como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, B. C. Diciembre del 2007.

**Caracterización de un interferómetro en línea adaptativo basado en el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio enfocado a la medición de vibraciones mecánicas.**

Resumen aprobado por:



---

Dr. Serguei Stepanov

*Director de Tesis*

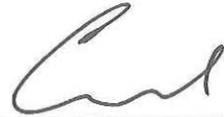
Se desarrolló una configuración experimental de un interferómetro adaptativo, basado en el Mezclado de Dos Ondas (MDO) transitorio en fibras dopadas con erbio y enfocado a la medición de vibraciones mecánicas. El interferómetro tiene una configuración en línea y trabaja con una longitud de onda de 1492nm que contribuye con una componente de fase de la rejilla grabada. Los experimentos se realizaron con modulación de fase rectangular dada por una superficie vibrante, dependencias de la amplitud de MDO contra la potencia de entrada  $P_{ent}$ , la densidad óptica  $\alpha_0 L$  de la fibra y el factor de acoplamiento  $\gamma$  fueron obtenidas. Una simulación numérica fue desarrollada para comparar con los resultados experimentales y ésta presenta concordancia "cualitativa", pero una discrepancia cuantitativa alrededor de 1.5 a 2 veces para fibras cortas. También mostró que la eficiencia de la amplitud de MDO en el interferómetro en línea es aproximadamente 2 veces mayor que en la configuración simétrica del interferómetro de Sagnac y no existe una dependencia notable con el factor de acoplamiento. Se optimizó el funcionamiento del interferómetro tomando en cuenta la relación señal a ruido y el tiempo de formación de la rejilla. Un prototipo de un vibrómetro fue desarrollado implementando un acoplador aire-fibra comercial con lo que se pudo eliminar las reflexiones parásitas y llevar a cabo detección a distancia ( $\approx 3\text{ cm}$ ) de vibraciones mecánicas. Se evaluó la sensibilidad del sistema y el desplazamiento mínimo detectable dando  $S=0.95\text{ mV/nm}$  y  $\Delta L_{min}=5\text{ nm}$ , respectivamente, en un ancho de banda de 10 MHz y con tiempo de formación de la rejilla  $\tau_g$  menor a 1ms. Finalmente se simuló la detección de señales cortas y se realizaron experimentos con señales cortas de 2.25 MHz detectadas en un bloque de aluminio.

**Palabras clave:** interferómetro adaptativo, fibras dopadas con erbio, rejillas de población, mezclado de dos ondas.

ABSTRACT of the thesis presented by **Fernando Abraham Pérez Cota**, as a partial requirement to obtain the MASTER SCIENCE degree in OPTICS WITH ORIENTATION OR MAJOR IN OPTOELECTRONICS. Ensenada, B. C. November 2007.

**Characterization of an adaptive linear interferometer based on two wave mixing in erbium doped fiber for detection of mechanical vibrations**

Abstract approved by:



---

Dr. Serguei Stepanov

*Thesis director*

Experimental configuration of an adaptive interferometer based on transient two-wave mixing (TWM) in erbium-doped optical fibers for detection of mechanical vibrations was developed. The interferometer has linear configuration and operates at wavelength 1492 nm, which ensured significant contribution of a phase component in the recorded population grating. In the experiments performed with rectangular phase modulation of the vibrating mirror, dependencies of the TWM amplitude on the input laser power, optical density of the doped fiber, and on the coupling fiber-to-free space were obtained. Numerical simulation was also performed, which proved to be in general qualitative agreement with the experimental data and with only by factor 1.5-2 quantitative discrepancy for short fibers. It was shown that that maximal relative TWM amplitude is approximately two times larger than in symmetric Sagnac interferometer and does not show significant dependence on the coupling coefficient. The configuration was optimized taking into account both the signal-to-noise ratio in the detected signal and the adaptive properties of the system and a prototype of the vibrometer utilizing commercial coupler fiber-to-free space with reduced back-reflection was developed. Experimental evaluation of the sensitivity and the minimal vibration amplitude detected by this device gave  $S=0.95\text{mV/nm}$  and  $\Delta L_{min}=5\text{ nm}$  in 10 MHz frequency band respectively with shorter than 1 ms time of the dynamic grating formation. Finally, simulation of detection of short pulsed displacements was performed and experiments on detection of 2.25 MHz ultrasonic signals in thick aluminum plate were also realized.

**Keywords:** adaptive interferometer, erbium doped fibers, population gratings, two wave mixing.

*A mis padres, Alicia y Epifanio*  
*Y a mis hermanos, Marco, Nidia y Francisco*

## Agradecimientos

A mis padres Alicia y Epifanio, a quienes les debo todos mis éxitos y sin su apoyo no estaría aquí.

Al Dr. Serguei Stepanov por haberme dado la oportunidad de llevar a cabo esta investigación. Y por todas sus enseñanzas, recomendaciones y consejos brindados que fueron indispensables a lo largo del desarrollo de este trabajo.

A mi novia Giovanna, que su cariño, apoyo y comprensión me ayudaron a finalizar exitosamente este trabajo. Mil gracias.

A mis compañeros de grupo Daniel y Eliseo, quienes contribuyeron significativamente dando su apoyo, opinión y sugerencia.

A los miembros del comité por su tiempo y ayuda.

A CONACYT por otorgarme la beca y la oportunidad de seguir superandome.

Ensenada, México  
11 de Diciembre del 2007.

Fernando Abraham Pérez Cota

# Tabla de Contenido

Capítulo	Página
<b>Resumen</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xii</b>
<b>I Introducción</b>	<b>1</b>
I.0.1 Antecedentes . . . . .	5
I.0.2 Objetivo . . . . .	6
<b>II Conceptos Básicos</b>	<b>8</b>
II.0.3 Introducción . . . . .	8
II.1 Fibras dopadas con erbio . . . . .	8
II.1.1 Saturación de absorción óptica en sistemas de dos niveles. . . . .	11
II.1.2 Transmitancia no lineal. . . . .	12
II.2 Rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio . . . . .	13
II.2.1 Ecuaciones de onda acopladas para el MDO estacionario . . . . .	16
II.3 Interferometría adaptativa y su aplicación a la detección de ultrasonido	18
II.4 Conclusiones . . . . .	20
<b>III Arreglo experimental y caracterización de los elementos del sistema</b>	<b>22</b>
III.0.1 Introducción . . . . .	22
III.1 Interferómetros de fibra óptica utilizados para la formación de rejillas dinámicas . . . . .	22
III.2 Caracterización de láser DFB . . . . .	25
III.3 Caracterización del modulador piezoeléctrico . . . . .	31
III.4 Caracterización de las fibras dopadas con erbio . . . . .	33
III.4.1 Evaluación experimental de los parámetros de las FDE's via Transmitancia no lineal. . . . .	34
III.4.2 Evaluación experimental de la Potencia de Saturación via fluorescencia transversal. . . . .	35
III.5 Conclusiones . . . . .	38
<b>IV Mezclado de dos ondas en la configuración interferométrica en línea</b>	<b>40</b>
IV.0.1 Introducción . . . . .	40
IV.1 Configuración experimental . . . . .	40
IV.2 Datos experimentales . . . . .	42

# Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
IV.3 Simulación Teórica . . . . .	46
IV.4 Discusión . . . . .	49
IV.4.1 Evaluación del factor de acoplamiento $\gamma$ . . . . .	49
IV.4.2 Comparación de resultados teóricos con experimentales . . . . .	50
IV.5 Conclusiones . . . . .	53
<b>V Caracterización y optimización de un interferómetro para la detección de vibraciones mecánicas</b>	<b>55</b>
V.0.1 Introducción . . . . .	55
V.1 Evaluación del ruido en el sistema . . . . .	55
V.2 Evaluación de las capacidades adaptativas del interferómetro. . . . .	57
V.3 Condiciones óptimas de operación del interferómetro en línea. . . . .	59
V.4 Sensibilidad del sistema y desplazamiento mínimo detectable . . . . .	61
V.5 Simulación de detección de señales ultrasónicas . . . . .	64
V.6 Conclusiones . . . . .	67
V.6.1 Propuestas para mejorar el interferómetro. . . . .	68
<b>VI Resultados principales del trabajo y conclusiones</b>	<b>71</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>73</b>
<b>A Apendices</b>	<b>76</b>
A.1 Código en Matlab . . . . .	76
A.2 Contribuciones de éste Trabajo . . . . .	81

# Lista de Figuras

Figura	Página
1 Esquema simplificado del interferómetro de Match Zender para la detección de vibraciones mecánicas. . . . .	2
2 Punto de operación de un interferómetro con respuesta lineal. . . . .	2
3 Esquemas simplificados de un interferómetro adaptativo para la detección de vibraciones mecánicas. Configuración con mezclado de dos ondas por una rejilla de refracción a) y Configuración similar utilizando una rejilla de reflexión (interferómetro en línea) b). . . . .	4
4 Esquema simplificado del interferómetro en línea basado en fibra óptica para la detección de vibraciones mecánicas. . . . .	6
5 Estructura simplificada de una fibra óptica. . . . .	9
6 Sistema de tres niveles de iones de Erblio en sílice, con bombeo a 980nm: emisión espontánea a) y emisión estimulada b). . . . .	9
7 Sistema de dos niveles simplificado con una diferencia de energías $\hbar\omega$ y un tiempo característico de emisión espontánea $\tau$ . . . . .	11
8 Dependencia de la absorción en función de la intensidad en una fibra con absorción saturable. . . . .	12
9 Esquema de una rejilla de Bragg de índice de refracción o absorción. . . . .	14
10 Configuración típica para el grabado de rejillas en fibras fotosensibles (Kartalopoulos, 2002). . . . .	15
11 Primer configuración utilizada para observar rejillas dinámicas en una FDE (Friskén, 1992). . . . .	16
12 Mezclado de dos ondas transitorio en una FDE. a) Por rejilla de Bragg dinámica y b) Su respuesta transitoria a una modulación de fase rectangular. . . . .	17
13 Distribución de intensidad y absorción en una fibra dopada cuando se le aplica un pulso de fase de $\pi$ : antes del pulso a), después del pulso b)(Casillas., 2006). . . . .	19
14 Esquema simplificado del interferómetro de Sagnac para la formación y detección de rejillas dinámicas. La señal cuadrada es la modulación y la señal con picos hacia abajo representa la señal de MDO detectada. . . . .	23
15 Esquema simplificado del interferómetro en línea para la formación y detección de rejillas dinámicas. . . . .	25
16 Configuración utilizada para la caracterización de la potencia de salida del láser DFB. . . . .	25
17 Dependencia de la potencia de salida del láser contra corriente de bombeo. . . . .	27
18 a) Espectro de emisión del láser con corriente de bombeo de 30mA. b) Dependencia de la longitud de onda central contra corriente de bombeo del láser. . . . .	28
19 Ruido de amplitud del láser: (a) valor efectivo contra potencia de salida, (b) trazo típico del osciloscopio para $P_{ent} = 3,3mW$ . . . . .	29

# Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
20	Arreglo utilizado para la evaluación del ruido de fase y coherencia. . . . .	29
21	Resultados de ruido contra potencia de entrada a distintas diferencias de camino óptico. . . . .	30
22	Comparación de ruido de amplitud y fase. Dependencia del ruido de fase contra la diferencia de caminos ópticos (a), Dependencia del ruido contra potencia de salida, aquí $\Delta Ln = 0$ representa el ruido de amplitud (b). . . . .	31
23	Visibilidad del patrón de interferencia contra diferencia de caminos ópticos ( $visibilidad = (V_{max} - V_{min})/V_{max}$ ), obtenida para distintas potencias de salida del láser. . . . .	32
24	Interferómetro utilizado para la caracterización del actuador piezoeléctrico. El trazo muestra la respuesta al voltaje $V_{2\pi}$ . En el recuadro la línea punteada es el voltaje aplicado al piezoeléctrico y la línea continua la respuesta del interferómetro. . . . .	33
25	Configuración experimental para medición de transmitancia no lineal. La línea continua en el recuadro representa la evaluación teórica, los cuadros representan los datos experimentales . . . . .	35
26	Configuración experimental para la medición de la fluorescencia transversal. La señal cuadrada representa la potencia de entrada y la señal con forma de aleta la respuesta de la fluorescencia. . . . .	36
27	Interpolación para encontrar el valor de $P_{sat}$ Er 103; los círculos representan $\tau_0$ y los cuadros $\tau$ . . . . .	38
28	Configuración experimental del interferómetro en línea utilizada para los experimentos de MDO . . . . .	41
29	Montura experimental utilizada para la realización de los experimentos de MDO en la configuración interferométrica lineal. . . . .	41
30	Trazos característicos obtenidos a distintas amplitudes de modulación: $V_\pi$ (arriba). Abajo: $V_\pi/2$ (Izquierda), $V_\pi/4$ (derecha). . . . .	43
31	Resultados experimentales de MDO en la fibra Er 103 con $P_{sat} = 0.9mW$ . a) Contra potencia de entrada $P_{ent}$ y b) $MDO_{max}$ contra densidad óptica $\alpha_0 L$ . . . . .	44
32	Evaluación de nivel estacionario por corrección de fluorescencia. Los cuadros círculos y triángulos representan el nivel total detectado, el de fluorescencia y el estacionario de MDO, respectivamente. . . . .	45
33	Distribución de las potencias de grabado evaluadas a partir de una simulación numérica. . . . .	47
34	Dependencia del valor de MDO ( $\Delta V/V_0$ ) obtenido con la simulación numérica. (a) Contra potencia de entrada. (b) $(\Delta V/V_0)_{max}$ contra densidad óptica . . . . .	48

# Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
35	Ajuste de curvas para evaluación de $\gamma$ . Las líneas continua, rayada y punteada, representan evaluaciones numéricas del nivel estacionario con $\gamma = 0.4, 0.2$ y $0.1$ respectivamente. Los cuadros representan las mediciones experimentales. . . . .	50
36	Comparación de resultados de la amplitud del MDO contra potencia de entrada. Las líneas presentan las mismas características en las de la figura ??(a). . . . .	51
37	Comparación de resultados de MDO en las fibras con distintas longitudes. Las líneas presentan las mismas características en la figura ??(b). Los cuadros solidos representan los fragmentos de la fibra Er103 y el cuadro hueco representa la fibra Er123 de 1m. . . . .	52
38	Dependencia de la señal de MDO contra el factor de acoplamiento $\gamma$ para la fibra Er103 de 2m donde los cuadros y los círculos representan $P_{ent}/P_{sat} = 1,3$ y $8.2$ respectivamente. En la derecha las líneas representan el cálculo teórico de la potencia del nivel estacionario para $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6$ y $0.7$ de abajo hacia arriba respectivamente. . . . .	53
39	Dependencia de $\Delta V, V_N$ y $\Delta V/V_N$ contra potencia de entrada para un factor de acoplamiento $\gamma = 0.15$ y densidad óptica $\alpha_0 L = 0.85$ . . . . .	56
40	Ejemplo de dependencia de $\Delta V, V_N$ y $\Delta V/V_N$ contra $V_0$ para la Er 123 de 1m ( $\alpha_0 L = 4.3$ ) y con potencia de entrada $P_{ent} = 8.0\text{mW}$ . Obtenidas variando el factor de acoplamiento. . . . .	57
41	Ejemplo de una aproximación a un decaimiento exponencial del MDO transitorio para la evaluación del tiempo de formación de la rejilla $\tau_g$ en la fibra Er 123 de 1m con $P_{ent} = 2.1\text{mW}$ , ancho de banda de $\approx 100\text{KHz}$ y promediando 512 trazos. . . . .	58
42	Velocidad de formación de la rejilla contra potencia de entrada. Las figuras llenas y huecas representan $\gamma = 0.15$ y $0.4$ respectivamente. La recta cortada representa dependencia lineal. . . . .	59
43	Respuesta en frecuencia del interferómetro en línea adaptativo (modulación de fase senoidal con detección del primer armónico). . . . .	60
44	Amplitud del voltaje de salida contra desplazamiento de la superficie de prueba. Con la fibra Er 123 de $\alpha_0 L = 4.3$ y $L = 1\text{m}$ , ancho de banda de $10\text{MHz}$ y $\gamma \approx 0.4$ . . . . .	63
45	Trazos del osciloscopio obtenidos sin promediación para desplazamientos: a) $\lambda/8$ , b) $\lambda/16$ , c) $\lambda/32$ , d) $\lambda/64$ . Todos los datos obtenidos con una fibra dopada de $\alpha_0 L = 4.3$ y $L = 1\text{m}$ , ancho de banda de $10\text{MHz}$ , $\gamma \approx 0.4$ y $P_{ent} = 8.0\text{mW}$ . . . . .	64

# Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
46	Trazos del osciloscopio obtenidos con promediación de dos tramas para desplazamiento positivo a) y negativo b) de $\lambda/16$ . Fibra Er 123 con $\alpha_0 L = 4.3$ y $L=1\text{m}$ , ancho de banda de 10MHz, $\gamma \approx 0.4$ y $P_{ent} = 8.0\text{mW}$ . . . . .	65
47	Trazos del osciloscopio obtenidos con un transductor ultrasónico. La línea continua fue obtenida promediando 512 tramas, $\alpha_0 L = 4.3$ , ancho de banda de 10MHz, $L=1\text{m}$ , $\gamma \approx 0.4$ y $P_{ent}=8.0\text{mW}$ . La línea punteada representa la salida del receptor del transductor. . . . .	66
48	Configuración experimental para la detección de pulsos ultrasónicos. . . . .	67
49	Configuración experimental del interferómetro con las mejoras propuestas. . . . .	70

# Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Voltajes de modulación para distintos piezoeléctricos. . . . .	33
II	Características básicas de las fibras. . . . .	34
III	Resultados obtenidos por ajuste de transmitancia no lineal. . . . .	36
IV	Resultados de $P_{sat}$ obtenidos por distintos medios. . . . .	38

# Capítulo I

## Introducción

La habilidad de hacer pruebas no destructivas ha tenido un gran impacto en la medicina y la industria desde hace más de 100 años. Los rayos X y el ultrasonido se utilizan ampliamente en diversos campos y para distintos propósitos. Como por ejemplo revisar un hueso fracturado o una lesión dentro del organismo, hacer verificaciones aduanales de manera eficiente, hasta medir la calidad de un material en pleno proceso de fabricación. Es por esto que los sistemas capaces de realizar pruebas no destructivas prometen seguir siendo una herramienta importante de la tecnología moderna. Es por ello que, el mejoramiento y desarrollo de técnicas para éste propósito es una tarea importante.

El uso del ultrasonido abarca gran parte de este campo, sin embargo, los dispositivos convencionales para la detección del ultrasonido (transductores piezoeléctricos), necesitan estar en contacto o muy cerca de la superficie bajo prueba y no tienen un ancho de banda amplio (Scruby y Drain, 1990). Alternativas a los transductores convencionales basadas en la óptica han sido propuestas desde la invención del láser. Todas funcionan mediante el uso del fenómeno de interferencia, es decir, se proponen interferómetros como vibrómetros. Idealmente estos sistemas ópticos presentan en general algunas ventajas sobre sus competidores de las cuales podemos mencionar las más importantes: pueden operar a distancia, no influyen el proceso observado, presentan una gran sensibilidad y tienen una respuesta plana en una banda de frecuencias muy amplia. Estas ventajas los hacen muy atractivos para la industria (Dewhurst, 1990).

Básicamente, en un vibrómetro el desplazamiento de la superficie de prueba provoca un cambio en la fase de la onda de señal  $S$  reflejada, la cual se hace interferir con la onda de referencia  $R$  con fase fija. Como resultado vemos un cambio en la intensidad detectada que

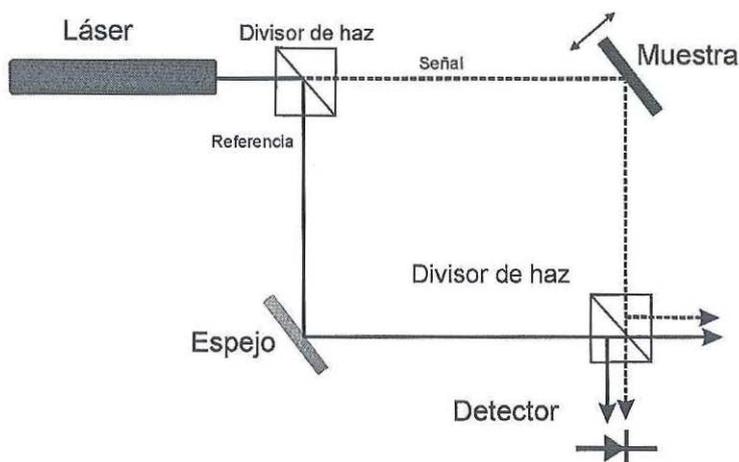


Figura 1. Esquema simplificado del interferómetro de Mach Zender para la detección de vibraciones mecánicas.

crece con el desplazamiento de la superficie de prueba (ver fig 1). Esta respuesta tiene una proporción lineal si tenemos una diferencia de fase inicial en ausencia de señal (punto de operación del interferómetro)  $\Delta\phi = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2\dots$  (Ver fig 2).

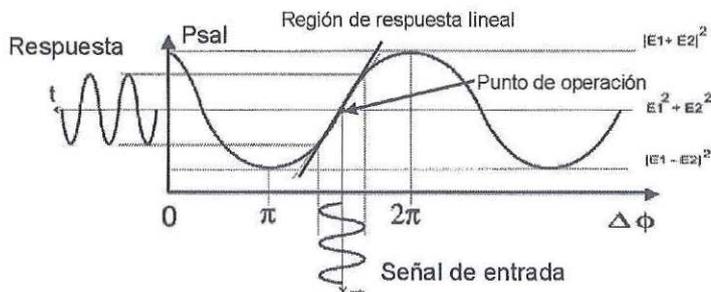


Figura 2. Punto de operación de un interferómetro con respuesta lineal.

En la figura 1 se muestra un esquema simplificado de un vibrómetro óptico convencional, basado en un interferómetro de Mach Zender. Esta configuración tradicional tiene algunas limitaciones: la superficie a prueba debe ser bastante lisa y es muy sensible al medio ambiente: cambios de temperatura o vibraciones mecánicas ambientales inestabilizan

fácilmente el punto de operación de este dispositivo. Esto hace que esta configuración sea imposible de utilizar bajo condiciones industriales (Dewhurst, 1990).

Para resolver estos problemas se han desarrollado una variedad de dispositivos basados en esquemas ópticos, de los cuales sólo algunos han logrado funcionar en ambientes industriales como por ejemplo: el interferómetro confocal de Fraby-Perot y los interferómetros adaptativos basados en medios fotorefractivos. El interferómetro confocal tiene tiempo de ser utilizado en la industria, pero es un dispositivo bastante complicado, costoso ( $\approx 50,000$  USD) y difícil de utilizar en la industria (aun es sensible a vibraciones). Los interferómetros adaptativos basados en efectos fotorefractivos como mezclado de dos ondas (MDO) (Ing y Monchalín, 1991) y en fuerza electromotriz no estacionaria (FEM) (Petrov *et al.*, 1986), son más simples y compactos. Esto los hace atractivos para algunas aplicaciones industriales.

De nuestro particular interés, son los interferómetros adaptativos basados en el mezclado de dos ondas (ver fig 3), los cuales tienen la capacidad de compensar cambios de fase inducidos por el ambiente y de trabajar con superficies rugosas. Estos interferómetros utilizan una rejilla dinámica grabada en un cristal fotorefractivo como un divisor de haz inteligente, el cual ajusta constantemente y con cierta rapidez la diferencia de fase  $\Delta\phi$ . Esto con el fin de conservar el punto de operación en la región lineal de la respuesta del interferómetro, en otras palabras estabilizar la respuesta del mismo. La figura 3 muestra un par de ejemplos de interferómetros adaptativos basados en el MDO y aplicados como vibrómetros. Básicamente ambos trabajan de la misma manera.

Se han hecho estudios diversos sobre este tipo de arquitectura, con distintos cristales fotorefractivos como  $BaTiO_3$  (Ing y Monchalín, 1991),  $GaAs$  (Blouin y Monchalín, 1994), o  $Bi_{12}SiO_{20}$  (Honda *et al.*, 1995) y en distintas configuraciones como bajo un campo eléctrico (Delaye *et al.*, 1997), utilizando haz de prueba amplio (Stepanov *et al.*, 2001) o mezclas de éstas. Todo este trabajo a llevado a la comercialización de dispositivos basados en estas arquitecturas. Sin embargo, son complicados, de elementos de volumen y son todavía

bastante costosos ya que utilizan láseres de estado sólido de alta potencia (50-400mW) y cristales fotorrefractivos de alta calidad. Además sus capacidades adaptativas no son lo suficientemente buenas para trabajar adecuadamente en ambientes industriales. Por ejemplo, la compañía Bossa Nova ofrece un vibrómetro basado en mezclado de dos ondas en un cristal de  $Bi_{12}SiO_{20}$  a un costo de alrededor de 30,000 USD. Este tiene tiempo de compensación de la rejilla dinámica alrededor de 10ms, el cual es insuficientemente rápido para ser usado en una aplicación industrial.

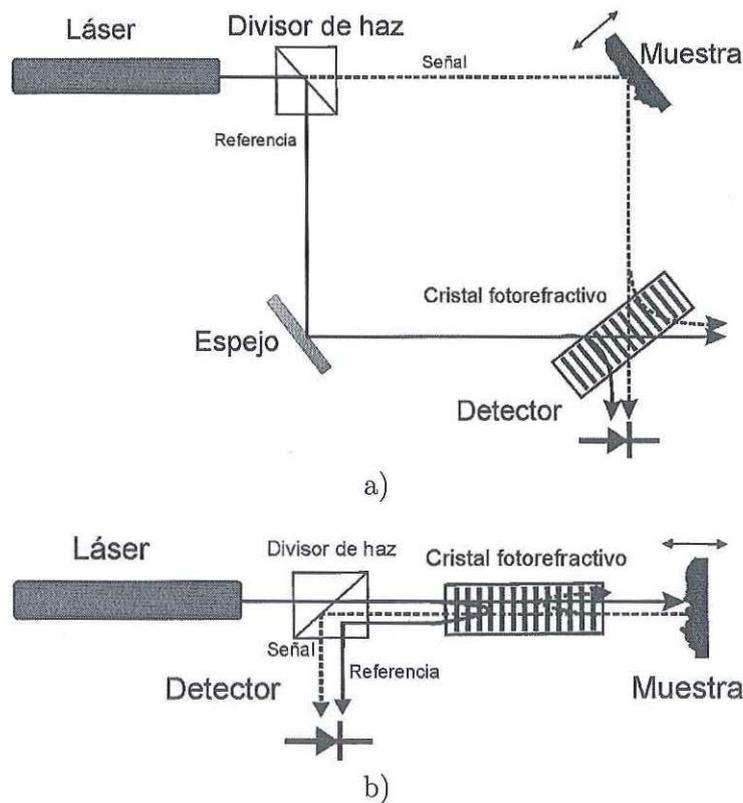


Figura 3. Esquemas simplificados de un interferómetro adaptativo para la detección de vibraciones mecánicas. Configuración con mezclado de dos ondas por una rejilla de refracción a) y Configuración similar utilizando una rejilla de reflexión (interferómetro en línea) b).

Desde este punto de vista, un interferómetro adaptativo similar, pero basado en fibra óptica, parece ser muy prometedor. Las fibras dopadas con erbio han demostrado tener

rapidez (sub-ms) y alta eficiencia de refracción de sus rejillas  $\approx 40\%$  (Stepanov y Hernández, 2006). Además, debido a la gran demanda de las fibras en las telecomunicaciones prácticamente todos los elementos necesarios para la elaboración de un interferómetro adaptativo existen en forma de fibras ópticas con diseño robusto, compacto y económico (fibras dopadas, láseres de semiconductor, circuladores, acopladores aire fibra, amplificadores ópticos etc.). Las fibras ópticas no necesitan alineaciones delicadas, sus elementos no son alterados por el polvo, trabajan con potencias bajas (mW) y no requieren línea de vista.

### I.0.1 Antecedentes

Las rejillas dinámicas en una fibra óptica dopada fueron observadas por vez primera en 1992 (Friskén, 1992). Desde entonces han tenido aplicaciones, de las cuales la gran mayoría se encuentran en el campo de las telecomunicaciones: principalmente en láseres (Fischer y Zyskind (1993) Horowitz *et al.* (1994)) y en filtros sintonizables (Feuer, 1998). A partir del 2004, algunas aplicaciones alternas han sido propuestas: interferometría adaptativa (Stepanov *et al.*, 2004) y medición de vibraciones mecánicas (García *et al.*, 2007). También, se han realizado estudios sobre las rejillas en distintas configuraciones y con distintas fibras: en el interferómetro de Sagnac (Stepanov *et al.*, 2004) , en el interferómetro en línea (Barmenkov *et al.*, 2005), o en fibras dopadas con yterbio (Stepanov *et al.*, 2007).

Particularmente en el grupo de "Rejillas Dinámicas" del CICESE, el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio se ha estudiado desde el 2004 (Plata, 2007), se ha observado la posible aplicación del interferómetro adaptativo como un vibrómetro. Se ha trabajado estudiando las características de éste: influencia de la potencia de grabado (Stepanov y Núñez, 2006), contribución de la rejilla de fase (Stepanov y Hernández, 2006), linealización de respuesta (García *et al.*, 2007).

Tomando en cuenta todo esto, en este trabajo se estudiará un interferómetro en línea adaptativo basado en el mezclado de dos ondas (MDO) en fibras dopadas con erbio para la medición de vibraciones mecánicas. En éste utilizaremos una fibra dopada con erbio

(FDE) en lugar de un cristal fotorefractivo como medio en el cual se lleva a cabo el MDO, un circulador en vez de un divisor de haz y un láser de semiconductor DFB (ver fig 4). La diferencia más importante con los interferómetros adaptativos de volumen, es el medio en el cual se lleva a cabo el mezclado de dos ondas. En el cristal fotorefractivo la rejilla nos da una  $\Delta\phi = \pi/2$ , es decir respuesta lineal del interferómetro. Y en una FDE la rejilla de amplitud nos da una respuesta cuadrática @1530nm. En nuestra configuración utilizaremos una longitud de onda alrededor de 1490 nm la cual nos mejora la linealidad de la respuesta (Stepanov y Hernández, 2006).

En los siguientes capítulos se estudiará el mezclado de dos ondas en el interferómetro propuesto las características más importantes de éste como instrumento empleado para la medición de vibraciones mecánicas, es decir, se estimara la capacidad del mismo para desempeñarse en una aplicación fuera del laboratorio.

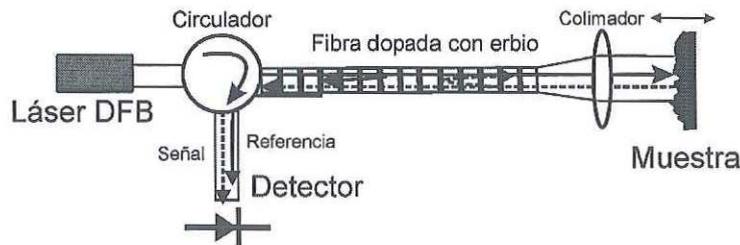


Figura 4. Esquema simplificado del interferómetro en línea basado en fibra óptica para la detección de vibraciones mecánicas.

## I.0.2 Objetivo

Los objetivos principales de este trabajo son los siguientes:

1. Desarrollar el sistema experimental del interferómetro en línea para la investigación de los procesos de mezclado de dos ondas en fibras ópticas dopadas con erbio utilizando una longitud de onda de 1492 nm y caracterizar los elementos principales de este sistema: láser semiconductor (DFB), modulador piezoeléctrico y las fibras dopadas.

2. Investigar experimentalmente el proceso de MDO transitorio en esta configuración para una modulación de fase rectangular (respuesta al escalón) y en particular la dependencia de amplitud de la señal de MDO de la potencia de entrada, longitud física y densidad de la fibra dopada, y del coeficiente de acoplamiento fibra/espacio libre.
3. Hacer una simulación numérica de la amplitud del MDO con las condiciones dadas en dicha configuración interferométrica y comparar sus resultados con los obtenidos experimentalmente.
4. Utilizar esta configuración como un vibrómetro adaptativo, para ser usada en experimentos de detección de señales de ultrasonido con ancho espectral de hasta 10 MHz y evaluar las fuentes principales de ruido en el sistema.
5. Hacer experimentos simulando la detección de señales pulsadas y evaluar los parámetros principales del sistema de detección como la rrelación de señal a ruido, sensibilidad maxima, y su propiedades adaptativas.

# Capítulo II

## Conceptos Básicos

### II.0.3 Introducción

Antes de comenzar con nuestro trabajo, es necesario comentar los fundamentos en los cuales se basa el mismo. Dedicaremos este capítulo a desarrollar los puntos más importantes concernientes a las fibras dopadas con erbio (FDE) y la interferometría adaptativa. Mencionaremos la capacidad de una fibra para desenvolverse como un absorbedor saturable, la formación de rejillas de Bragg dinámicas y su relación con el mezclado de dos ondas y la aplicación de estos fenómenos a la medición de vibraciones así como detalles importantes sobre los mismos.

### II.1 Fibras dopadas con erbio

Una fibra óptica es una guía de onda óptica que está formada por dos cilindros de vidrio coaxiales (núcleo y revestimiento) que tienen distintos índices de refracción  $n_n > n_r$ . Esto hace que la luz se guíe por reflexión total interna a través del núcleo (ver figura 5) (Saleh y Teich, 1991). Las fibras ópticas modernas pueden transportar la luz a grandes distancias con pocas pérdidas, lo que las ha hecho muy útiles para transmitir información (Agrawal, 2002). Sin embargo, estas fibras también son sensibles a una gran cantidad de variables físicas tales como temperatura, presión, humedad, etc., por lo cual su uso en el área de sensores se ha extendido mucho más de ser una simple guía de onda (Francis y Yin, 2002).

Las fibras también se pueden fabricar con distintas tierras raras (por ejemplo: Er, Nd, Yb), de las cuales la más común es el erbio (Er). La popularidad de éste como un dopante activo está asociado a la correspondencia de la longitud de onda de transición fundamental entre los dos niveles bajos 1 y 2 (1480-1570 nm) con el mínimo absoluto de

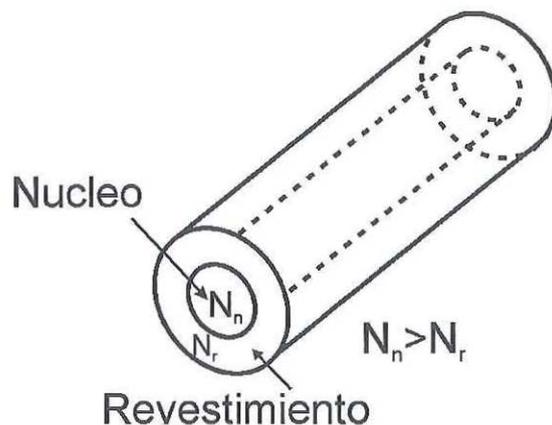


Figura 5. Estructura simplificada de una fibra óptica.

atenuación de las fibras modernas ( $\approx 0.5$  dB/km). Una fibra dopada con erbio es un medio que puede adquirir ganancia al ser bombeado ópticamente (Desurvire, 1986). Para entender mejor como funciona la fibra como un medio con absorción/ganancia saturable, podemos representar los iones de  $\text{Er}^{+3}$  como un sistema de tres niveles (Siegman, 1986). En este modelo, los iones de erbio insertados en el sílice pueden ocupar tres distintos niveles de energía: el estado base, (es el de menor energía y lo ocupan la mayoría de los iones en ausencia de excitación) el estado metaestable y el estado excitado (ver figura 6).

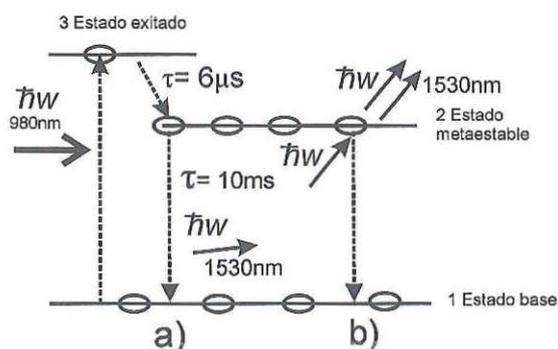


Figura 6. Sistema de tres niveles de iones de Erbio en sílice, con bombeo a 980nm: emisión espontánea a) y emisión estimulada b).

En ausencia de bombeo todos los iones se encuentran en el estado base. Si bombeamos

a 980nm, los iones absorben energía y pasan al estado excitado. Del estado excitado los iones decaen al estado metaestable casi instantáneamente (con un tiempo característico de  $6\mu\text{s}$ ) y del estado metaestable al estado base decaen en aproximadamente 10ms, liberando además un fotón con la energía correspondiente a la diferencia energética entre el estado base y el estado metaestable, ver figura 6a (Desurvire, 1986). Estos fotones liberados por el proceso de emisión espontánea son incoherentes, se emiten en todas direcciones y con estado de polarización aleatoria. A estas emisiones de luz se les conoce como fluorescencia. Además, si un ion es liberado mediante un fotón, otro fotón es generado exactamente con las mismas características de longitud de onda, fase y dirección de propagación. A este fenómeno se le llama emisión estimulada (ver figura 6b).

Dado que el tiempo que tardan los iones en decaer al estado metaestable es muy corto en comparación al tiempo que tardan en decaer al estado base, en presencia de bombeo óptico (980nm) los iones se acumulan en el estado metaestable habiendo más iones en el estado 2 que en el estado 1. A éste fenómeno se le conoce como inversión de población, lo cual nos lleva a tener un medio activo, es decir, con ganancia (Siegman, 1986). Por otro lado, si bombeamos con luz con una longitud de onda de 1550nm, los iones también suben al estado en una forma diferente lo cual hace imposible lograr una inversión de población. Sin embargo, tenemos una reducción de la absorción y emisión de luz en forma de fluorescencia. En otras palabras podemos considerar a una fibra dopada con erbio como un medio con absorción saturable al trabajar con una longitud de 1550nm.

El sistema de tres niveles puede ser simplificado a un sistema de dos niveles ya que el tiempo del estado excitado ( $6\mu\text{s}$ ) es muy pequeño en comparado con el tiempo del estado metaestable (10ms), lo que deja al estado excitado prácticamente vacío. Además al trabajar con luz de longitud de onda de 1550nm el estado excitado nunca se ocupa (ver figura 7).

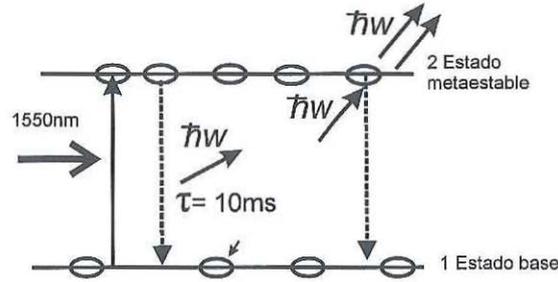


Figura 7. Sistema de dos niveles simplificado con una diferencia de energías  $\hbar\omega$  y un tiempo característico de emisión espontánea  $\tau$

### II.1.1 Saturación de absorción óptica en sistemas de dos niveles.

Ahora, para considerar la saturación de la absorción en una fibra dopada con erbio, es posible adoptar el modelo de saturación del sistema de dos niveles. Introduciendo la intensidad de saturación como:

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{2\sigma_{12}\tau}, \quad (1)$$

podemos escribir la ecuación de razón para los niveles 1 y 2 (Siegman, 1986) como:

$$\frac{d}{dt}\Delta N(t) = \frac{1}{\tau}[\Delta N(t) - \Delta N_{st}], \quad (2)$$

donde el valor estacionario:

$$\Delta N_{st} = \frac{N_0}{1 + I/I_{sat}}, \quad (3)$$

y el tiempo de relajación del ión de erbio excitado:

$$\tau_r = \tau \left( \frac{I}{I_{sat}} + 1 \right)^{-1}, \quad (4)$$

Para el caso en que la fibra óptica se encuentra saturada, el coeficiente de absorción se comporta de la siguiente manera:

$$\alpha_{st} = \sigma_{12}\Delta N_{st} = \frac{\sigma_{12}N_0}{1 + I/I_{sat}}, \quad (5)$$

y se puede representar en su forma más compacta para cualquier punto de la fibra como:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{I(z)/I_{sat} + 1}, \quad (6)$$

donde  $\alpha_0 = \sigma_{12}N$  es un coeficiente de absorción inicial de la fibra sin saturación.

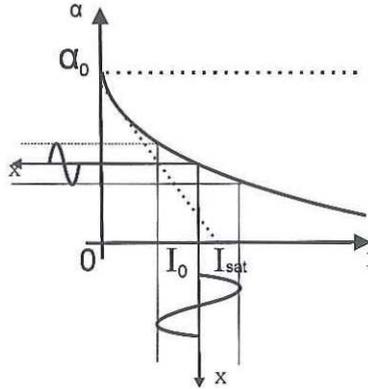


Figura 8. Dependencia de la absorción en función de la intensidad en una fibra con absorción saturable.

Ahora, en una fibra con un diámetro modal  $D_M$  fijo podemos sustituir la ecuación anterior por:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}}, \quad (7)$$

donde  $P(z)$  es la potencia transmitida,  $P_{sat} = \frac{\pi}{4} D_M^2 I_{sat}$  es la potencia de saturación, la cual es un parámetro que depende de las características de los iones de erbio (tiempo de relajación espontánea, área efectiva de absorción) y de las características geométricas de fibra (diámetro modal).

En la figura 8 se puede ver cómo cambia la absorción al variar la intensidad aplicada y como esta puede ser utilizada para formar una rejilla de amplitud.

### II.1.2 Transmitancia no lineal.

Ya que una fibra dopada con erbio es un medio con absorción saturable, es decir, la cantidad de luz que logra pasar a través de ella depende de la potencia dentro de la misma y la propagación de luz a través de ésta se puede describir como:

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\frac{\alpha_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} P(z), \quad (8)$$

Normalizando la potencia  $P_n = P/P_{sat}$ , la coordenada  $Z_0 = \alpha_0 z$  y resolviendo la ecuación anterior (con Maple 9.5) obtenemos:

$$P_n(z_n) = W[e^{-z_n}(P/P_{sat}) e^{P/P_{sat}}], \quad (9)$$

donde  $W(x)$  es la función de Lambert, la cual representa una solución analítica de la ecuación  $x = y(x)\exp[y(x)]$ . Con esta solución general de la ecuación (8) se pueden obtener gráficas teóricas que pueden proporcionarnos información acerca de la potencia de salida o la distribución de potencia a lo largo del eje de propagación.

En particular podemos emplear la solución anterior (ec. 9) para obtener la transmitancia de una fibra en función de la potencia de entrada normalizada  $P/P_{sat}$

$$T = \frac{P_n(L_n)}{P/P_{sat}} = \frac{W[e^{-L_n}(P/P_{sat}) e^{P/P_{sat}}]}{P/P_{sat}}, \quad (10)$$

La ecuación (Ec. 10) no contempla posibles pérdidas debidas a la transmitancia de los contactos entre la fibra convencional y la fibra dopada. Es necesario introducir un parámetro auxiliar  $T_C$  (transmitancia por contacto) para aproximar correctamente las curvas teóricas a los resultados experimentales y obtener información acerca de los parámetros de la fibra, de manera que la ecuación anterior toma la siguiente forma (Casillas., 2006):

$$T = T_C \frac{W[T_C e^{-z_n}(P/P_{sat}) e^{T_C (P/P_{sat})}]}{P/P_{sat}}, \quad (11)$$

## II.2 Rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio

Las rejillas ópticas consisten en un arreglo periódico de cambios de índice de refracción u otra característica óptica como absorción o ganancia. Una rejilla con un cierto periodo refleja

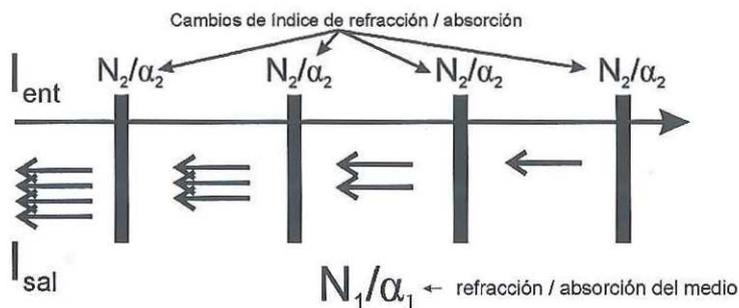


Figura 9. Esquema de una rejilla de Bragg de índice de refracción o absorción.

efectivamente una cierta longitud de onda llamada la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B = 2n\Lambda$ , donde  $n$  es el índice de refracción promedio y  $\Lambda$  es el periodo espacial de la rejilla. Cada salto de índice/absorción refleja un poco de luz, la longitud de onda que cumple con la condición de Bragg llega al siguiente cambio con fase tal, que genera interferencia constructiva entre estas reflexiones parciales. Si tenemos una rejilla con un número de planos muy grande podemos reflejar prácticamente toda la potencia incidente de la onda de Bragg (ver figura 9). Además, a las rejillas formadas por cambios en el índice de refracción se les conoce como de fase y aquellas formadas por cambio en la absorción se les conoce como rejillas de amplitud.

Las rejillas de Bragg se pueden generar en una fibra óptica de dos maneras. Primero como rejillas permanentes en fibras fotosensibles (por ejemplo, dopadas con Ge ver Kartalopoulos (2002)). Estas se crean iluminando la fibra con luz ultravioleta utilizando un patrón de interferencia (ver fig 10) o una mascarilla. Así se generan de esta manera cambios periódicos de índice de refracción donde la fibra es iluminada. También es posible formar una rejilla utilizando dos ondas coherentes en un medio con absorción saturable. En una FDE, por ejemplo, es posible generar una rejilla utilizando luz de longitud de onda de entre 1480 y 1570nm (Friskén, 1992). A éstas se les conoce como rejillas dinámicas puesto que existen siempre y cuando se esté iluminando la fibra, al retirar la iluminación la rejilla desaparece. Este efecto de formación de la rejilla dinámica por saturación local de

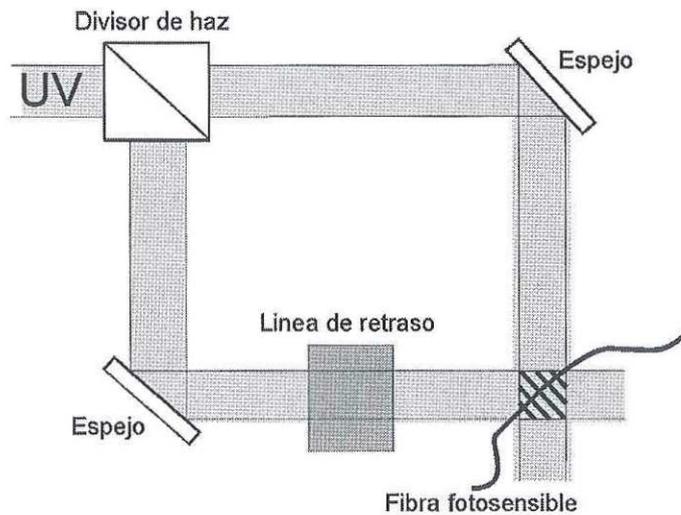


Figura 10. Configuración típica para el grabado de rejillas en fibras fotosensibles (Kartalopoulos, 2002).

la absorción o ganancia por un patrón de interferencia también se le conoce como fusión de huecos espaciales (Siegman, 1986).

El mezclado de dos ondas (MDO) transitorio propuesto en el grupo de "Rejillas Dinámicas" de CICESE para la generación/detección de las rejillas dinámicas en FDE consiste en insertar dos haces coherentes en contrapropagación en una FDE de manera tal que estos formen un patrón de interferencia. Este patrón ocasiona la modulación periódica de la intensidad dentro de la fibra, que a su vez genera una modulación periódica de la absorción, es decir induce la formación de una rejilla de Bragg. Dicha rejilla tiene un perfil con baja absorción donde la luz es intensa y alta donde la luz es débil (ver figura 8). Debido a las propiedades de una rejilla de Bragg, los haces de grabado son reflejados parcialmente por la rejilla apareciendo así dos ondas (este hecho es justificado cuando la rejilla es grabada por el mismo par de ondas que interactúan) las cuales a su vez interfieren con las ondas de grabado (ver fig. 12a).

En una FDE podemos tener contribución de rejillas tanto de fase como de amplitud. Si introducimos una modulación de fase en un haz de grabado aparece una modulación

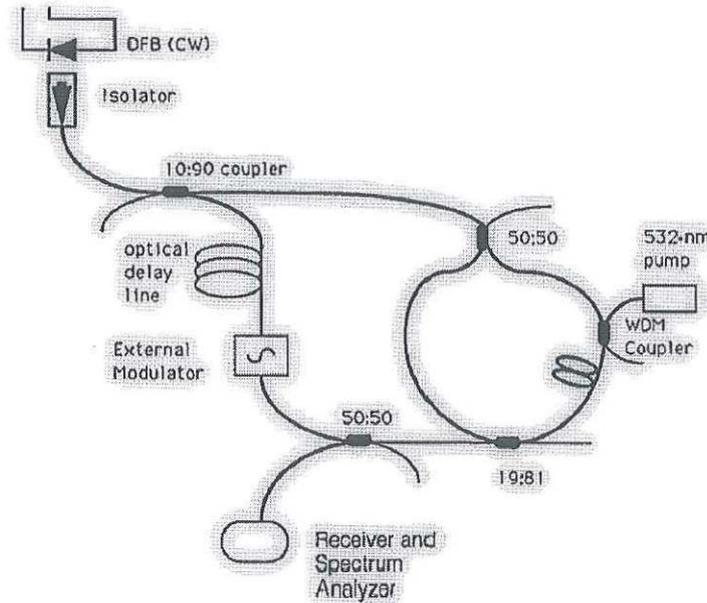


Figura 11. Primer configuración utilizada para observar rejillas dinámicas en una FDE (Frisken, 1992).

en ambos haces transmitidos, este efecto se le llama MDO transitorio. En el caso de las rejilla de absorcion las señales detectadas tienen forma par con respuesta cuadrática lo que al utilizar el MDO para la interferometría nos da una respuesta compuesta: contribución lineal por la rejilla de fase mas una contribución cuadrática por la rejilla de amplitud (ver fig. 12b) ).

### II.2.1 Ecuaciones de onda acopladas para el MDO estacionario

Para el estudio del MDO por rejillas dinámicas, se utilizan ecuaciones no lineales de ondas acopladas (Collier *et al.*, 1971):

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

$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = +\frac{\alpha}{2}S(z) + \frac{\delta\alpha}{4}R(z). \quad (12)$$

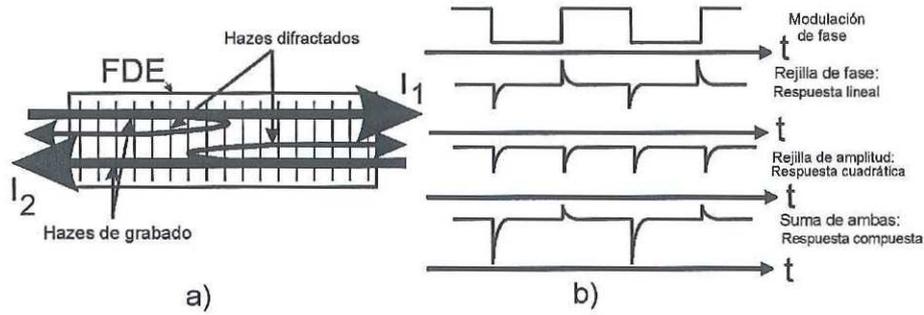


Figura 12. Mezclado de dos ondas transitorio en una FDE. a) Por rejilla de Bragg dinámica y b) Su respuesta transitoria a una modulación de fase rectangular.

El perfil de absorción estacionario obtenido al iluminar un medio con absorción saturable  $\alpha_\Sigma(z)$  con dos ondas en contrapropagación puede ser obtenido sustituyendo la distribución de la intensidad del patrón de interferencia de dichas ondas en la ecuación 6, lo que nos da la siguiente expresión:

$$\alpha_\Sigma(z) = \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat})[1 + m\cos(Kz)]}, \quad (13)$$

Aquí la amplitud del armónico espacial de Bragg fundamental puede ser evaluado utilizando una aproximación de bajo contraste ( $m \ll 1$ ) del patrón de interferencia:

$$\alpha_\Sigma(z) = \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat})} - m\alpha_0 \frac{I_0/I_{sat}}{[1 + (I_0/I_{sat})]} \cos(Kz), \quad (14)$$

Por último, para obtener las ecuaciones acopladas que describen el MDO estacionario en una FDE, necesitamos substituir el valor promedio del coeficiente de absorción  $\alpha$  (ec. 6) y la amplitud de la rejilla  $\delta\alpha$  (ec. 14) en las ecuaciones de onda acopladas (ec.12). Además, reemplazando  $I_0$  por  $I_R(z) + I_S(z)$  podemos representar el contraste  $m$  del patrón de interferencia a lo largo de la fibra como:

$$m(z) = \frac{2\sqrt{I_R(z)I_S(z)}}{I_R(z) + I_S(z)}, \quad (15)$$

dando como resultado las siguientes ecuaciones para el valor promedio de la absorción en

la fibra:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}}, \quad (16)$$

y para la amplitud de la rejilla:

$$\delta\alpha(z) = \frac{2\alpha_0\sqrt{I_R(z)I_S(z)}}{I_{sat}1 + [I_R(z) + I_S(z)]/I_{sat}}^2, \quad (17)$$

Entonces, simples transformaciones algebraicas, nos llevan al siguiente juego de ecuaciones acopladas no lineales para las intensidades de las ondas que interactúan (Stepanov y Núñez, 2006):

$$\begin{aligned} \frac{\partial R(z)}{\partial z} &= -\frac{\alpha_0 I_R(z)}{1 + (I_R(z) + I_S(z))/I_{sat}} + \frac{\alpha_0 I_R(z) I_S(z)}{I_{sat}1 + (I_R(z) + I_S(z))/I_{sat}}^2, \\ \frac{\partial S(z)}{\partial z} &= \frac{\alpha_0 I_S(z)}{1 + (I_R(z) + I_S(z))/I_{sat}} - \frac{\alpha_0 I_R(z) I_S(z)}{I_{sat}1 + (I_R(z) + I_S(z))/I_{sat}}^2. \end{aligned} \quad (18)$$

## II.3 Interferometría adaptativa y su aplicación a la detección de ultrasonido

Cuando se hacen interferir dos haces coherentes, estos suman sus amplitudes y el resultado depende de la diferencia de fase entre ambos haces. El máximo se alcanza cuando están en fase y el mínimo cuando están en contrafase, formando así un patrón periódico (ver figura 2). Ahora, si logramos mantener un haz de estos con la fase fija (es decir una haz de referencia), podemos atribuir los cambios en la fase relativa o bien la respuesta del sistema a cambios de fase en el otro haz. Estos últimos pueden ser ocasionados por distintos parámetros físicos como, por ejemplo, temperatura o presión ambiental. Este hecho nos da la oportunidad de utilizar la respuesta para medir dichos parámetros. A esta herramienta se le conoce como interferómetro (ver figura 1). En ausencia de modulación, la diferencia de fase entre los haces  $\Delta\phi$  debe colocar el nivel de intensidad detectado (punto de operación) en la región de respuesta lineal. El problema principal con utilizar un interferómetro convencional en

condiciones reales, es que la alta sensibilidad a los cambios de temperatura en el medio sacan fácilmente a éste de su punto de operación.

Desde el punto de vista de la medición de vibraciones los interferómetros adaptativos basados en el mezclado de dos ondas prometen ser una opción viable. Las características adaptativas de un sistema basado en MDO (como el que estudiamos en este trabajo) se pueden explicar en base a que la diferencia de fase entre el haz que forma la rejilla y el que es difractado por ésta, siempre es la misma, conservando así el punto de operación del interferómetro estable. Además, son compactos, de menor costo y fáciles de utilizar (Dewhurst y Shan, 1999).

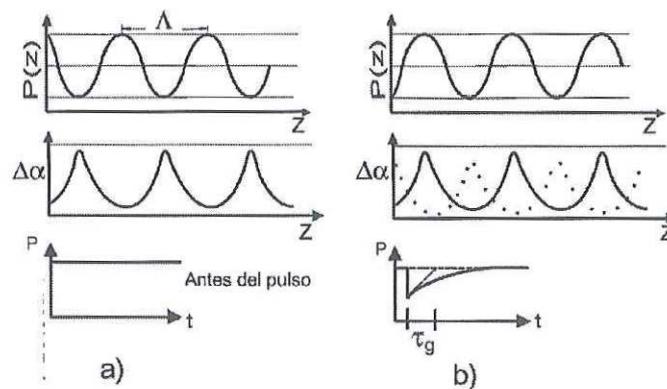


Figura 13. Distribución de intensidad y absorción en una fibra dopada cuando se le aplica un pulso de fase de  $\pi$ : antes del pulso a), después del pulso b)(Casillas., 2006).

En la figura 13 se muestran las distribuciones de intensidad y absorción en estado estacionario dentro de la fibra (13a). Volviendo a la figura 4, supongamos que la superficie de prueba siempre estará fija y que tenemos dos haces en contrapropagación. Esto provoca la modulación periódica de la intensidad y a su vez la formación de la rejilla de Bragg. Por consiguiente detectamos la interferencia del haz reflejado en la superficie de prueba con el difractado por la rejilla. Esto nos da un nivel constante de salida (ver fig. 13a). Luego, si por alguna razón ajena a la superficie de prueba (cambios de temperatura o

vibraciones mecánicas) hay un cambio en la diferencia de fase  $\Delta\phi$ , el punto de operación del interferómetro es desplazado de la región de respuesta lineal. Sin embargo al hacer esto el patrón de interferencia se desplaza espacialmente. Este desplazamiento es especialmente importante ya que al suceder, la rejilla se desvanece de su posición inicial y se genera en la nueva posición donde el patrón de interferencia se encuentra dejando la diferencia de fase justo como al inicio (ver figura 13b). A este proceso se le conoce como MDO transitorio y el tiempo que tarda el sistema en estabilizarse se le conoce como tiempo de formación de la rejilla  $\tau_g$ . Este es de suma importancia ya que define las capacidades adaptativas de nuestro interferómetro. Esta capacidad adaptativa es especialmente útil a la hora de medir ultrasonido, ya que las señales ultrasónicas son muy rápidas en comparación a la velocidad de formación de la rejilla. Por lo que éstas no son compensadas y pueden ser fácilmente detectadas como variación de la potencia de salida.

Por ultimo, existen múltiples aplicaciones de esta técnica para la medición de desplazamientos: medición de campos acústicos, generación de imágenes, estudio de ondas superficiales, calibración de dispositivos, monitoreo de calidad de soldadura en tiempo real, entre otras. Existen también aplicaciones donde además de medir óptimamente, se genera el ultrasonido mediante un láser. Esto para caracterización e inspección de metales u otros materiales ya sea en o debajo de la superficie (Scruby y Drain, 1990).

## II.4 Conclusiones

Podemos concluir hasta ahora los siguientes puntos:

1. Los interferómetros adaptativos representan una alternativa a los interferómetros convencionales para mediciones de vibraciones bajo condiciones industriales. Pueden trabajar con superficies rugosas y estabilizan el punto operacional del interferómetro (en una posición en la cual pueden asegurar la respuesta deseada) por la naturaleza adaptativa de la rejilla dinámica y su tiempo de formación es un parámetro principal que define las propiedades adaptativas.

2. Las fibras dopadas con tierras raras (en particular con erbio) son ahora los productos comerciales en el mercado de las comunicaciones ópticas. Existe una literatura sobre la formación de las rejillas dinámicas de población en las fibras dopadas con erbio, para aplicaciones en lasers de fibra óptica y en filtros ópticos sintonizables.
3. Hace como tres años estas rejillas estuvieron propuestas en el grupo de "Rejillas dinámicas" del departamento de Óptica del CICESE para aplicaciones de interferometría adaptativa. Se propuso la configuración interferométrica en línea, se realizaron los primeros experimentos sobre la detección de vibraciones mecánicas, se propusieron técnicas de linealización de la respuesta por la rejilla de amplitud, y se mostró la respuesta lineal por la componente de fase en la rejilla de población.
4. El modelo de dos niveles puede ser usado para la consideración de la dinámica de población en los iones de erbio, y también para la evaluación de los parámetros más importantes de la fibra que se encuentra iluminada por un patrón de interferencia: el nivel promedio de absorción óptica y la amplitud de la rejilla de Bragg dinámica. El sistema de ondas acopladas no lineales también puede ser usado para realizar una estimación teórica de la eficiencia de mezclado de dos ondas en las fibras dopadas.

# Capítulo III

## Arreglo experimental y caracterización de los elementos del sistema

### III.0.1 Introducción

Para formar una rejilla dinámica de población en un interferómetro de fibra óptica es necesario formar un patrón de interferencia entre dos ondas en contra propagación dentro de una fibra con absorción saturable. La presencia de la rejilla puede ser evaluada midiendo la onda difractada por la misma. Sin embargo, esta onda es parte de una de las ondas de grabado (es decir, es de la misma longitud de onda), lo cual hace difícil separar la onda difractada de la de grabado (ver fig 12). Sin embargo, podemos evaluar la amplitud del patrón de interferencia al variar la fase de uno de los haces que graban la rejilla (MDO transitorio). En este trabajo consideramos básicamente dos interferómetros de fibra para este propósito, un interferómetro basado en la configuración de Sagnac (Stepanov *et al.*, 2004) y un interferómetro en línea (Barmenkov *et al.*, 2005). Es necesario además conocer las características de los elementos del sistema como las FDE disponibles, el láser DFB de 1492nm y los moduladores piezoeléctricos.

### III.1 Interferómetros de fibra óptica utilizados para la formación de rejillas dinámicas

En la figura 14 se muestra la configuración básica del interferómetro de Sagnac. Se alimenta un acoplador 50/50, el cual distribuye la potencia introducida en la terminal 1: un 50% para la terminal 2 y otro 50% para la terminal 4. El modulador de fase proporciona

una diferencia de caminos ópticos entre los haces que interfieren, ésta diferencia cambia periódicamente con forma de una señal rectangular, ajustada de tal manera que produce un desplazamiento del patrón de interferencia de la mitad de su periodo espacial, es decir, se utiliza una señal con amplitud  $V_\pi$ .

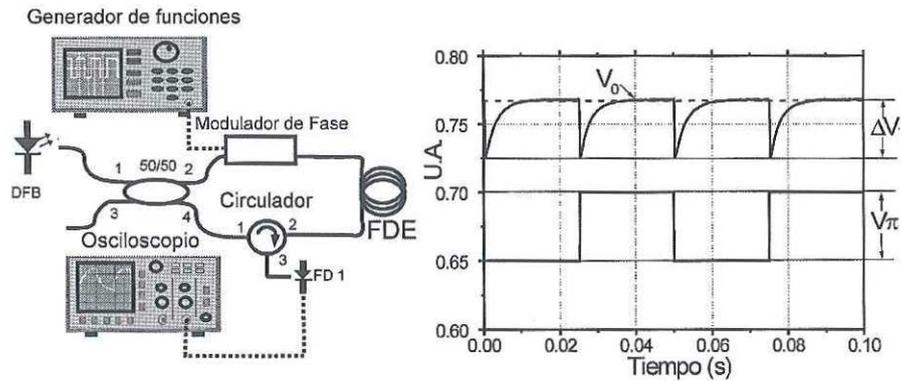


Figura 14. Esquema simplificado del interferómetro de Sagnac para la formación y detección de rejillas dinámicas. La señal cuadrada es la modulación y la señal con picos hacia abajo representa la señal de MDO detectada.

La señal de salida es detectada en la terminal 3 del circulator, ya que este dispositivo envía a esta terminal la luz que entra por la terminal 2 y dirige a la misma lo que entra por la terminal 1. Entonces en la terminal 3 detectamos la interferencia entre una de las ondas de grabado (con modulación de fase periódica) con la onda que es difractada por la rejilla. La amplitud relativa de la señal detectada de MDO transitorio está definida por:

$$MDO = \Delta V/V_0, \quad (19)$$

donde  $V_0$  es el nivel de señal detectado en ausencia de modulación, y  $\Delta V$  es la amplitud máxima de los picos transitorios (Ver la grafica en la figura 14). De esta manera se evalúa la eficiencia de la formación de la rejilla (Stepanov y Núñez, 2006).

En este trabajo se utilizó en la mayoría de los experimentos el interferómetro en línea, que funciona básicamente de la misma manera que el interferómetro de Sagnac. En la

figura 15 tenemos la configuración básica del interferómetro en línea. A diferencia del interferómetro de Sagnac este no divide la señal de entrada, si no que aprovecha la señal de la cual es reflejada a través del mismo camino, teniendo así los haces de grabado en contrapropagación. La modulación se lleva a cabo sobre el haz que regresa. En nuestro caso, este se refleja por un espejo montado en un actuador piezoeléctrico y al cual se le inyecta una señal de modulación periódica proveniente de un generador de funciones. De esta manera se genera la modulación de fase requerida para obtener así la señal de MDO transitoria como la mostrada en el recuadro de la figura 14.

Desde el punto de vista del MDO la diferencia entre ambos interferómetros reside en la relación entre las potencias iniciales de las ondas de grabado. Para el interferómetro de Sagnac es posible ajustar esta relación en un alcance muy amplio introduciendo cambios en la configuración (utilizando por ejemplo un atenuador). Pero para el interferómetro en línea éstas son siempre distintas. La potencia de la onda de entrada (onda  $R$ ), siempre es mayor que la que es reflejada por el espejo (onda  $S$ ). Además estas están relacionadas entre si por el factor de acoplamiento ( $\gamma$ ) y esta dado por:

$$\gamma = P_R/P_S, \quad (20)$$

donde  $P_R$  es la potencia de la onda de referencia y  $P_S$  de la de señal. Este parámetro indica cuanta de la potencia que sale de la fibra puede ser acoplada de nuevo por el espejo. Además este parametro influye en la eficiencia de MDO lo cual se estudiará más adelante.

En el interferómetro en línea, la modulación de fase puede ser lograda de varias maneras. La que se utilizó en este trabajo es por una superficie vibrante (García *et al.*, 2007), como se muestra en la figura 15. Podemos ver un espejo fijo a un piezoeléctrico y acoplado mediante glicerina a una fibra con un corte transversal fino, esto para reducir reflexiones en la frontera de la fibra. Otra variante sería un actuador piezocerámico el cual es utilizado para expandir la fibra. De esta manera no se tienen problemas de acoplamiento aire-fibra, puesto que la modulación se llevaría acabo dentro de la fibra (Barmenkov *et al.*, 2005).

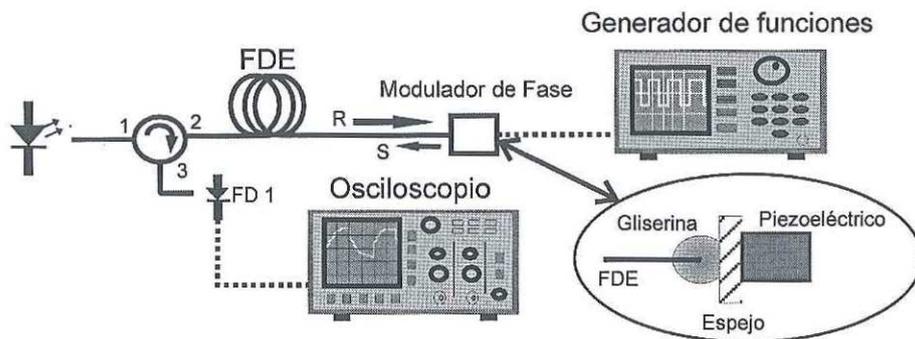


Figura 15. Esquema simplificado del interferómetro en línea para la formación y detección de rejillas dinámicas.

Básicamente ambos interferómetros tendrían la misma respuesta a la modulación de fase como la mostrada en la grafica de la figura 14.

### III.2 Caracterización de láser DFB

Para realizar nuestros experimentos se utilizó un diodo láser DFB ("distributed feedback") NK14565TB. Según los datos del proveedor (NEL) este láser emite a una longitud de onda de 1492nm con potencia máxima de salida de hasta 20 mW. Para efectos de este trabajo, la potencia de salida del láser, longitud de onda de emisión, longitud de coherencia y nivel de ruido son los parámetros más importantes a considerar.

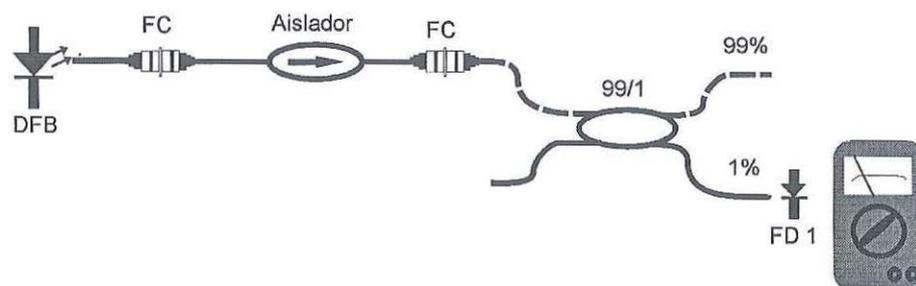


Figura 16. Configuración utilizada para la caracterización de la potencia de salida del láser DFB.

Entonces como primer punto a tomar en cuenta tenemos la potencia de salida del láser y para su caracterización se utiliza la configuración mostrada en la figura 16. El acoplador 99/1, se utilizó ya que los fotodetectores utilizados (DET410 de Thorlabs) se saturan a una fracción de la potencia máxima emitida (alrededor de 5mW). El acoplador fue previamente caracterizado para obtener la relación a acoplamiento real (98.6/1.4). Se incorporó un aislador para evitar reflexiones hacia la fuente ya que éstas pueden inestabilizar la emisión del láser. Esta combinación de los elementos sera incorporada en todos nuestros arreglos siguientes y tendrá el mismo propósito. Cabe mencionar que todos los elementos de la configuración se interconectan por conectores FC-PC inmersos en glicerina para reducir las reflexiones ocasionadas por las fronteras de las fibras.

Entonces, midiendo la potencia en la salida 1% del acoplador 99/1 podemos evaluar la potencia total que emite el láser sin saturar el fotodetector y prácticamente sin afectar la potencia transmitida. Variando la corriente de bombeo del láser se pudo obtener una dependencia de potencia de salida mostrada en la figura 17. De ahí vemos que el láser comienza a emitir al rededor de 5mA de corriente de bombeo y la potencia aumenta a partir de este umbral a una tasa de 0.25 mW/mA.

Basándonos en el arreglo de la figura 16, y solo agregando un analizador de espectros óptico (HP 70951A con resolución espectral maxima de 0.2nm) en la terminal de 99% podemos medir la longitud de onda central a distintas corrientes de bombeo del láser DFB. De la figura 18 se puede evaluar la longitud de onda central, y como cambia al variar la corriente de bombeo del láser: comienza alrededor de 1492.7 nm y tiene una pendiente de aproximadamente 0.008 nm/mA.

Por último necesitamos evaluar el ruido del láser, tanto de amplitud como de fase. El ruido de amplitud lo entendemos como las fluctuaciones en tiempo del nivel de la potencia emitida por el láser y el ruido de fase a su vez son las fluctuaciones en tiempo de la fase (ver por ejemplo Agrawal (2002)). El ruido de amplitud lo podemos evaluar con un simple detector con el cual los cambios de fase no son detectables. Sin embargo como los

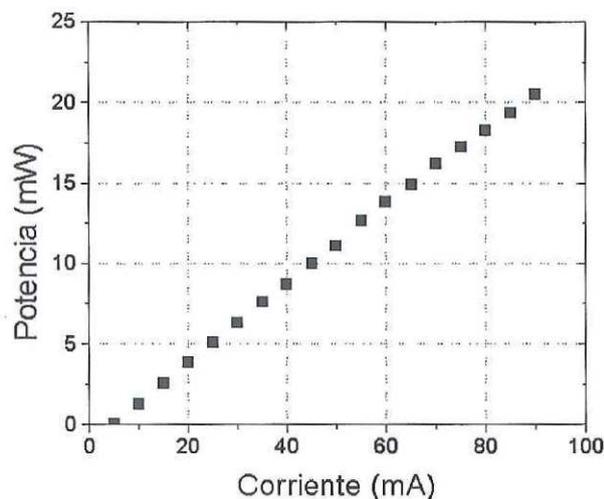


Figura 17. Dependencia de la potencia de salida del láser contra corriente de bombeo.

interferómetros son sensibles a los cambios de fase (ver figura 2), esto transforma el ruido de fase en ruido de amplitud, por lo tanto también es importante evaluarlo.

Con el arreglo mostrado en la figura 16, evaluaremos el ruido de amplitud, solo que en lugar del FD1 colocaremos un fotodiodo con preamplificador (Thorlabs PDA400) con ganancia de 15 kV/A y ancho de banda de 10MHz. Variaremos la potencia del láser cambiando la corriente en el diodo y se capturarán los trazos en el osciloscopio para cada valor de potencia.

En la figura 19 podemos ver como cambia el valor efectivo del ruido de amplitud con la potencia de entrada. Ahí el valor efectivo del ruido está dado por  $V_{Nrms} = \sqrt{V_{rms}^2 - V_{prom}^2}$ , donde  $V_{rms}$  es el valor de RMS leído de la pantalla del osciloscopio en acoplamiento AC y  $V_{prom}$  es el valor promedio el cual obtenemos utilizando los cursores. Esto debido a que con el osciloscopio en acoplamiento AC el nivel promedio no es cero. De ahí podemos ver que en ausencia de potencia óptica, es decir  $P_{ent} = 0$  tenemos  $V_{Nrms} = 0.1mV$ . Este valor corresponde al ruido del sistema electrónico (Ruido de oscuridad del diodo+ ruido del preamplificador+ ruido del osciloscopio). Al aumentar la potencia de entrada,

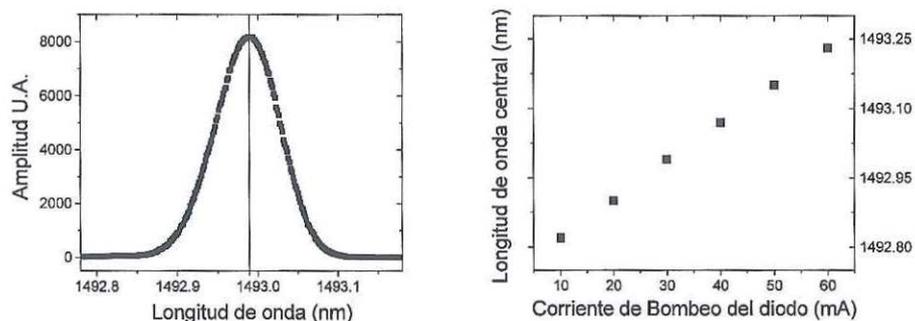


Figura 18. a) Espectro de emisión del láser con corriente de bombeo de 30mA. b) Dependencia de la longitud de onda central contra corriente de bombeo del láser.

$V_{Nrms}$  muestra un crecimiento lineal. Debemos recordar que detectamos este ruido con un acoplador 99/1, así que evaluamos el ruido de amplitud detectando solo el 1% de la potencia total. Por esta razón podemos concluir que el ruido de nuestro láser es mayor que el de nuestro sistema de detección para potencias detectadas (es decir, sobre el fotodiodo) mayores a  $20\mu W$ .

Ahora para evaluar el ruido de fase, utilizamos un arreglo interferométrico en el cual se utiliza un acoplador 50/50 para lograr interferencia efectiva (ver fig 20). Ambas terminales libres del acoplador tienen una reflexión (alrededor de 3%) debido a la diferencia de índice de refracción en la frontera vidrio-aire, estas se suman en la otra entrada del acoplador 50/50 y son detectadas por el PDA400. Como resultado de esto tenemos que el valor detectado fluctúa constantemente de un máximo a un mínimo. Cuando el nivel detectado está justo a la mitad del camino entre el máximo y el mínimo, podemos decir que estamos en la región de respuesta lineal del interferómetro. Utilizando ambos canales del osciloscopio, uno con la escala amplia (en DC) que muestre el máximo y el mínimo y el otro con la escala pequeña (en AC) para medir el ruido, podemos capturar un trazo con buena resolución y en la región deseada. Esto se realizará para distintas diferencias de caminos ópticos colocando segmentos de fibra con distinta longitud.

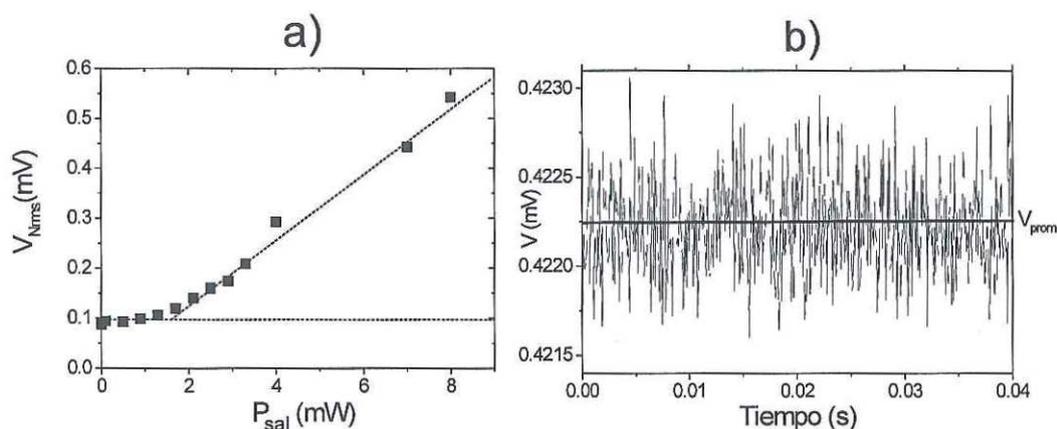


Figura 19. Ruido de amplitud del láser: (a) valor efectivo contra potencia de salida, (b) trazo típico del osciloscopio para  $P_{ent} = 3,3\text{mW}$ .

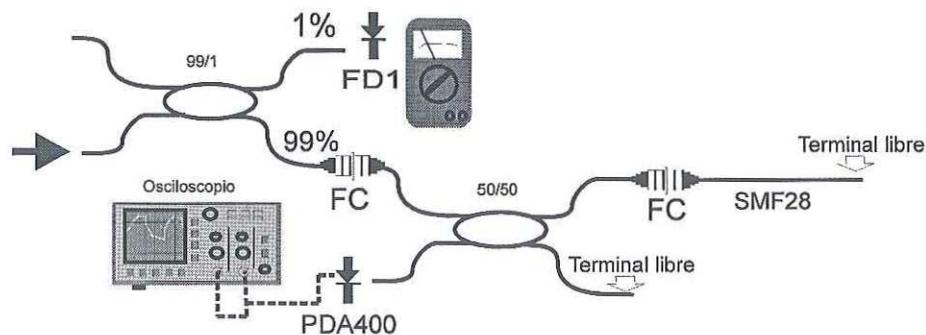


Figura 20. Arreglo utilizado para la evaluación del ruido de fase y coherencia.

En la figura 21 se pueden ver los resultados del nivel de ruido contra potencia de entrada para distintas diferencias de camino óptico  $\Delta Ln = .09, 1.5, 3$  y  $6\text{m}$  que corresponden a la diferencia de longitud es por los brazos de nuestro acoplador y las fibras adicionales de  $L=0, 0.5, 1$  y  $2\text{m}$ . Aquí tomamos en cuenta que debido a que el índice de refracción efectivo  $n$  en una fibra estándar es alrededor de  $1.5$  y como la luz tiene que recorrer la fibra y volver antes de interferir, se le agrega un factor  $2$  a la longitud de la fibra. Entonces  $\Delta Ln = 2 * 1.5 * L_f$ , donde  $L_f$  es la longitud física de la fibra.

De la figura 21 se puede ver que el ruido crece con las distintas  $\Delta Ln$ . Cabe mencionar

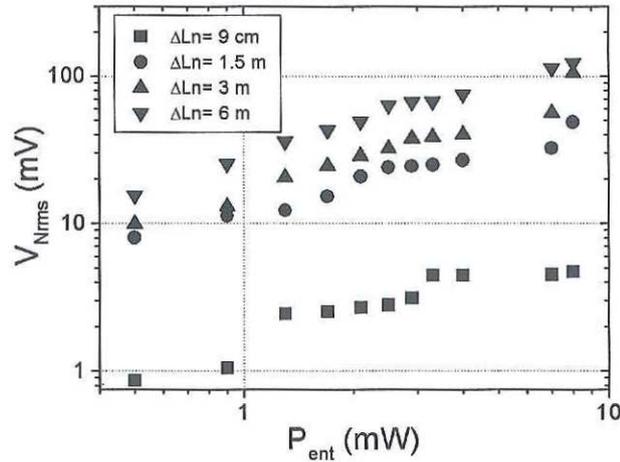


Figura 21. Resultados de ruido contra potencia de entrada a distintas diferencias de camino óptico.

que este ruido es debido a la contribución tanto de fase como de amplitud. El ruido de fase puro, está dado por  $N_F^2 = |N_T^2 - N_A^2|$ , donde  $N_T$  es el nivel de ruido detectado y  $N_A$  el nivel de ruido de amplitud. En nuestro caso una comparación no puede ser llevada a cabo directamente ya que los niveles absolutos mostrados en las figuras 21 y 19 son distintos porcentajes de la potencia total de salida.

Para comparar ambos niveles de ruido es necesario normalizarlos, lo cual realizaremos de la siguiente manera:  $VN_T = V_N/V_{prom}$ , donde  $V_{prom}$  es el nivel promedio o nivel de señal y  $V_N$  es el valor efectivo de ruido ya sea de amplitud o de amplitud-fase. En la figura 22 se puede ver que el ruido de fase aumenta el valor del ruido  $V_N/V_{prom}$  del láser 10 veces en comparación del ruido de amplitud ( $\Delta L_n > 0$ ). En general el ruido de fase es dominante, y crece con la potencia de salida del láser, sin embargo la señal promedio crece mas rápidamente que el ruido por lo que a altas potencias el nivel  $V_N/V_{prom}$  es menor. Prácticamente podemos decir que para potencias detectadas por el fotodiodo mayores a  $2\mu W$ , el ruido de fase es mayor al ruido electrónico del sistema de detección.

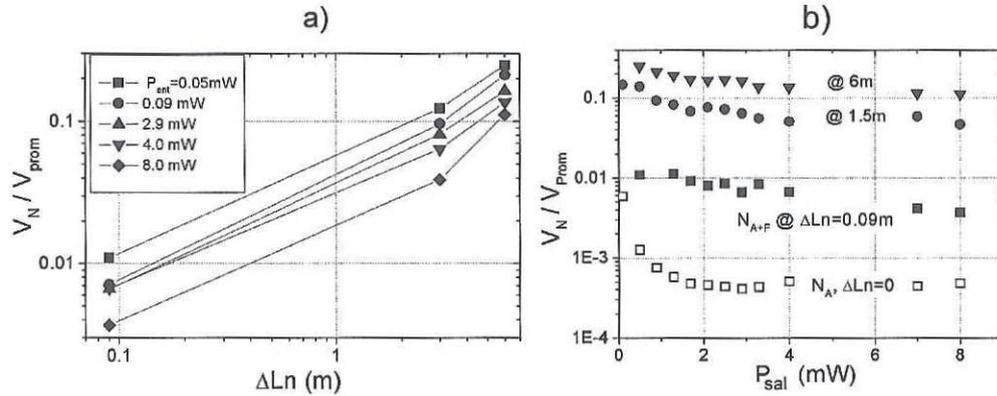


Figura 22. Comparación de ruido de amplitud y fase. Dependencia del ruido de fase contra la diferencia de caminos ópticos (a), Dependencia del ruido contra potencia de salida, aquí  $\Delta L_n = 0$  representa el ruido de amplitud (b).

Al haber obtenido los máximos y mínimos con distintas potencias de entrada y para los segmentos de fibra antes mencionados (es decir, distintas diferencias de camino óptico), podemos evaluar como cambia la visibilidad (definida como  $(V_{max} - V_{min})/V_{max}$ ) del patrón de interferencia con la longitud de la fibra y a su vez la longitud de coherencia del láser. Esta es la mayor diferencia de caminos ópticos con la cual el láser puede utilizarse para lograr interferencia efectiva. En la figura 23 se puede ver que para potencias bajas la visibilidad es pobre para las fibras más largas. Por consiguiente la coherencia del láser depende de la potencia de salida, donde para mayor potencia mayor coherencia. Además podemos decir que la longitud de coherencia del láser mayor de 15m, siempre y cuando se trabaje con potencia alta ( $P_{ent} > 3.3mW$ ) para las fibras más largas ( $L \geq 4.0m$ ).

### III.3 Caracterización del modulador piezoeléctrico

En este trabajo, que está enfocado a la medición de vibraciones mecánicas, es necesario conocer los parámetros del modulador de fase (un espejo adherido a un actuador piezoeléctrico). El parámetro más importante a conocer sobre modulador es el voltaje de

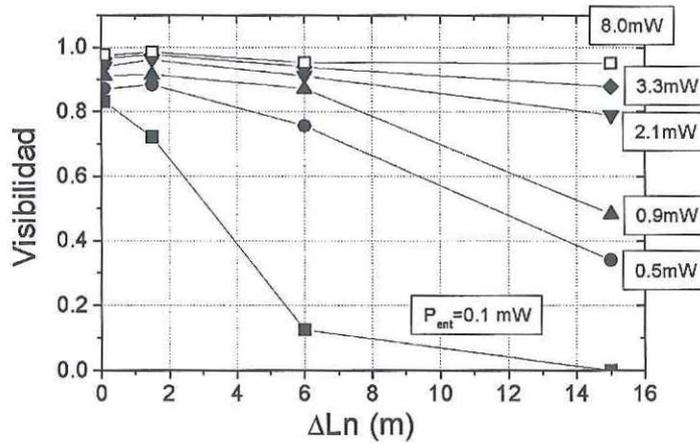


Figura 23. Visibilidad del patrón de interferencia contra diferencia de caminos ópticos ( $visibilidad = (V_{max} - V_{min})/V_{max}$ ), obtenida para distintas potencias de salida del láser.

modulación  $V_{\pi}$  que nos desplaza el patrón de interferencia medio periodo espacial dándonos la amplitud de respuesta máxima. Para encontrar el voltaje  $V_{\pi}$ , se encuentra el voltaje para el cual se recorre un periodo espacial completo del patrón de interferencia, es decir, ( $V_{2\pi}$ ) ya que este es más fácil de evaluar experimentalmente. Para determinar el voltaje  $V_{2\pi}$  utilizamos el arreglo interferométrico mostrado en la figura 24. Se alimenta un acoplador 50/50 y se coloca el espejo montado en el actuador piezoeléctrico a caracterizar en una de sus salidas. Aquí colocamos glicerina ya que esta fue utilizada en el arreglo principal para reducir reflexiones parásitas en las fronteras de las fibras. La señal de salida que detectamos resulta de la interferencia de la onda reflejada en el espejo con la onda reflejada en la terminal libre del acoplador 50/50 (ver figura 24).

Variando el voltaje de un generador de funciones Tektronix AFG 3021 aplicado al piezoeléctrico y ajustando el nivel de "offset" (mediante una fuente de voltaje 0-30V DC) para colocarnos en la región lineal del interferómetro, encontramos el voltaje donde nuestra señal regresa a su valor inicial, es decir  $V_{2\pi}$ . Las formas de onda fueron medidas por un

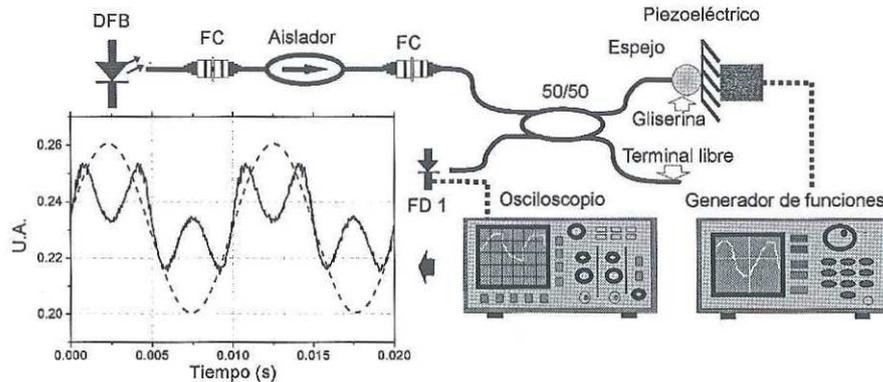


Figura 24. Interferómetro utilizado para la caracterización del actuador piezoeléctrico. El trazo muestra la respuesta al voltaje  $V_{2\pi}$ . En el recuadro la línea punteada es el voltaje aplicado al piezoeléctrico y la línea continua la respuesta del interferómetro.

osciloscopio Tektronix TDS 3012B de 100MHz. Estas se muestran en el recuadro de la figura 24 La mitad de  $V_{2\pi}$  nos brinda el voltaje de medio ciclo  $V_{\pi}$  que es el que necesitamos para alcanzar la amplitud máxima de la señal de MDO.

La tabla I muestra los distintos valores de  $V_{\pi}$  para distintos piezoeléctricos. También se muestran desplazamientos  $\Delta z$  los cuales corresponden a 100 volts de voltaje aplicado (datos del proveedor - Thorlabs). De aquí también podemos estimar el voltaje  $V_{\pi}$  mediante los datos proporcionados por del proveedor y una regla de 3 simples,  $V_{\pi} = 100V * (\lambda/4\Delta z)$ .

Tabla I. Voltajes de modulación para distintos piezoeléctricos.

Tipo	$\Delta z@100V$	$V_{2\pi}$	$V_{\pi}$
AE0203D04	$4.6+/-1.5\mu m$	14.2Vpp	7.1Vpp
AE0505D16	$11.6+/-2.0\mu m$	3.3Vpp	1.65Vpp

### III.4 Caracterización de las fibras dopadas con erbio

Diferentes muestras de fibras ópticas dopadas con erbio del fabricante "National Optics Institute" (INO) con distintas concentraciones de dopante serán utilizadas en este

trabajo. Los parámetros básicos de estas fibras son proporcionadas por el fabricante (<http://www.ino.ca>), y se presentan en la tabla II (incluyendo la longitud de la muestra  $L$ ). Sin embargo para nuestros experimentos es necesario conocer otros parámetros además de las características básicas: densidad óptica no saturada  $\alpha_0 L$ , transmitancia por contactos  $T_c$  dada por el desacople fibra convencional/fibra dopada y la potencia de saturación  $P_{sat}$ . Para evaluar estos parámetros usamos dos configuraciones experimentales donde se mide la transmitancia no lineal de la fibra y la dinámica de fluorescencia transversal.

Tabla II. Características básicas de las fibras.

Fibra	Concentración de erbio	Absorción máxima dB/m	Diámetro del núcleo	NA	Longitud
Er 103	640ppm	4@1531nm	5.5 $\mu\text{m}$	0.14	8.7m
Er 107	1400ppm	9@1531nm	5.1 $\mu\text{m}$	0.14	4.7m
Er 112	2700ppm	15.6@1531nm	4 $\mu\text{m}$	0.18	2.58m
Er 123	5600ppm	43.3@1531nm	3.3 $\mu\text{m}$	0.16	1m

### III.4.1 Evaluación experimental de los parámetros de las FDE's via Transmitancia no lineal.

La transmitancia no lineal se evalúa propagando haces de distintos niveles de potencia en la fibra bajo prueba para después medir la potencia a la salida, entonces la transmitancia esta dada por:

$$T = P_{ent}/P_{sal} \quad (21)$$

De la ecuación II.1.2 podemos generar la transmitancia no lineal de una fibra con los valores de  $\alpha_0 L$ ,  $T_c$  y  $P_{sat}$  que se deseen. Al medir experimentalmente la transmitancia no lineal de una fibra podemos ajustar la curva obtenida con una generada por dicha ecuación para evaluar así los parámetros que estamos buscando (ver recuadro en la figura 25). Para realizar las mediciones experimentales se utilizó el arreglo mostrado en la figura 25. Un acoplador 50/50 se utiliza para medir la potencia que entra a la fibra dopada mediante

un fotodetector en uno de los brazos de salida y al igual que el 99/1 fue previamente caracterizado. Después se coloca un fotodetector al final de la fibra para medir la potencia de salida.

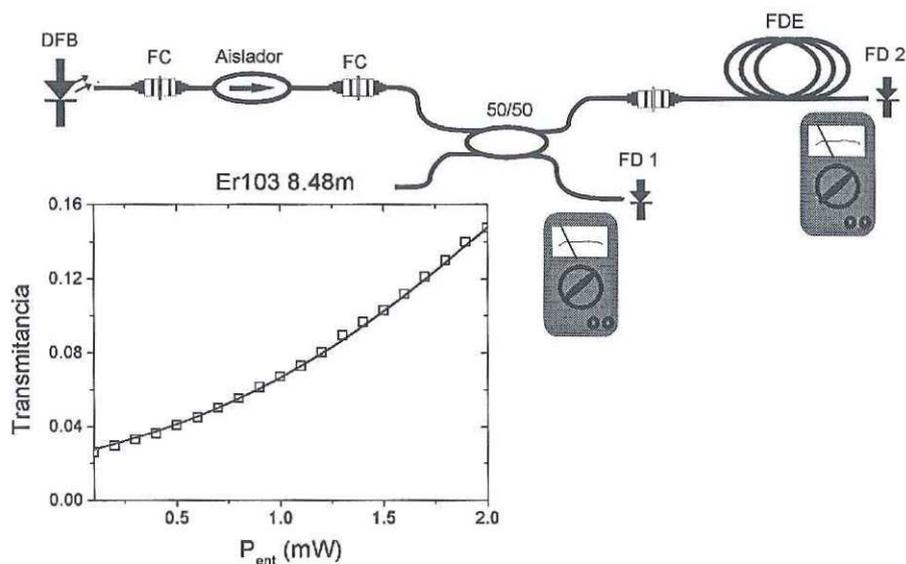


Figura 25. Configuración experimental para medición de transmitancia no lineal. La línea continua en el recuadro representa la evaluación teórica, los cuadros representan los datos experimentales

Con la evaluación experimental de la transmitancia no lineal de las muestras, se procede a hacer el ajuste de las curvas teóricas sobre estos datos. Si variamos los valores de la densidad óptica  $\alpha_0 L$ , la potencia de saturación  $P_{sat}$  y la transmitancia por contacto  $T_c$  introducidos a la ecuación II.1.2 (matlab), se obtiene una familia de curvas. Al lograr concordancia entre una de estas curvas y los datos experimentales (ver recuadro en la figura 25), los valores de  $\alpha_0 L$ ,  $P_{sat}$  y  $T_c$  utilizados, son los que estamos buscando (ver tabla III).

Tabla III. Resultados obtenidos por ajuste de transmitancia no lineal.

Fibra	$\alpha_0 L$ Experimental	$\alpha_0 L$ De ajuste	$P_{sat}$ (mW)	$T_c$
Er 123	4.31	3.9	0.98	0.75
Er 103	3.64	3.6	0.89	0.95
Er 107	3.48	3.1	0.7	0.77
Er 112	4.52	4.5	1.05	0.99

### III.4.2 Evaluación experimental de la Potencia de Saturación via fluorescencia transversal.

Para respaldar resultados, se encuentra el valor de  $P_{sat}$  por un método alternativo. El cual se basa en la medición de la dependencia sobre la potencia de entrada de los tiempos característicos de la fluorescencia. Si el valor de la potencia de entrada para el cual el tiempo de crecimiento de la fluorescencia  $\tau$  es la mitad del tiempo de relajación  $\tau_0$ , éste valor de la potencia de entrada es igual al de la potencia de saturación  $P_{sat}$  (Stepanov y Hernández, 2005). Esto debido a que si igualamos estas potencias en la ecuación 4 (que es valida tanto para potencias como para intensidades), encontramos que el tiempo de crecimiento  $\tau$  es 1/2 del tiempo de relajación  $\tau_0$ . Esto considerando que la potencia de entrada  $P_{ent}$  esta afectada por la transmitancia por contacto  $T_c$ .

Como se quieren evaluar estos tiempos, se detectará la radiación de la fluorescencia transversalmente para poder despreciar la potencia de entrada que convencionalmente es muy grande en comparación a la de la fluorescencia. También hacemos estas mediciones muy cerca del extremo de la fibra por donde se introduce la luz, donde es posible despreciar la atenuación de la misma. Ahora, introduciendo la señal del laser con la potencia modulada por una onda cuadrada, se puede observar en el FD2 (ver figura 26) como crece la señal de fluorescencia hasta saturarse y despues decae al incrementar y retirar la señal del láser.

Para esto se utilizó el arreglo mostrado en la figura 26. Se puede observar que al controlador de corriente del diodo se le inyectó una señal de modulación proveniente de

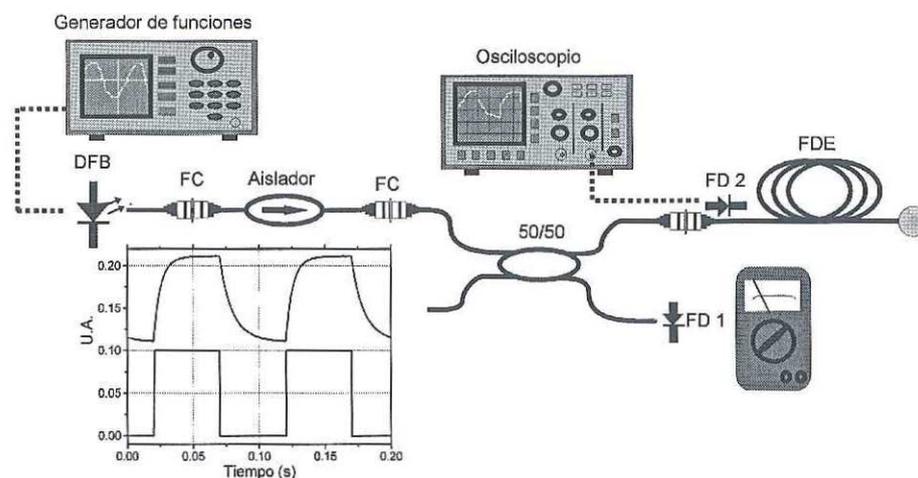


Figura 26. Configuración experimental para la medición de la fluorescencia transversal. La señal cuadrada representa la potencia de entrada y la señal con forma de aleta la respuesta de la fluorescencia.

un generador de funciones. Dicha señal es una onda cuadrada de 10Hz y con un voltaje pico a pico de 3V. Se regula la potencia de entrada a la fibra variando la corriente de bombeo del láser DFB y se monitorea esta potencia usando un acoplador 50/50. Por último un fotodetector (F2) es conectado directamente al osciloscopio digital que tiene una resistencia de entrada de  $1M\Omega$  la cual funciona como resistencia de carga, maximizando la sensibilidad del sistema.

En el trazo del osciloscopio de la figura 26 se puede apreciar como crece y decrece el nivel de fluorescencia como respuesta a la modulación de la potencia del láser. Estos comportamientos se ajustan con exponenciales mediante el paquete Origin 5.0 para evaluar así los tiempos de crecimiento y relajación de señal. Una vez teniendo el valor de los tiempos característicos de fluorescencia para distintos valores de potencia de entrada en todas las muestras, se procede a graficar sus inversos, se traza una línea paralela al doble del valor promedio del tiempo característico de bajada  $\tau_0$  (alrededor de 10 ms) y se interpola gráficamente para obtener un valor aproximado de  $P_{sat}/T_c$  (ver figura 27).

Una vez teniendo los valores de  $P_{sat}/T_c$  es posible hacer comparaciones de entre los

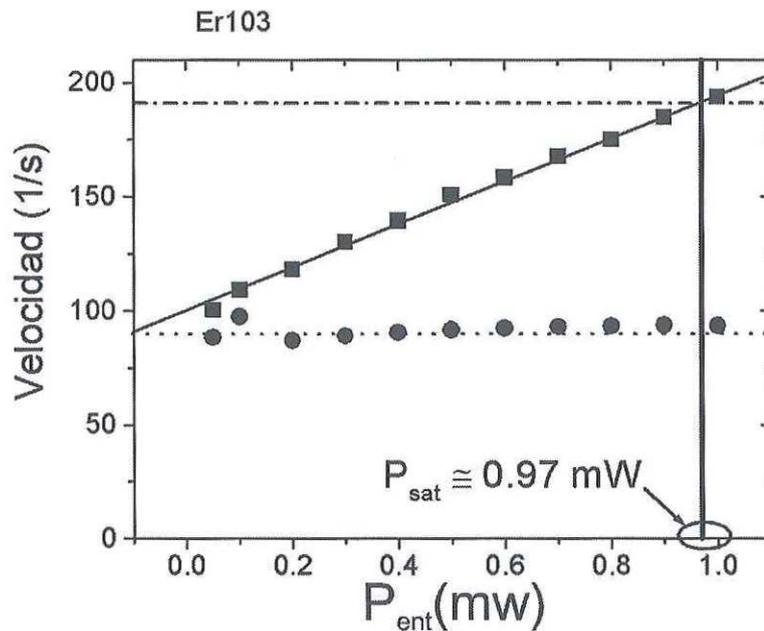


Figura 27. Interpolación para encontrar el valor de  $P_{sat}$  Er 103; los círculos representan  $\tau_0$  y los cuadros  $\tau$

distintos métodos usados. Podemos ver en la tabla IV que los valores de potencia de saturación obtenidos por ambos métodos corresponden bastante bien. También es posible evaluar el valor de  $P_{sat}$  a partir de la ecuación 1, solo multiplicándola por el área modal de las distintas fibras. De la tabla IV podemos ver que el valor teórico esperado (ec. 1) tampoco difiere mucho de valor experimental de  $P_{sat}$ . La discrepancia puede ser explicada por la imprecisión del valor de diámetro modal usado para las evaluaciones teóricas de  $P_{sat}$ .

Fibra	p/Fluorescencia	p/Transmitancia	p/Valor esperado
Er 123	0.72mW	0.73mW	0.45mW
Er 103	0.97mW	0.84mW	1.25mW
Er 112	0.6mW	0.53mW	0.66mW
Er 107	1.0mW	1.05mW	1.08mW

Tabla IV. Resultados de  $P_{sat}$  obtenidos por distintos medios.

### III.5 Conclusiones

De los elementos de nuestro sistema experimental podemos comentar algunos puntos.

1. Nuestro láser posee una longitud de onda central alrededor de 1492nm, potencia de salida máxima de 20mW y umbral de emisión a 5mA en la corriente de bombeo del diodo. El ruido de fase del láser es en general dominante. La longitud de coherencia del láser es un tanto baja para experimentos con diferencias de camino óptico mayores a  $\Delta L_n = 15m$  y potencias de salida alrededor de 2mW.
2. Los moduladores piezoeléctricos puede alcanzar fácilmente el desplazamiento necesario para recorrer el patrón de interferencia por la mitad de su periodo espacial aplicando el voltaje  $V_\pi$  indicado en la tabla I.
3. Tenemos muestras de fibras dopadas con distintas concentraciones de erbio y distintas longitudes. Se obtuvieron los valores de  $P_{sat}$ ,  $T_c$  y la densidad óptica  $\alpha_0 L$ , los cuales son necesarios para realizar evaluaciones teóricas del MDO.

# Capítulo IV

## Mezclado de dos ondas en la configuración interferométrica en línea

### IV.0.1 Introducción

En este capítulo nos concentraremos en la dependencia de la eficiencia del MDO contra la potencia de entrada  $P_{ent}$  y la densidad óptica  $\alpha_0 L$ . Para esto se realizaron una serie de experimentos en la configuración del interferómetro en línea. Se elaboró una simulación numérica y se compararon resultados. Se evalúan además los valores del factor de acoplamiento  $\gamma$  y de la señal promedio introducida via detección de fluorescencia.

### IV.1 Configuración experimental

En la figura 28 se muestra la configuración del interferómetro en línea. Ahí la potencia de entrada se varía cambiando la corriente de bombeo del láser y se mide mediante en el fotodetector (FD1) con un acoplador 99/1. La onda de referencia  $R$  viaja a través de la fibra, sale de ésta y se refleja por el espejo con una modulación de fase periódica. Parte de esta luz logra entrar de nuevo a la fibra (onda  $S$ ) llevándose a cabo el mezclado de dos ondas en la fibra. Detectamos la señal de MDO en la terminal 3 del circulador con el FD2. Además, al igual que en los arreglos de las figuras 16, 25, y 26, se empleo un aislador conectado entre el circulador y el láser mediante conectores FC-PC inmersos en glicerina. La modulación de fase se proporciona al mover el espejo mediante un actuador piezoeléctrico. La señal que se introduce a éste proviene de un generador de funciones, que además esta conectado en serie a una fuente de voltaje DC (0-30V). Esto debido a que el

actuador piezoeléctrico no acepta voltajes negativos por lo cual se requiere el uso de un nivel de voltaje DC ("off-set"). Si aplicamos este nivel externamente podemos aprovechar la amplitud máxima del generador de funciones (10Vpp).

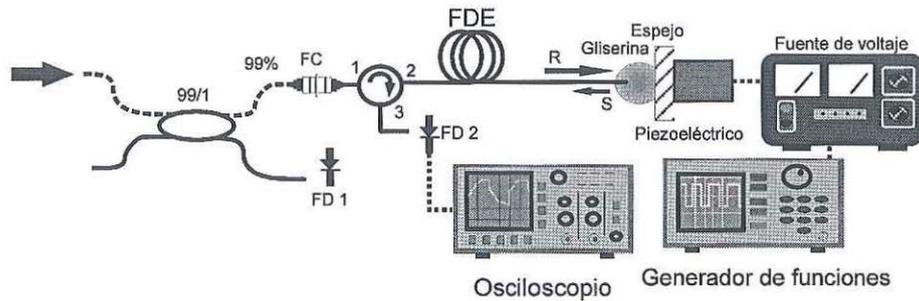


Figura 28. Configuración experimental del interferómetro en línea utilizada para los experimentos de MDO

Para acoplar la fibra al espejo se utilizó la montura mostrada en la fotografía de la figura 29. Un conector temporal es colocado sobre una montura de desplazamiento. El espejo es montado sobre el piezoeléctrico que a su vez es puesto en un cilindro de aluminio de una pulgada de ancho para encajar en una montura de espejo convencional (Thorlabs KM1). Todo esto sobre una placa perforada de 8 pulgadas por lado.

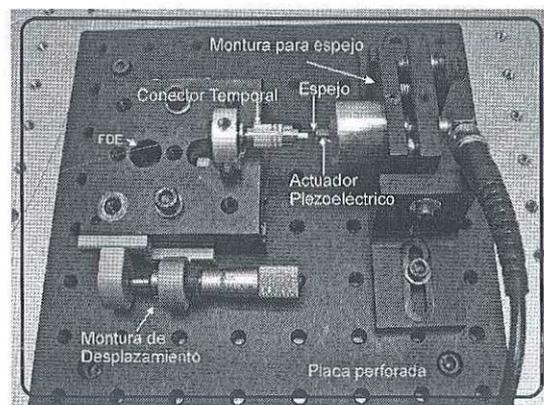


Figura 29. Montura experimental utilizada para la realización de los experimentos de MDO en la configuración interferométrica lineal.

Al utilizar un conector temporal, la FDE puede sobresalir del conector, lo cual nos permite acercar la fibra reduciendo el riesgo de dañar el espejo con la férula del conector temporal. La montura de espejo permite alinear la fibra con éste y la distancia se regula girando el tornillo micrométrico en la montura de desplazamiento. Con esto se logra tanto alinear la fibra con el conector como ajustar la distancia entre estos y el espejo, teniendo así modo de variar el factor de acoplamiento. Y como todo esta colocado sobre una placa de aluminio perforada (8 pulgadas por lado), es fácil transportarla e incluso cambiar de fibra sin tener que perder mucho tiempo en realinear.

En estos experimentos, la densidad óptica  $\alpha_0 L$  cambia según la concentración y longitud de la fibra que se utilice. Se tienen disponibles 4 distintas fibras con distintas longitudes y concentraciones (ver tabla II), lo cual nos provee de cuatro distintas densidades ópticas. Sin embargo, al cambiar de fibra probablemente no solo cambiemos la densidad óptica si no también otros parámetros. El cambio de estos entre las distintas muestras, es decir, distintas  $\alpha_0 L$  pueden darnos dependencias falsas, especialmente si recordamos que tenemos tan solo 4 distintos puntos. Para prevenir este posible problema se tomo la Er103 de 8.48m y se fraccio en cuatro partes; de 4, 2, 1, y medio metro, así podemos aumentar la cantidad de puntos y podemos asumir que en nuestros experimentos solo variamos la longitud y la densidad óptica de la fibra.

## IV.2 Datos experimentales

Variando la corriente de bombeo del láser podemos cambiar la potencia de entrada a la fibra. Entonces para cada valor de potencia de entrada se mide tanto  $\Delta V$  (amplitud pico) como  $V_0$  (valor promedio estacionario) con una modulación de fase de  $V_\pi$  en forma rectangular y finalmente se captura el trazo en el osciloscopio.

En la figura 30 se puede ver los trazos típicos del osciloscopio para distintos voltajes de modulación introducidos al actuador piezoeléctrico. La respuesta cambia al variar el voltaje, va de ser lineal en  $V_\pi/4$  (la rejilla de fase es dominante) hasta cuadrática en  $V_\pi$  (la

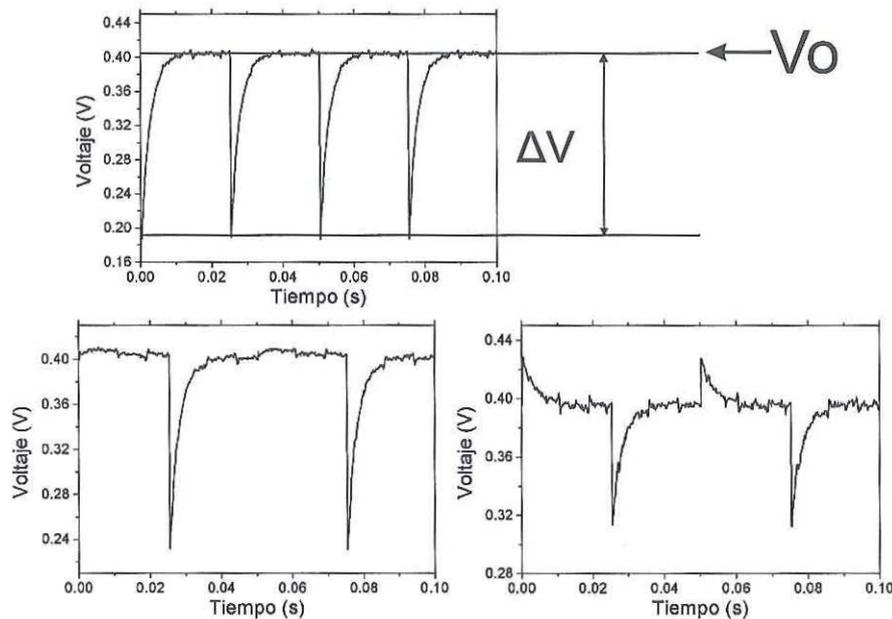
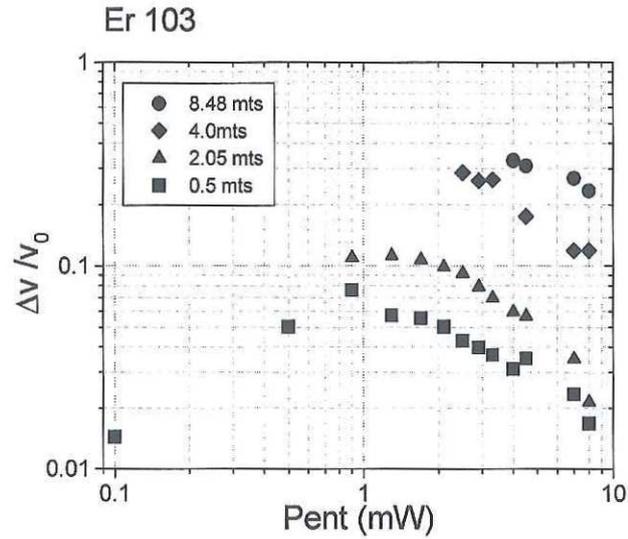


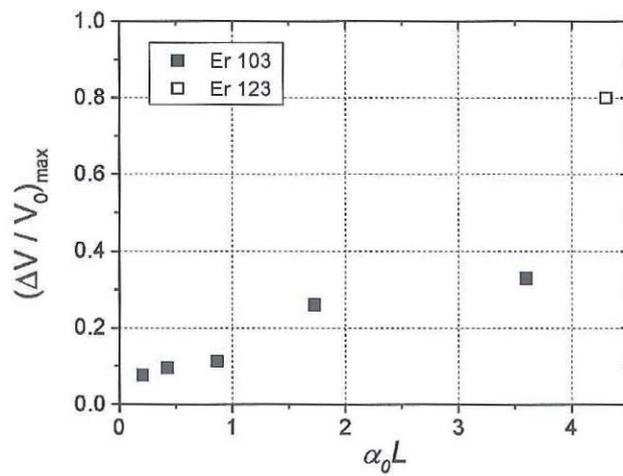
Figura 30. Trazos característicos obtenidos a distintas amplitudes de modulación:  $V_{\pi}$  (arriba). Abajo:  $V_{\pi}/2$  (Izquierda),  $V_{\pi}/4$  (derecha).

rejilla de amplitud es dominante) pasando por una mezcla de ambas. Los trazos mostrados no están promediados en tiempo y se dan ejemplos gráficos de los niveles de  $V_0$  y  $\Delta V$  que se utilizan para evaluar la eficiencia de las rejillas. Trazos similares se obtuvieron para los fragmentos de la Er103 y la Er123 de 1m a  $V_{\pi}$ . Como resultado se obtiene la dependencia de MDO con la potencia de entrada. Además, tomando el valor máximo de éstas obtenido para cada una de las muestras, podemos tener la dependencia con la densidad óptica  $\alpha_0 L_{max}$ .

Los resultados mostrados en la figura 31 (a) corresponden al valor del MDO en función de la potencia de entrada para la Er103 de 0,5, 2,05, 4,0 y 8,48m (cuadros, triángulos, rombos y círculos respectivamente). La amplitud de MDO crece hasta alcanzar un máximo, después decrece. Este máximo aumenta y se desplaza hacia potencias mayores al aumentar la densidad óptica (ver figura 31(b)). Las mediciones no presentadas, pero que fueron realizadas para el resto de las muestras (Er103 y 123 de 1m ambas) presentan



a)



b)

Figura 31. Resultados experimentales de MDO en la fibra Er 103 con  $P_{sat} = 0.9mW$  . a) Contra potencia de entrada  $P_{ent}$  y b)  $MDO_{max}$  contra densidad óptica  $\alpha_0 L$ .

comportamientos similares.

Al ser una FDE iluminada, los iones de ebrío son excitados, sin embargo estos iones después de un tiempo característico ( $\tau_0$ ) tienden a volver a su estado original liberando parte de la energía absorbida en forma de fluorescencia. Esta es luz incoherente y tiene un tiempo característico de relajación alrededor de 10ms para las FDE. Mientras la fibra esté iluminada la fluorescencia estará presente, parte de ésta luz logra acoplarse al modo de la fibra, lo cual la conduce directo hasta nuestros detectores y por ende medimos no solo la señal transmitida por el láser, si no ésta más un nivel continuo de fluorescencia.

Para evaluar este nivel y aplicar una corrección, se retiro el espejo de la configuración principal (ver figura 28) y se midió la potencia en el FD1. De esta manera nos asegurarnos que solo estamos midiendo fluorescencia. Ahora, haciendo un barrido de la potencia de entrada para valores específicos de esta, se obtienen valores de la señal de fluorescencia que si los restamos a nuestro nivel total detectado obtenemos el nivel estacionario de la señal de MDO ( $V_0$ ).

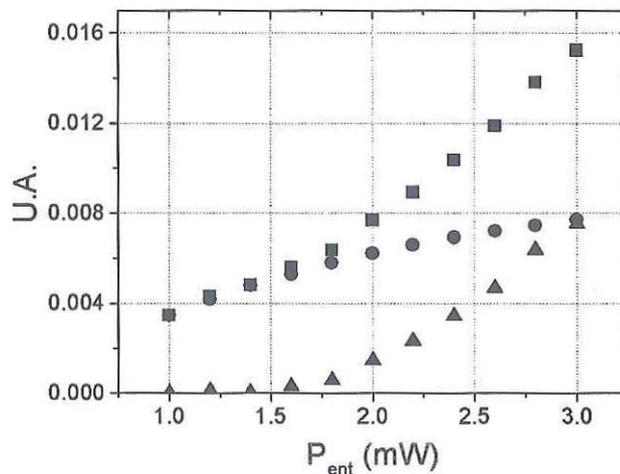


Figura 32. Evaluación de nivel estacionario por corrección de fluorescencia. Los cuadros círculos y triángulos representan el nivel total detectado, el de fluorescencia y el estacionario de MDO, respectivamente.

En la figura 32 se muestra un ejemplo. Se puede ver de ésta que el nivel de fluorescencia se satura a cierta potencia de entrada. También, que el nivel total detectado es igual al de fluorescencia para las potencias de entrada pequeñas, por lo que podemos asumir que solo detectamos fluorescencia en esa región, es decir, no podemos detectar la señal transmitida que se refleja en el espejo.

### IV.3 Simulación Teórica

Para comparar resultados, se elaboró una simulación numérica basada en las ecuaciones acopladas que describen el comportamiento de dos ondas coherentes viajando en contrapropagación en un medio con absorción saturable (Stepanov y Núñez, 2006).

$$\frac{\delta A_R(z)}{\delta(z)} = -\frac{A_R(z)}{2(1 + A_R(z)^2 + A_S(z)^2)} + \frac{A_R(z)A_S(z)^2}{2(1 + A_R(z)^2 + A_S(z)^2)^2} \quad (22)$$

$$\frac{\delta A_S(z)}{\delta(z)} = \frac{A_S(z)}{2(1 + A_R(z)^2 + A_S(z)^2)} - \frac{R_S(z)A_R(z)^2}{2(1 + A_R(z)^2 + A_S(z)^2)^2} \quad (23)$$

donde  $A_R(z)$  es la amplitud de la onda de referencia y  $A_S(z)$  la de la señal. Como en (Stepanov y Núñez, 2006) todas las potencias están normalizadas sobre la potencia de saturación  $P_{sat}$  y las distancias sobre la absorción óptica no saturada  $\alpha_0^{-1}$ . Estas ecuaciones de MDO nos describen las amplitudes estacionarias a través de toda la longitud de la fibra, dando como condiciones iniciales las potencias en ambos lados de la fibra ( $P_R(z_0), P_S(z_f)$ ). En el caso del interferómetro en línea las condiciones a las fronteras son;

$$P_R(z_0) = \sqrt{A_R(z_0)} \quad (24)$$

$$P_S(z_f) = \sqrt{A_S(z_f)\gamma} \quad (25)$$

donde  $z_0$  representa el inicio de la fibra y  $z_f$  el final. Resolviendo este sistema mediante aproximación de Taylor utilizando el paquete Matlab (ver apéndice) obtenemos las distribuciones mostradas en la figura 33. De ahí se puede ver como cambia la potencia normalizada de las ondas de grabado a través de la longitud normalizada de la fibra  $\alpha_0 L = 8$

para una potencia de entrada normalizada  $P(z_0)/P_{sat} = 8$  y factores de acoplamiento  $\gamma$  de 1.0, 0.8, 0.5 y 0.2. La potencia de la onda de referencia  $R$  decrece rápidamente hasta llegar al final de la fibra y esta prácticamente no es afectada por  $\gamma$ . Por el contrario, la onda de señal  $S$  permanece casi constante a través de toda la fibra y tiene una dependencia fuerte con  $\gamma$ . La potencia de la onda de señal al comienzo de la fibra  $P_S(z_0)$  corresponde a nuestro nivel de potencia estacionario, que en la pantalla del osciloscopio veríamos como  $V_0$ .

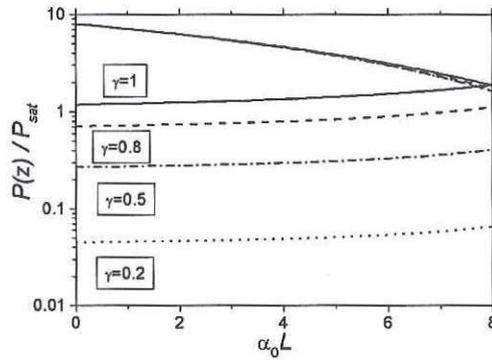
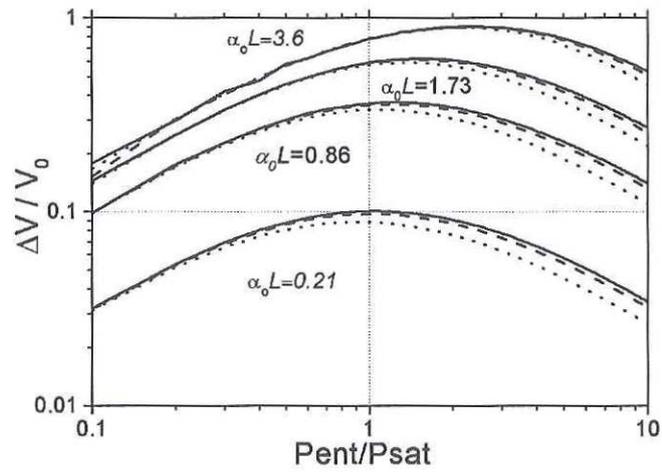


Figura 33. Distribución de las potencias de grabado evaluadas a partir de una simulación numérica.

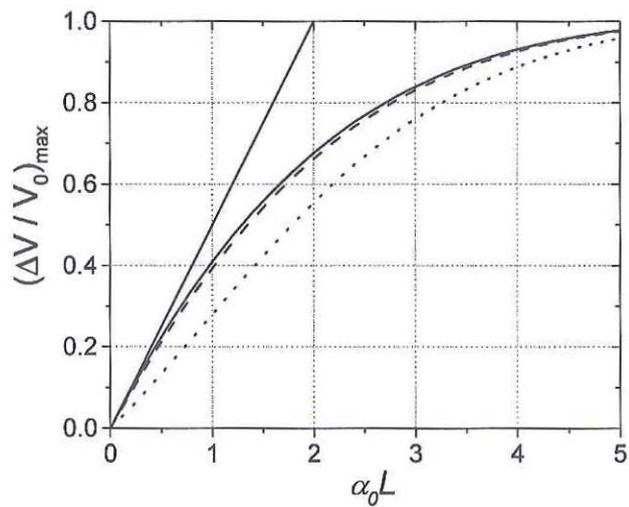
Para encontrar la amplitud de los picos transitorios  $\Delta V$ , se resuelve el sistema de nuevo solo cambiando el signo del lado derecho de la segunda condición de frontera (ecuación 25), cuidando preservar el perfil de absorción de la rejilla, es decir, el nivel estacionario  $A_R(z_f)$  del primer caso. El cambio de signo nos indica un cambio brusco de fase de  $\pi$ , el mismo que utilizamos en nuestros experimentos. Resolviendo el problema con las distintas condiciones a la frontera, obtenemos dos valores de  $P_S(z_0)$ , su diferencia nos brinda el valor de  $\Delta V$  en nuestra evaluación. Entonces el valor de MDO transitorio evaluado por nuestra simulación esta dado por,

$$\Delta V/V_0 = (P_S(z_0) - P_{-S}(z_0))/P_S(z_0) \quad (26)$$

donde  $P_S(z_0)$  corresponde al valor estacionario de la potencia de salida y  $P_{-S}(z_0)$  al mismo



a)



b)

Figura 34. Dependencia del valor de MDO ( $\Delta V/V_0$ ) obtenido con la simulación numérica. (a) Contra potencia de entrada. (b)  $(\Delta V/V_0)_{max}$  contra densidad óptica

pero con el cambio de fase brusco de  $\pi$ . De esta manera obtenemos la serie de curvas que se muestran en la figura 34 (a). De ahí se puede ver que el valor de MDO crece linealmente con la potencia de entrada hasta alcanzar un máximo y luego decrece, también podemos ver que el máximo del MDO en esta dependencia crece con la densidad óptica de la fibra y se desplaza ligeramente hacia potencias de entrada más altas. En esta figura se muestran curvas para  $\gamma = 0.01, 0.2$  y  $0.4$  (línea continua, rayada y punteada respectivamente) las cuales tienen una variación del máximo de menos del 10% por lo que podemos decir que la dependencia del valor de MDO al factor de acoplamiento  $\gamma$  es muy débil. En la figura 34 (b) se muestra la dependencia del máximo de MDO contra la densidad óptica  $\alpha_0 L$  para factores de acoplamiento de  $\gamma = 0.1, 0.3$  y  $1.0$  (línea continua, rayada y punteada respectivamente). Este crece linealmente hasta saturarse en  $\text{MDO}=1$  y también tiene dependencia débil contra  $\gamma$ . Además, podemos aproximar el máximo de MDO para densidades ópticas  $\alpha_0 L < 1$  y factores de acoplamiento  $\gamma < 0.4$  como  $\text{MDO}_{max} \approx \alpha_0 L/2$ . Esta aproximación se muestra como una línea recta en la figura 34 (b).

## IV.4 Discusión

### IV.4.1 Evaluación del factor de acoplamiento $\gamma$

Antes de continuar con el MDO, es necesario hacer un paréntesis ya que en nuestros experimentos, el factor de acoplamiento es un parámetro importante el cual no podemos medir directamente, sin embargo, podemos evaluar este parámetro a partir de la potencia de salida con ayuda de nuestra simulación numérica.

En la figura 35 se puede ver un ejemplo de un ajuste del nivel estacionario con una curva teórica. Fijando el valor conocido de la densidad óptica de la fibra, graficamos una familia de curvas de la potencia de salida contra la potencia de entrada a distintos valores de  $\gamma$ . Encontrando en que valor de  $\gamma$  coincide alguna curva generada con la dependencia experimental, podemos evaluar el valor de gamma para las distintas fibras.

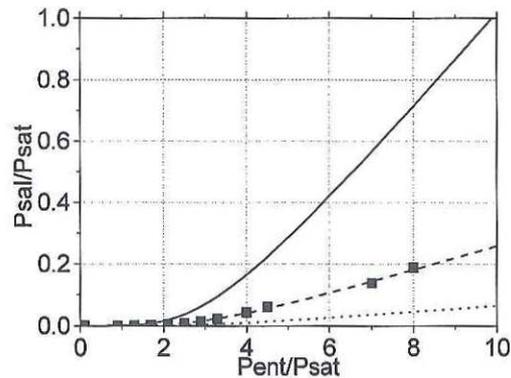


Figura 35. Ajuste de curvas para evaluación de  $\gamma$ . Las líneas continua, rayada y punteada, representan evaluaciones numéricas del nivel estacionario con  $\gamma = 0.4, 0.2$  y  $0.1$  respectivamente. Los cuadros representan las mediciones experimentales.

#### IV.4.2 Comparación de resultados teóricos con experimentales

Se hicieron experimentos sobre la dependencia de la señal de MDO transitorio contra la potencia de entrada, el factor de acoplamiento y la densidad óptica de la fibra. Además se realizó una simulación numérica donde se obtuvieron las mismas dependencias. Los parámetros medidos están normalizados por lo cual se pueden comparar directamente con la teoría colocándolos en la misma gráfica. Además, para las fibras más largas, no todos los puntos fueron mostrados ya que la coherencia del láser es baja para corrientes de bombeo. Por esta razón es mejor no manipular la potencia de salida del láser mediante la corriente de bombeo del diodo.

En la figura 36 podemos ver que entre los resultados teóricos y experimentales, la correspondencia cualitativa es buena. Sin embargo la cuantitativa tiene una discrepancia alrededor de 3 veces, siendo el experimento menor que la teoría. La discrepancia es especialmente grande para las fibras largas, conforme reducimos la longitud de la fibra esta diferencia se reduce hasta menos de dos veces. Esto puede ser debido en parte a la birrefringencia aleatoria de las fibras, la cual no permite que la interferencia a lo largo de

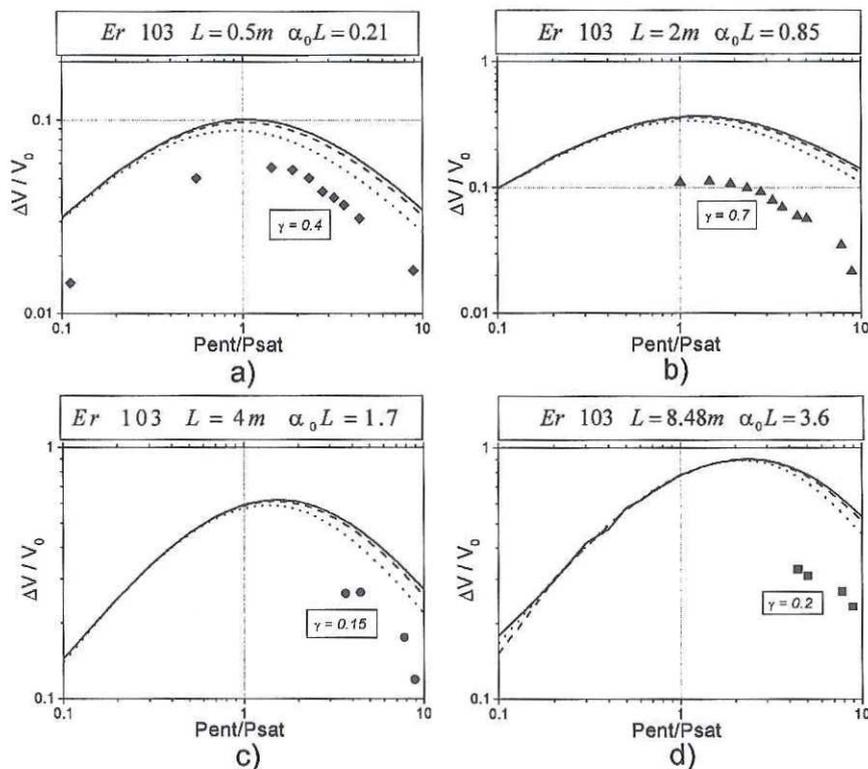


Figura 36. Comparación de resultados de la amplitud del MDO contra potencia de entrada. Las líneas presentan las mismas características en las de la figura 34(a).

esta sea siempre efectiva.

Si queremos verificar que el hecho de aumentar la longitud de la fibra nos afecta en el valor de nuestra señal de MDO, podemos tomar datos para una fibra corta y densa. La fibra dopada Er123 de 1m con  $\alpha_0 L = 4.3$  tiene dichas características. La figura 37 muestra los máximos a distintas densidades ópticas, tanto experimentales como teóricos. De ahí se puede ver que para los dos primeros puntos que corresponden a longitudes de 0.5 y 1m, la discrepancia es pequeña (menor al 25%) al igual que el último punto que corresponde a longitud de 1m (Er123). Y para los puntos centrales que corresponden a 2, 4, y 8m la discrepancia es mayor (alrededor de 3 veces).

El factor de acoplamiento para las distintas densidades ópticas cambia en la figura

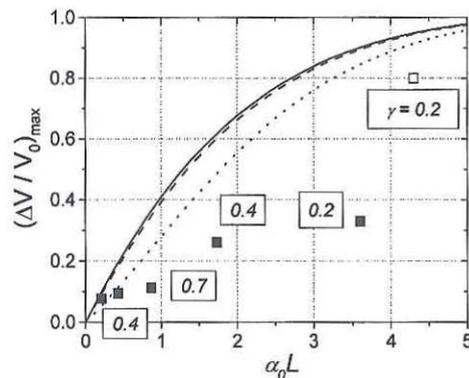


Figura 37. Comparación de resultados de MDO en las fibras con distintas longitudes. Las líneas presentan las mismas características en la figura 34(b). Los cuadros solidos representan los fragmentos de la fibra Er103 y el cuadro hueco representa la fibra Er123 de 1m.

anterior (ver figura 37). Sin embargo, la dependencia del valor de MDO contra  $\gamma$  en nuestra simulación muestra ser débil (Ver figura 34). Para corroborar esto se realizó un experimento en el cual se varia la distancia entre el espejo y la fibra (ver figura 28), capturando las formas de onda en los distintos puntos.

Se capturó desde el valor máximo de acoplamiento alcanzado, hasta el menor, donde alejar más el el espejo de la fibra no trae cambio alguno en  $V_0$ . Esto a con la fibra Er103 de 2m y a potencias de entrada de  $P_{ent}/P_{sat}=1,3$  y  $8,2$ . Se obtuvieron los resultados mostrados en la figura 38. En el recuadro de la izquierda se puede ver que la señal de MDO decrece al aumentar el voltaje promedio detectado  $V_0$ , y este a su vez es proporcional al nivel de potencia estacionario  $P_{sat}$ , es decir, la señal de MDO decrece con  $\gamma$ . Vemos que este comportamiento es similar en nuestros cálculos teóricos, al menos para  $\gamma$  lo suficientemente grande donde la señal de MDO es detectable.

En la figura 38 (derecha), las curvas corresponden a dependencias teóricas del nivel de potencia estacionario  $P_{sat}$  para la densidad óptica de la fibra en cuestión, con factores de acoplamiento de  $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6$  y  $0.7$  de abajo hacia arriba respectivamente.

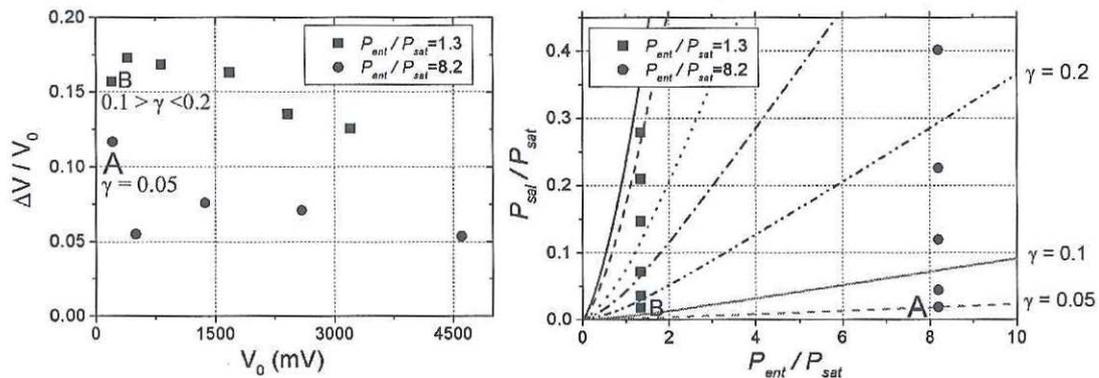


Figura 38. Dependencia de la se\u00f1al de MDO contra el factor de acoplamiento  $\gamma$  para la fibra Er103 de 2m donde los cuadros y los c\u00edrculos representan  $P_{ent}/P_{sat} = 1,3$  y  $8,2$  respectivamente. En la derecha las l\u00edneas representan el c\u00e1lculo te\u00f3rico de la potencia del nivel estacionario para  $\gamma = 0,05, 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,6$  y  $0,7$  de abajo hacia arriba respectivamente.

Los cuadros y c\u00edrculos representan los valores de potencia estacionarios correspondientes a los niveles de  $V_0$  mostrados en el recuadro de la izquierda. Observando la posici\u00f3n de los puntos entre las curvas, podemos estimar el valor del factor de acoplamiento para cada uno de los puntos. De ah\u00ed se puede ver que aunque la se\u00f1al de MDO decaiga al aumentar la potencia de entrada, podemos detectar se\u00f1ales con acoplamientos mas peque\u00f1os. Puesto que la se\u00f1al mas d\u00e9bil que podemos detectar para  $P_{ent}/P_{sat} = 8,2$  le corresponde un factor de acoplamiento menor que para  $P_{ent}/P_{sat} = 1,3$ . (Ver puntos A y B en la figura 38).

## IV.5 Conclusiones

En este cap\u00edtulo se presentaron algunos resultados los cuales nos ayudan a caracterizar el proceso de MDO en el interfer\u00f3metro en l\u00ednea.

1. Se desarroll\u00f3 una configuraci\u00f3n experimental para la investigaci\u00f3n del MDO transitorio en fibras dopadas con erbio con una longitud de onda de 1492nm y modulaci\u00f3n de fase mediante un espejo vibrante.

2. Se midieron las dependencias de la amplitud del MDO contra la potencia de entrada, la densidad óptica de la fibra y el factor de acoplamiento. El valor de la señal de MDO crece linealmente con la potencia de entrada hasta alcanzar un máximo y después decae. Este tiene una dependencia débil con respecto al factor de acoplamiento  $\gamma$  y su valor máximo crece con la densidad óptica.
3. Se elaboró una simulación numérica del MDO transitorio basado en las ecuaciones de onda acopladas no lineales la cual tiene concordancia cualitativa con los resultados experimentales.
4. Se propone una aproximación para describir el valor máximo de MDO contra la densidad óptica,  $MDO_{max} = \alpha_0 L/2$  para densidades ópticas  $< 1$  y factores de acoplamiento pequeños.
5. Las fibras cortas ( $< 1m$ ) tienen mayor concordancia cuantitativa con la teoría posiblemente debido a la birrefringencia aleatoria que no permite interferencia efectiva a lo largo de las fibras largas y parcialmente a la baja coherencia del láser.

# Capítulo V

## Caracterización y optimización de un interferómetro para la detección de vibraciones mecánicas

### V.0.1 Introducción

En este capítulo estableceremos las condiciones óptimas de funcionamiento del interferómetro en línea, tomando en cuenta que la aplicación propuesta es la medición de vibraciones de alta frecuencia (ultrasonido). La relación señal a ruido de la señal detectada, el tiempo de formación de la rejilla y la sensibilidad del sistema serán evaluadas brevemente. Una vez establecido el interferómetro optimizado, se procederá a simular la detección de ondas ultrasónicas.

### V.1 Evaluación del ruido en el sistema

En el cap. 4 se evaluó cómo cambia la amplitud absoluta del MDO transitorio  $\Delta V$  con respecto al nivel promedio de potencia óptica detectada  $V_0$ . Pero ahora para evaluar el sistema de detección necesitamos evaluar cómo cambia con respecto al nivel de ruido, y finalmente la relación señal a ruido (SNR), ya que ésta siempre es el parámetro más importante en el desempeño de un sistema de detección. Definimos la SNR para nuestra señal eléctrica detectada como:  $SNR = \Delta V / V_N$ , midiendo la amplitud máxima de la señal detectada  $\Delta V$  con voltaje de modulación  $V_\pi$  y el valor RMS de ruido  $V_N$  (como en el cap. 3 en ausencia de señal de modulación).

Se tomaron datos de  $\Delta V$  y  $V_N$  para las fibras Er103 de 0.5 y 2m así como para la Er 123 de 1m con  $\alpha_0 L = 0.21, 0.85$  y  $4.3$  respectivamente. Hacemos esto con un factor

de acoplamiento  $\gamma = 0.15$  y variando la potencia de entrada. También se tomaron datos fijando la potencia de entrada (1.3, 4 y 8 mW) y variando el factor de acoplamiento. Todo esto basándonos en la configuración principal (ver figura 28) y reemplazando el FD1 con el PDA400 para asegurar un ancho de banda amplio.

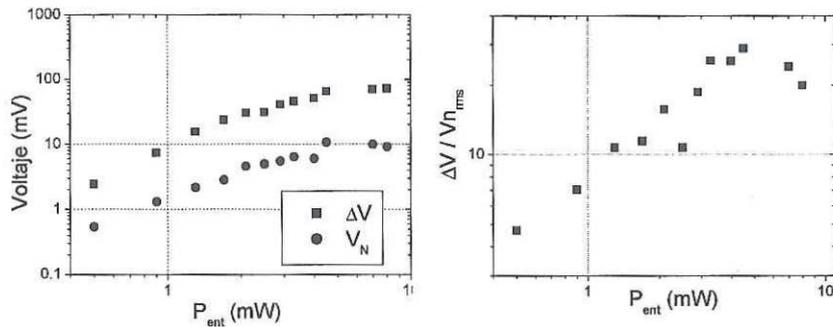


Figura 39. Dependencia de  $\Delta V$ ,  $V_N$  y  $\Delta V/V_N$  contra potencia de entrada para un factor de acoplamiento  $\gamma = 0.15$  y densidad óptica  $\alpha_0 L = 0.85$ .

En la figura 39 se presentan las dependencias de  $\Delta V$  y  $V_N$  contra la potencia de entrada. De ahí se puede ver que  $\Delta V$  crece con la potencia de entrada casi al igual que  $V_N$ . Sabemos también que la coherencia del láser es baja para corrientes de bombeo bajas lo cual hace al láser más ruidoso y degenera  $\Delta V$ . Sabemos también que el ruido crece linealmente con la potencia promedio detectada, debido a esto, el máximo de SNR debe ser alcanzado junto con el máximo de la amplitud relativa del MDO. Esto debe ser observado si la coherencia del láser se mantuviera en su regimen óptimo (o por lo menos fijo) a lo largo del experimento.

También se realizó una serie de experimentos cambiando el factor de acoplamiento: desde el valor mas alto posible, es decir donde la fibra esta a punto de tocar el espejo, hasta el valor donde solo detectábamos ruido. Logramos esto girando el tornillo micrométrico de la montura de desplazamiento en nuestra configuración del interferómetro (ver fig. 29). En la figura 40 se muestra un ejemplo de esta dependencia para la fibra Er103 con  $\alpha_0 L = 4.3$  y con potencia de entrada  $P_{ent} = 8.0$  mW. Como estamos conservando la potencia de entrada fija,

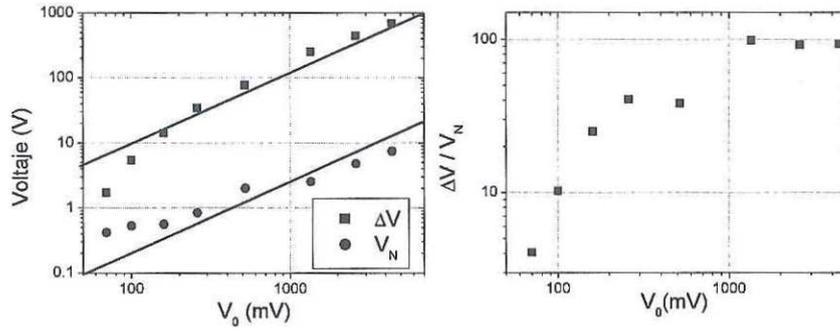


Figura 40. Ejemplo de dependencia de  $\Delta V$ ,  $V_N$  y  $\Delta V/V_N$  contra  $V_0$  para la Er 123 de 1m ( $\alpha_0 L = 4.3$ ) y con potencia de entrada  $P_{ent}=8.0\text{mW}$ . Obtenidas variando el factor de acoplamiento.

la potencia promedio detectada  $V_0$  es proporcional a el factor de acoplamiento  $\gamma$ . De ésta dependencia se puede ver que al igual que para el MDO, el factor de acoplamiento no afecta la SNR al menos para factores de acoplamiento altos. Cuando el factor de acoplamiento cae, el nivel de fluorescencia es comparable con  $V_0$  lo cual trae un corrimiento de  $\Delta V$  hacia la derecha en la figura 40 y finalmente resulta en la incapacidad de detectar señal alguna.

A densidades ópticas altas ( $\alpha_0 L > 4$ )  $\Delta V/V_N$  es máximo. Sin embargo, esto se observa solo si se tiene un factor de acoplamiento alto. Por esta razón, es posible detectar señales reflejadas con acoplamientos bajos si tenemos fibras poco densas. Sin embargo, la relación señal a ruido sera pequeña debido a que la amplitud del MDO decrece.

## V.2 Evaluación de las capacidades adaptativas del interferómetro.

Una de las características mas importantes de nuestro dispositivo, es su capacidad de compensar ruido de baja frecuencia ocasionado por el medio ambiente. Esta capacidad esta regida por el tiempo de formación de la rejilla  $\tau_g$ . Entre mas corto sea este tiempo, mas apto será nuestro dispositivo para trabajar en ambientes variables, como los industriales.

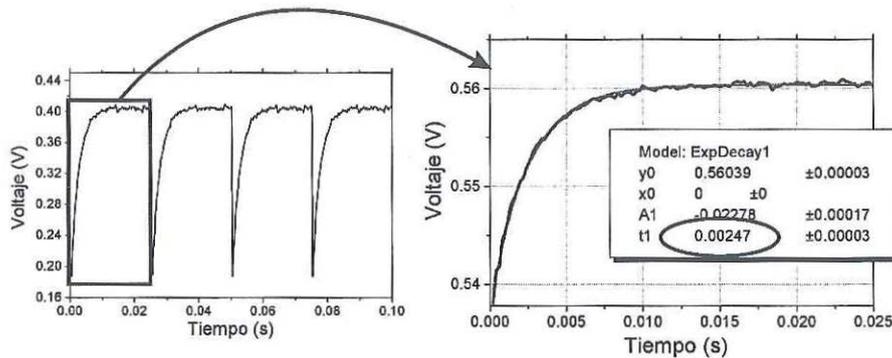


Figura 41. Ejemplo de una aproximación a un decaimiento exponencial del MDO transitorio para la evaluación del tiempo de formación de la rejilla  $\tau_g$  en la fibra Er 123 de 1m con  $P_{ent} = 2.1\text{mW}$ , ancho de banda de  $\approx 100\text{KHz}$  y promediando 512 trazos.

Utilizando de nuevo la configuración principal (ver figura 28) podemos evaluar  $\tau_g$  observando el MDO transitorio y capturando el trazo en el osciloscopio, básicamente de la misma manera en que obtuvimos  $\Delta V$ . Una vez teniendo el trazo en la computadora es posible recortar un periodo y aproximar a una función exponencial utilizando el programa Origin. Este nos brinda un valor de tiempo característico el cual corresponde a  $\tau_g$  (ver figura 41).

En la figura 42 se muestran la velocidad de formación de la rejilla  $\tau_g^{-1}$  evaluada para las fibras Er103 de 0.5 y 4m y la Er123 de 1m. Las figuras solidas y huecas representan  $\gamma = 0.15$  y  $0.4$  respectivamente. Se puede ver un crecimiento lineal de  $\tau_g^{-1}$  con potencia de entrada  $P_{ent}$  alta. También podemos ver que con factor de acoplamiento alto ( $\gamma = 0.4$ ),  $\tau_g^{-1}$  es prácticamente el mismo para todas las fibras en la potencia mas alta. Sin embargo, al reducir el acoplamiento a  $\gamma = 0.15$ , el tiempo de formación de la rejilla crece más lentamente para las fibras más densas. En general podemos decir que  $\tau_g$  crece con la potencia de entrada y decrece con  $\alpha_0 L$ .

También, es posible estimar  $\tau_g$  midiendo la frecuencia de corte en la función de transferencia  $\tau_g = \frac{1}{2\pi F_c}$ . Esto es posible obteniendo una dependencia del valor de la señal

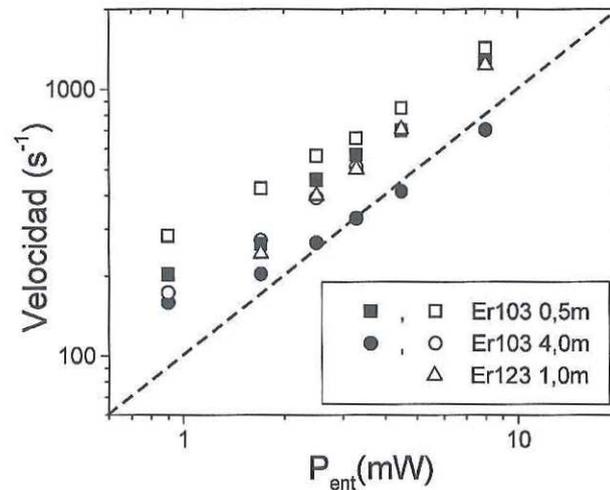


Figura 42. Velocidad de formación de la rejilla contra potencia de entrada. Las figuras llenas y huecas representan  $\gamma = 0.15$  y  $0.4$  respectivamente. La recta cortada representa dependencia lineal.

contra la frecuencia aplicada al piezoeléctrico. Tan solo aplicando una señal senoidal con amplitud y potencia de entrada fijas de  $2V_{pp}$  y  $2.9mW$  respectivamente, y variando la frecuencia aplicada al piezoeléctrico. En la figura 43 podemos ver la dependencia obtenida. Las frecuencias bajas son atenuadas hasta una frecuencia de corte alrededor de  $F_c = 60Hz$  que le corresponde un  $\tau_g = 2.6ms$ . A partir de este punto la respuesta es plana hasta unos  $10kHz$  donde encontramos la primer resonancia del piezoeléctrico y después un decaimiento de la amplitud de la señal detectada.

### V.3 Condiciones óptimas de operación del interferómetro en línea.

Con la información recopilada hasta este momento es posible determinar como debe estar constituido el interferómetro para su operación óptima. En general los parámetros de operación del interferómetro están regidos por el factor de acoplamiento y el ruido del

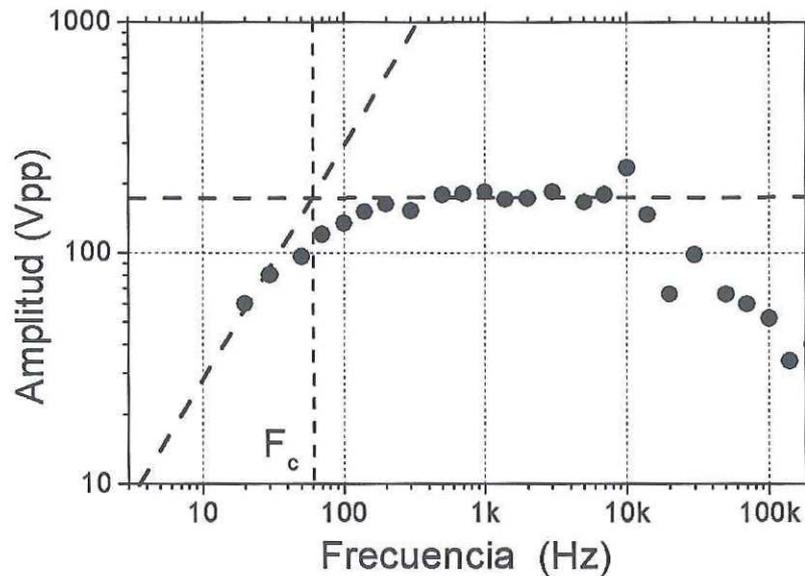


Figura 43. Respuesta en frecuencia del interferómetro en línea adaptativo (modulación de fase senoidal con detección del primer armónico).

sistema.

Para empezar, la potencia de entrada siempre debe ser alta, alrededor de 10mW o más, ya que sabemos que la longitud de coherencia es máxima y el ruido de fase es mínimo cuando el láser emite alta potencia (ver fig 23 y 20). Además, aumentar la potencia reduce el tiempo de formación de la rejilla (ver fig 42) el cual rige las capacidades adaptativas del sistema. Por otra parte sabemos por nuestra simulación que aumentar demasiado la potencia de entrada saturará la fibra demasiado ocasionando el desvanecimiento de la rejilla (ver fig. 34). Pero mediciones directas muestran que el aumento de la potencia de entrada no reduce  $\Delta V/V_N$ , debido al cambio de las características coherentes del láser al cambiar la corriente de bombeo, al menos no en el intervalo de potencias estudiado (ver fig 39).

La longitud de la fibra no debe ser muy grande ( $L \leq 2m$ ): el ruido por fluctaciones de fase crece con  $L$  y para  $L \geq 2m$  es alrededor del 10% de la potencia promedio alcanzada (ver fig

20). Además la coherencia limitada del láser puede reducir el valor de la señal. También, al tener una fibra larga, la birrefringencia aleatoria de la fibra no permita interferencia efectiva a lo largo de esta provocando también una disminución de la amplitud de la señal detectada.

Por último, aumentar la densidad óptica de la fibra utilizando fibras dopadas con concentración mas alta puede mejorar nuestra SNR ( $\alpha_0 L \approx 4$ ) siempre y cuando nuestro factor de acoplamiento sea alto ( $\gamma \approx 0.3$ ) para que la onda de señal sea lo suficientemente fuerte para ser detectada. Y nuestra fibra sea corta ( $L \leq 2m$ ) de tal manera que la coherencia sea suficiente y el ruido de fase mínimo. Por otro lado, si tenemos acoplamiento bajo ( $\gamma \leq 0.3$ ), el ruido electrónico más el ruido de fluorescencia es comparable con  $V_0$ , lo que trae como consecuencia una caída de la SNR. La velocidad de formación de la rejilla  $\tau_g^{-1}$  caería también, causando que las capacidades adaptativas del sistema decaigan.

Como en las aplicaciones reales, los factores de acoplamientos son bajos ( $\gamma \leq 0.05$ ), probablemente sea necesario reducir la densidad óptica (hasta un valor  $\alpha_0 L \approx 1$ ) para aumentar  $V_0$ . Considerando además, que reducir la densidad óptica reduce también el valor de la señal de MDO y a su vez la SNR. Entonces, un valor de la densidad óptica nos brinda una SNR optima cuando tenemos factores de acoplamientos bajos seria:  $\alpha_0 L \approx 1$  para  $\gamma \approx 0.15$  (ver fig 39).

## V.4 Sensibilidad del sistema y desplazamiento mínimo detectable

Una vez establecidas las condiciones de funcionamiento óptimo del interferómetro, es posible hacer algunas pruebas de nuestro sistema como un vibrómetro. Simplemente se reemplaza la montura experimental con un acoplador/colimador aire-fibra comercial de Brimrose con reflexión  $\leq 60$ dB. Y de esta manera es posible adecuar nuestro sistema (ver fig 28) para dicho propósito. El acoplador aire-fibra nos permite detectar los desplazamientos del espejo a una distancia considerable, sin reducir el factor de acoplamiento y sin necesidad de utilizar

glicerina pero nos aumenta la  $\Delta L n \approx 3$  metros ya que el acoplador cuenta con una extensión de 1 metro de fibra.

Como este acoplador nos puede dar un acoplamiento mayor a  $\gamma = 0.4$ , utilizaremos una fibra bien dopada de  $L = 1.0\text{m}$  y  $\alpha_0 L = 4.3$ , aplicando potencia de entrada alta ( $P_{ent} \approx 8\text{mW}$ ). Sabemos que a 100Hz, el voltaje  $V_\pi$  es alrededor de 7.1Vpp, pero como ahora la superficie se mueve sumergida en aire ( $n = 1$ ), necesitamos un 50% mas de desplazamiento de la superficie para alcanzar la misma diferencia de fase que con  $n = 1.5$  por lo que tenemos que  $V_\pi \approx 10.7\text{pp}$ . Esta diferencia de fase corresponde a un desplazamiento de  $\lambda/4$  que son aproximadamente 373nm. El ruido del sistema nos dice cual es la señal mas pequeña que se puede medir y al mismo tiempo el desplazamiento mínimo detectable que para la rejilla de fase que es apreciable solo para voltajes de modulación menores a  $V_{\pi/4}$  esta dado por:

$$\Delta L_{min} = \frac{V_N \lambda / 16}{\Delta V @ V_{\pi/4}} \quad (27)$$

Ya que tanto  $V_N$  como  $\Delta V$  dependen de los parámetros de operación del interferómetro ( $\gamma$ ,  $P_{ent}$  y  $\alpha_0 L$ ), así como del ancho de banda del sistema de electrónico, entonces estimaremos  $\Delta L_{min}$  tan solo para valores fijos de los parámetros del interferómetro y a potencias de entrada de 4.0 y 8.0mW. También podemos calcular la sensibilidad del sistema, definida como la tasa de cambio del voltaje de salida con respecto al desplazamiento de entrada, calculando tanto el desplazamiento mínimo detectable como el voltaje obtenido a distintos desplazamientos.

De la figura 44 podemos ver como cambia la amplitud del voltaje de salida para la rejilla de fase con respecto al desplazamiento de la superficie de prueba cuando el desplazamiento aplicado esta en forma de escalón. De ahí se puede ver que para  $P_{ent} = 4.0\text{mw}$  tenemos una sensibilidad  $S = 0.9\text{mV/nm}$  y un desplazamiento mínimo detectable  $\Delta L_{min} = 8\text{nm}$  y para  $P_{ent} = 8.0$  tenemos una sensibilidad parecida y un desplazamiento mínimo detectable  $\Delta L_{min} = 5\text{nm}$ . Debemos recordar que se midió el valor RMS de ruido y que  $\Delta V$  fue

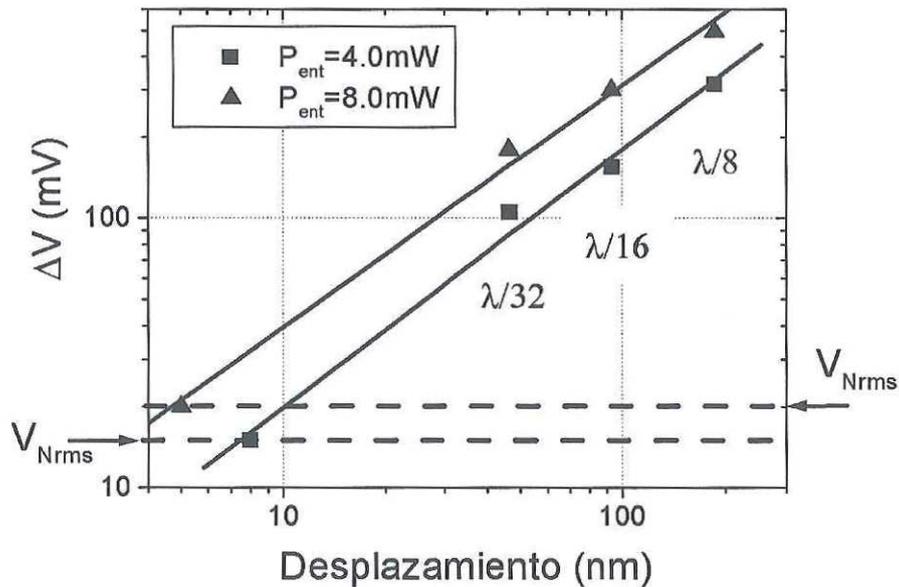


Figura 44. Amplitud del voltaje de salida contra desplazamiento de la superficie de prueba. Con la fibra Er 123 de  $\alpha_0 L = 4.3$  y  $L=1\text{m}$ , ancho de banda de 10MHz y  $\gamma \approx 0.4$ .

obtenido promediando sobre 512 trazos.

En el MDO observado tenemos la contribución de dos rejillas: una por cambios de absorción (rejilla de amplitud) y otra por cambios de índice de refracción (rejilla de fase). Cuando  $\Delta\phi > \pi/2$  ( $\Delta L = \lambda/8$ ) la rejilla de amplitud es dominante y la respuesta es cuadrática, pero cuando  $\Delta\phi < \pi/2$  la rejilla de fase es dominante y la respuesta es lineal (ver fig. 30). Entonces el desplazamiento máximo detectable es de  $\Delta L_{max} = \lambda/4$ , con respuesta cuadrática y  $\Delta L_{max} = \lambda/8$  con respuesta lineal.

En la figura 45 se pueden ver algunos ejemplos de trazos (sin promediar) de la respuesta al escalón a distintos desplazamientos. El ruido en estos trazos es muy fuerte, esto es debido a que el ruido fue medido en voltaje RMS, bajo este criterio la SNR da una impresión de ser mayor. Sin embargo, este criterio tubo que ser utilizado debido a las fluctuaciones tan altas del ruido lo cual hacia imposible tener una dependencia razonablemente clara

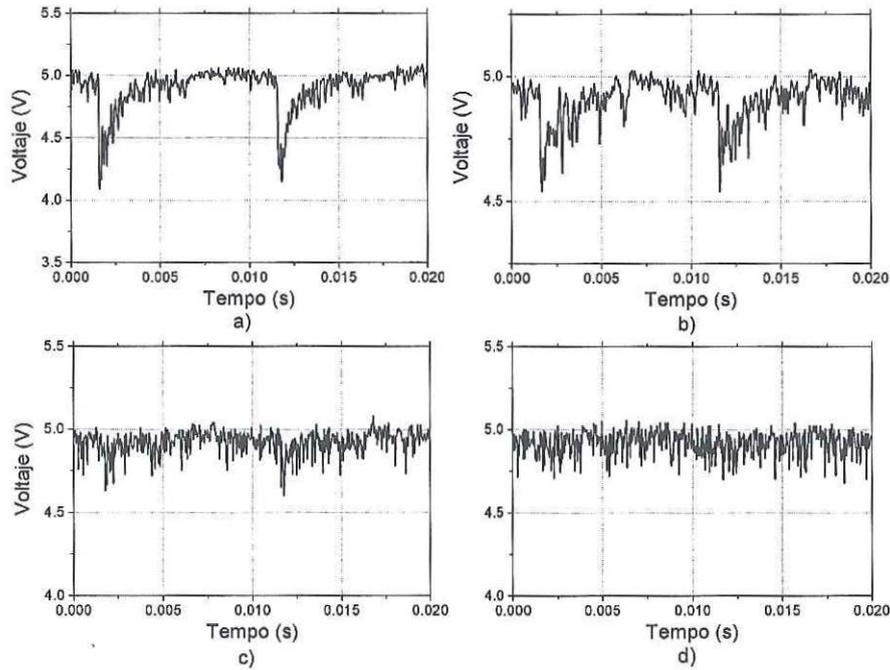


Figura 45. Trazos del osciloscopio obtenidos sin promediación para desplazamientos: a)  $\lambda/8$ , b)  $\lambda/16$ , c)  $\lambda/32$ , d)  $\lambda/64$ . Todos los datos obtenidos con una fibra dopada de  $\alpha_0 L = 4.3$  y  $L=1\text{m}$ , ancho de banda de 10MHz,  $\gamma \approx 0.4$  y  $P_{ent}=8.0\text{mW}$ .

con pocos puntos. Además, el acoplador aire fibra tiene un tramo de fibra de 1m, lo que añade 3m extras de diferencia de caminos ópticos  $\Delta L n$  aumentando así la contribución del ruido de fase del láser. También podemos ver en la figura 45, que la respuesta del interferómetro siempre tiene componentes tanto de rejilla de fase como de amplitud, ya que la respuesta nunca es puramente impar. Para  $V_{\pi/2}$  ambas rejillas son iguales ya que solo podemos detectar picos negativos. Para  $V_{\pi/4}$  la rejilla de fase es dominante sin embargo la respuesta aun no es simétrica, lo cual indica la presencia de la rejilla de amplitud.

## V.5 Simulación de detección de señales ultrasónicas

Nuestro piezoeléctrico tiene frecuencia de corte alrededor de 10kHz. Sin embargo aun es posible detectar señales de hasta 100kHz tomando como referencia la respuesta impar

de nuestro interferometro. Entonces, utilizando la misma configuración que en la sección anterior, introduciremos un pulso de  $20\mu s$  con frecuencia de repetición de  $1kHz$  y voltaje  $V_{\pi/4}$ . Como tenemos contribución de dos rejillas, la respuesta hacia desplazamientos positivos o negativos no es la misma, por esta razón utilizaremos pulsos de ambos signos.

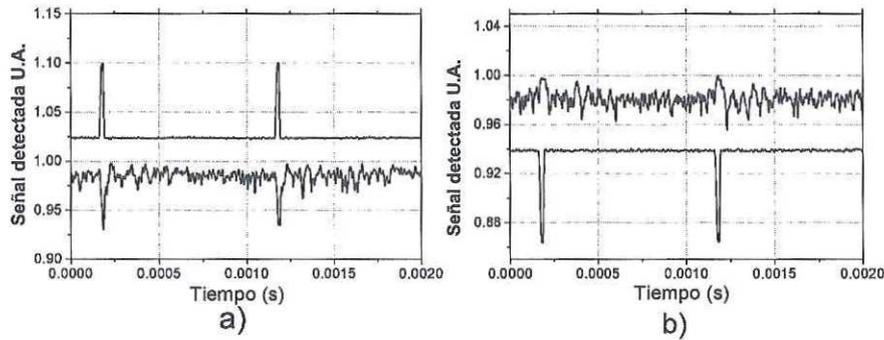


Figura 46. Trazos del osciloscopio obtenidos con promediación de dos tramas para desplazamiento positivo a) y negativo b) de  $\lambda/16$ . Fibra Er 123 con  $\alpha_0 L = 4.3$  y  $L=1m$ , ancho de banda de  $10MHz$ ,  $\gamma \approx 0.4$  y  $P_{ent} = 8.0mW$ .

En la figura 46 se puede ver que los desplazamientos positivos tienen menor respuesta que los negativos, esto es debido a que la rejilla de amplitud no ha desaparecido totalmente, y esta contribuye constructivamente con los pulsos positivos y destructivamente con los pulsos negativos (ver fig. 12). Si reducimos aún más el desplazamiento de la superficie de prueba, la rejilla de fase será más dominante, sin embargo el ruido es bastante fuerte y no podríamos detectar desplazamientos tan pequeños sin promediar. De estos experimentos vemos que podemos detectar desplazamientos de  $\lambda/16$  ( $\approx 100nm$ ) con una SNR de 10 y con respuesta compuesta (ver figura 44). En el próximo experimento intentaremos detectar pulsos ultrasónicos reales de  $2.25MHz$  en un bloque de aluminio sólido medianamente pulido (con reflectividad  $\approx 70\%$ ). Los pulsos serán generados por un transductor ultrasónico (Panametrics Acuscan) acoplado mediante aceite al bloque, este produce pulsos cada milisegundo y además detecta los ecos del pulso que genera.

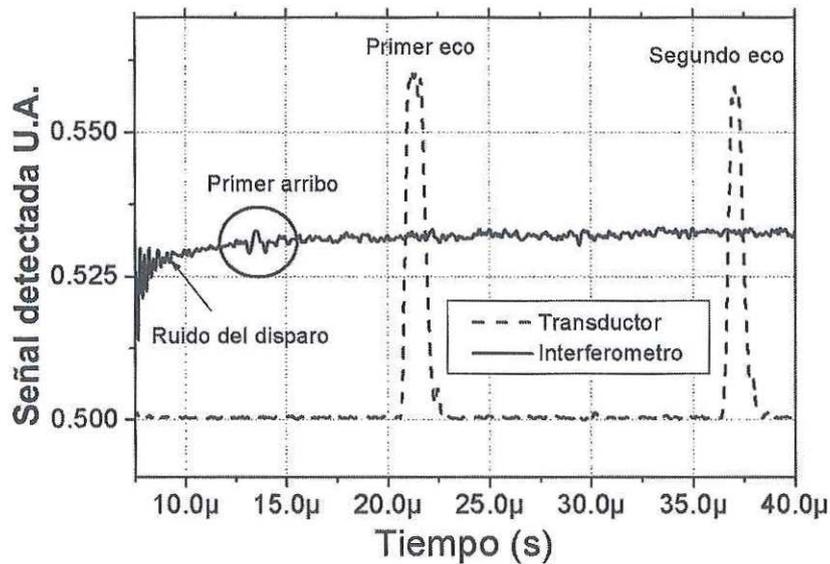


Figura 47. Trazos del osciloscopio obtenidos con un transductor ultrasónico. La línea continua fue obtenida promediando 512 tramas,  $\alpha_0 L = 4.3$ , ancho de banda de 10MHz,  $L=1\text{m}$ ,  $\gamma \approx 0.4$  y  $P_{ent}=8.0\text{mW}$ . La línea punteada representa la salida del receptor del transductor.

En la figura 47 podemos ver los dos primeros ecos de la onda ultrasónica generada por el transductor y detectados también por el transductor. Como éste y nuestro sistema están detectando en lados opuestos del bloque, los pulsos observados se encuentran desfasados por la mitad del tiempo que existe entre eco y eco. Justo esa distancia antes del primer eco nuestro sistema pudo detectar el primer arribo (ver fig. 48), esto promediando 512 tramas en el osciloscopio y con relación señal a ruido muy pequeña. Tal vez tengamos algo del segundo arribo justo a la mitad entre los dos primeros ecos pero es apenas posible notar algo. Por otra parte, no es posible colocar ambos detectores en la misma cara del bloque puesto que el controlador del transductor ultrasónico introduce mucho ruido al osciloscopio en cada disparo, lo que hace imposible detectar el primer golpe del transductor.

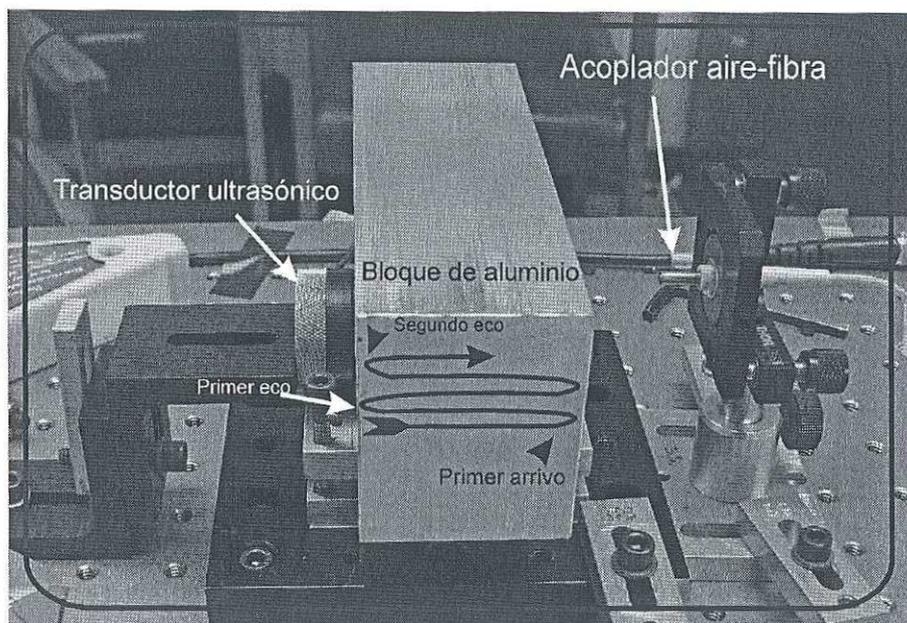


Figura 48. Configuración experimental para la detección de pulsos ultrasónicos.

## V.6 Conclusiones

Con los resultados de este capítulo podemos enunciar algunos puntos sobre la aplicación del interferómetro en línea para detección de vibraciones mecánicas.

- Se desarrolló un interferómetro adaptativo basado en MDO en fibras dopadas con erbio para la medición de vibraciones mecánicas que funciona a una longitud de onda de 1492nm y ancho de banda de 10MHz. Este puede detectar desplazamientos de la superficie de prueba a algunos centímetros de distancia con superficies con reflectividad media-alta.
- Se evaluó el desempeño del interferómetro para la detección de vibraciones mecánicas, en términos de la relación señal a ruido  $\Delta V/V_N$  y el desplazamiento mínimo detectable  $\Delta L_{min}$ . Se establecieron los parámetros óptimos de operación del interferómetro orientado a la medición de vibraciones mecánicas con acoplamientos bajos ( $\gamma < 0.15$ )

( $\alpha_0 L \approx 1$  y  $\Delta V/V_N \approx 30$ ) y acoplamientos altos  $\gamma > 0.4$  ( $\alpha_0 L \approx 0.3$  y  $\Delta V/V_N \approx 100$ ), con  $P_{ent} = 8.0\text{mW}$  y para la rejilla de amplitud.

- Por las mediciones de la respuesta del MDO transitorio así como por la medición en la frecuencia de corte de la función de transferencia del sistema, se evaluó el tiempo de formación de la rejilla (hasta  $\tau_g < 1\text{ms}$ ), el cual determina las propiedades adaptativas del interferómetro.
- Se simuló la detección de pulsos cortos de  $20\mu\text{s}$  y desplazamiento  $\Delta L = \lambda/16$ . Se encontró para la rejilla de fase la sensibilidad ( $0.95\text{mV/nm}$ ) y el desplazamiento mínimo detectable ( $\Delta L_{min} \approx 5\text{nm}$ ).
- El interferómetro fue capaz de detectar pulsos ultrasónicos reales con promediación de 512 trazos sobre un bloque de aluminio medianamente pulido. Sin embargo la SNR obtenida fue cerca de 1 debido a que el ruido del láser limita la sensibilidad del sistema.
- Existe una contribución de la rejilla de amplitud con respuesta cuadrática para nuestra longitud de onda y para todo el intervalo de voltajes de modulación estudiados. Esto trae como consecuencia no linealidad de la respuesta.
- La relación señal a ruido crece con la densidad óptica  $\alpha_0 L$  de la fibra, sin embargo, esto trae como consecuencia la incapacidad de medir señales con  $\gamma$  pequeñas, además se reducen las capacidades adaptativas del sistema.

### V.6.1 Propuestas para mejorar el interferómetro.

Aunque hemos logrado mejorar bastante nuestra señal de MDO, el sistema aún está lejos de ser un dispositivo aplicable. Sin embargo, comprendemos su funcionamiento bastante bien y podemos proponer algunos cambios que pueden mejorar éste.

- Primero, mejorando la estabilidad de la corriente del diodo y trabajando con el regimen, podemos reducir el ruido del láser.
- Es posible compensar la diferencia de caminos ópticos para reducir de esta manera la contribucion del ruido de fase del láser utilizando la configuración mostrada en la figura 49.
- Tambien podemos incluir bombeo (por ejemplo a  $980nm$ ), el cual aumenta el valor de señal absoluta de MDO y reduce hasta en 10 veces el tiempo de formación de la rejilla (Núñez, 2005).
- Utilizar una fibra multimodal y dopada en el acoplador aire-fibra para capturar más luz cuando la superficie de prueba es rugosa.
- Colocar un filtro de banda angosta @ $1492nm$  basado en una rejilla de Bragg permanente para eliminar la fluorescencia mejorando así la SNR con acoplamientos pequeños.
- Utilizar una longitud de onda más corta ( $1480-1470nm$ ) la cual pueda mejorar la respuesta de la rejilla de fase mejorando a su vez la linealidad y la SNR.

En la figura 49 se muestra una configuración donde se aplican las mejoras antes mencionadas. Primero tenemos un acoplador 90/10 del cual se utiliza el 90% para iluminar la muestra y el 10% como onda "R". En esta configuración también se puede compensar la diferencia de caminos ópticos agregando un pedazo de fibra estándar (compensador) en el brazo de 10% del acoplador 90/10 reduciendo así el ruido de fase. Luego la fibra dopada es bombeada con  $980nm$  para reducir el tiempo de formación de la rejilla. Por ultimo se aplica un filtro de reflexión de rejilla de Bragg permanente centrado en la longitud de trabajo para eliminar la contribución de la fluorescencia.

Las fibras dopadas con yterbio parecen ser el próximo paso, poseen rejilla de fase fuerte y tiempos de formación más cortos (Stepanov *et al.*, 2007), pero estas fibras trabajan con



## Capítulo VI

# Resultados principales del trabajo y conclusiones

Finalmente, podemos enunciar los resultados mas importantes obtenidos en el desarrollo de este trabajo.

- Se desarrolló una configuración experimental del interferómetro en línea basado en MDO transitorio en fibras dopadas con erbio, el cual puede ser utilizado para la detección de vibraciones mecánicas. El sistema incluye un láser semiconductor DFB con longitud de onda de 1492nm y potencia máxima de 20mW para asegurar la formación de las rejillas de población con una significativa contribución de las rejillas de fase. La modulación de fase se realizó mediante un espejo acoplado a un actuador piezoeléctrico, el sistema incluyó un acoplador aire-fibra el cual elimina las reflexiones parásitas.
- Se caracterizaron los elementos críticos del sistema experimental. Para una serie de fibras de distinta longitud y concentración de erbio se evaluó la potencia de saturación, la densidad óptica y la atenuación de contactos mediante las técnicas de transmitancia no lineal y la fluorescencia transversal. También se midieron el ruido y longitud de coherencia del láser, así como las características del actuador piezoeléctrico que son datos necesarios para estudiar el MDO en el interferómetro en línea cuantitativamente.
- Se midieron por vez primera en la configuración en línea las dependencias de la eficiencia del MDO contra la potencia de entrada, la densidad óptica de la fibra y el factor de acoplamiento del haz reflejado. Se encontró que el valor máximo de la señal de MDO crece con la densidad óptica, es mayor que en la configuración simétrica y no

existe dependencia considerable hacia el factor de acoplamiento. Se compararon los resultados experimentales con una evaluación teórica donde tenemos concordancia cualitativa. Sin embargo se observa una discrepancia cuantitativa alrededor de un factor de 1.5-2 en fibras cortas y 3 en fibras largas probablemente debido a la birrefringencia aleatoria de la fibra.

- Se evaluó el tiempo de formación de la rejilla directamente del proceso de MDO transitorio y por la función de transferencia en caso de modulación senoidal. Se demostró que este tiempo es  $\tau_g \leq 1\text{ms}$ , el cual puede ser adecuado para alguna aplicación práctica. Este tiempo depende de la potencia total de entrada así como de la densidad óptica de la fibra y define las características adaptativas del interferómetro.
- Se evaluó por primera vez, la sensibilidad, la relación señal a ruido y el desplazamiento mínimo detectable  $\Delta L_{min}$  del interferómetro como un detector de vibraciones mecánicas. Simulando pulsos cortos de  $20\ \mu\text{s}$  se encontró que se podían detectar desplazamientos de hasta 5nm en un ancho espectral de 10MHz.
- Se detectaron pulsos ultrasónicos de 2.25 MHz sobre un bloque de aluminio medianamente pulido. Los pulsos fueron producidos con un transductor ultrasónico comercial. El interferómetro mostró ser estable, sin embargo la relación señal a ruido no es suficiente para aplicaciones prácticas, pero todavía está lejos de las limitaciones fundamentales.
- Este trabajo resultó en la publicación de un artículo en la revista internacional de prestigio Optics Letters. Los resultados también se presentaron en un par de conferencias internacionales OSA '07 y CLEO Europa '07, (ver apéndice B) y además se le dará seguimiento con más experimentos en el INAOE sobre la detección de ultrasonido excitado por un láser pulsado siguiendo las recomendaciones enumeradas en la sección V.6.1.

# Bibliografía

- Agrawal, G. P. 2002. "Fiber optic communication systems". Wiley & Sons Inc., New York. 576 pp.
- Barmenkov, Y. O., A. V. Kir'yanov, y M. V. Andrés 2005. "Dynamic bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-modulated beams' coupling". *Journal of Quantum Electronics*, 41:1176–1180 p.
- Blouin, A. y J. P. Monchalin 1994. "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by two wave mixing in a photorefractive gaas crystal". *Applied Physics Letters*, 65:932–934 p.
- Casillas., D. G. 2006. "Investigación sobre interferómetro adaptativo basado en el mezclado de dos ondas en fibras opticas dopadas con erbio". Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California. 98 pp.
- Collier, R., C. Burckhardt, y L. Lin 1971. "Optical holography". Academic Press, New York. 605 pp.
- Delaye, P., A. Blouin, D. Drolet, L.-A. de Montromorillon, G. Roosen, y J.-P. Monchalin 1997. "Detection of a scattering surface by photorefractive inp:fe under an applied dc field". *Journal of the Optical Society of America B*, 14:1723–1734 p.
- Desurvire, E. 1986. "Erbium doped fiber amplifiers, principles and applications". Wiley Interscience, Mill Valley. 800 pp.
- Dewhurst, R. J. 1990. "Optical sensing of ultrasound". *Nondestructive Testing Evaluation.*, 5:157–169 p.
- Dewhurst, R. J. y Q. Shan 1999. "Optical remote measurement of ultrasound". *Measurement Science Technologies*, 10(11):139–168 p.
- Feuer, M. D. 1998. "Length and power dependence of self-adjusting optical fiber filters". *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(11):1587–1589 p.
- Fischer, B. y J. L. Zyskind 1993. "Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers". *Optics Letters*, 18(24):2108–2110 p.
- Francis, T. y Y. S. Yin 2002. "Fiber optic sensors". CRC Press, Boca Raton. 494 pp.
- Frisken, S. J. 1992. "Transient bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers". *Optics Letters*, 17(24):1776–1778 p.

- García, C. D., S. S., y P. M. 2007. "Linearizing response of adaptive interferometer based on dynamic grating in erbium-doped fiber with saturable absorption". *Revista Mexicana de Física*, 53:144–148 p.
- Honda, T., T. Yamashita, y H. Matsumoto 1995. "Optical measurement of ultrasonic nanometer motion of rough surface by two-wave mixing in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ". *Japan journal of Applied Physics*, 34:3737–3740 p.
- Horowitz, M., R. Daisy, B. Fischer, y J. L. Zyskind 1994. "Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing". *Optics Letters*, 19(18):1406–1408 p.
- Ing, R. K. y J. P. Monchalin 1991. "Broadband optical detection of ultrasound by two wave mixing in a photorefractive crystal". *Applied Physics Letters*, 59:3233–3235 p.
- Kartalopoulos, S. V. 2002. "Introduction to d.w.d.m. technology data in a rainbow". Wiley & Sons Inc., New York. 276 pp.
- Núñez, C. 2005. "Investigación del mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con erbio con bombeo óptico". Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California. 91 pp.
- Petrov, M. P., S. Stepanov, y Trofimov 1986. "Non-stationary emf in the heterogeneously illuminated photoconductor". *Pisma V Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 12:916–921 p.
- Plata, M. 2007. "Investigación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio". Tesis de Doctorado, Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, Puebla, México. 179 pp.
- Saleh, B. E. A. y M. C. Teich 1991. "Fundamental of photonics". Wiley-Interscience. 949 pp.
- Scruby, C. B. y L. E. Drain 1990. "Laser ultrasonics". Adam Hilger Inc., England. 447 pp.
- Siegman, A. E. 1986. "Lasers". University Science Books, Mill Valley, CA. 1283 pp.
- Stepanov, S., A. A., y P. Merget 2007. "Effective recording of dynamic phase gratings in yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm". *Optics Express*, 15(14):8832–8837 p.
- Stepanov, S. y F. P. Cota 2007. "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 p.
- Stepanov, S. y E. Hernández 2005. "Observation of spatial migration of excitation in er-doped optical fibers by means of population grating technique". *Optics Letters*, 30(15):1926–1928 p.
- Stepanov, S. y E. Hernández 2006. "Phase contribution to dynamic gratings recorded in er-doped fiber with saturable absorption". *Optics Communications*, 271:91–95 p.

- Stepanov, S., E. Hernández, y M. Plata 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 p.
- Stepanov, S. y C. Núñez 2006. "Intensity dependence of the transient two-wave mixing via population gratings in er-doped fibers". *Optics Communications*, 264:105–115 p.
- Stepanov, S., V. Petrov, P. Rodriguez, y R. Lopez 2001. "Directional detection of laser generated ultrasound with an adaptive two wave mixing photorefractive configuration". *Optics communications*, 1:249–255 p.

# A

## Apendices

### A.1 Codigo en Matlab

Para resolver el juego de ecuaciones diferenciales no lineales acopladas que describe el comportamiento del MDO estacionario (ec. 22 y ec. 23), es posible resolver el sistema mediante una aproximación numérica y adecuarla a nuestras condiciones en el interferómetro en línea.

```
clear
close all
clc

zinicial = 0;

intervalo=.001;
final=3;
n = 100;
cont=0;
cont2=0;

alfacerol=[0:.5:2];
gamma=[.15 .3 .4]; %Densidades ópticas
```

```

for acoplamiento = [.15 .3 .4] %factores de acoplamiento
cont2=cont2+1;

for zfinal = [0:.5:2]; Densidades ópticas

cont=1+cont;

z = linspace(zinicial, zfinal, n);
potencias=0:.2:8; %Potencias
involucradas

for m=1:1:length(potencias)

I0=potencias(1,m);\\

    IFr = zeros(1,n);
    IBr = zeros(1,n);
    IF = zeros(1,n);
    IB = zeros(1,n);
    %%%%%%%%%%%

for p=0:intervalo:potencias(1,m)*final

IFa = sqrt(I0); IBa = sqrt(I0)*p;

IF(1,1)=IFa; IB(1,1)=IBa;
distribucionesf(cont2,1)=IFa;
distribucionesb(cont2,1)=IBa;

```

```

h = z(2) - z(1);

for j = 1:1:n-1

IF(1,j+1) = IFa -((.5*IFa)/(1 + IFa^2 + IBa^2)
            +(.5*IFa*IBa^2)/(1 + IFa^2 + IBa^2)^2)*h;

IFa = IF(1,j+1);

IB(1,j+1) = IBa +((.5*IBa)/(1 + IFa^2 + IBa^2)
                - (.5*IFa^2*IBa)/(1 +IFa^2 + IBa^2)^2)*h;

IBa = IB(1,j+1);\\

        distribucionesf(cont2,j+1)=IFa;
        distribucionesb(cont2,j+1)=IBa;
end

if IB(1,n) >= acoplamiento*IF(1,n) %Interferómetro en línea
if IB(1,n) >= IF(1,1) % configuración simétrica
    break
end
end

p=0;
j=0;

```

Otra vez pero con cambio de fase y coherente

```
for p=0:intervalo:potencias(1,m)*final
```

```
IFar = sqrt(I0);
```

```
IBar = -sqrt(I0)*p; \%,Cambio de fase
```

```
IFr(1,1)=IFar; IBr(1,1)=IBar;
```

```
for j = 1:1:n-1
```

```
IFr(1,j+1) = IFar -((.5*IFar)/(1 + IF(1,j+1)^2
    + IB(1,j+1)^2)+(.5*IF(1,j+1)*IB(1,j+1)*IBar)/(1 + IF(1,j+1)^2
    +IB(1,j+1)^2)^2)*h;
```

```
IFar = IFr(1,j+1);
```

```
IBr(1,j+1) = IBar +((.5*IBar)/(1 + IF(1,j+1)^2
    + IB(1,j+1)^2) -(.5*IF(1,j+1)*IB(1,j+1)*IFar)/(1 + IF(1,j+1)^2
    +IB(1,j+1)^2)^2)*h;
```

```
IBar = IBr(1,j+1);
```

```
en
```

```
if abs(IBr(1,n)) >= acoplamiento*IF(1,n) %interferómetro en línea
```

```
if abs(IBr(1,n)) >= IF(1,1) % configuración simétrica
```

```
    break
```

```
end
```

```

end

%MDO amplitud relativa y potencia promedio
promedio(cont,m)=IB(1,1)^2;
promedio(cont,1)=0;
promedio(cont2,m)=IB(1,1)^2;
promedio(cont2,1)=0;

twm(cont,m)=(IB(1,1)^2-IBr(1,1)^2)/IB(1,1)^2;
twm(cont,1)=0;

deltav(cont,m)=(IB(1,1)^2-IBr(1,1)^2); % para distintas densidades
deltav2(cont2,m)=(IB(1,1)^2-IBr(1,1)^2); % para distintos acoplamientos

cont=0;
end

```

Se pueden cambiar prácticamente todos los parámetros y obtener curvas y dependencias de distintas maneras. También es posible cambiar a configuración simétrica.

La bandera *cont* cambia la densidad óptica final, *z* la densidad óptica parcial, *cont2* cambia el factor de acoplamiento y *m* la potencia de entrada. colocando estos marcadores es posible hacer arreglos matriciales donde se incluyan por ejemplo familias de curvas de la dependencia del nivel estacionario contra la potencia de entrada a distintos factores de acoplamiento, conservando la densidad óptica o combinaciones de estas.

## A.2 Contribuciones de éste Trabajo

Aquí mostramos el artículo completo publicado en Optics Letters y como los resúmenes enviados tanto a la OSA 2007 con el cual se participó con una presentación mural como el enviado a CLEO 07 Europa respectivamente.

# Transient two-wave mixing in a linear configuration of an adaptive interferometer based on Er-doped fiber with saturable absorption

Serguei Stepanov\* and Fernando Pérez Cota

Centro de Investigacion Científica y de Educacion Superior de Ensenada, 107 km. Carretera Tijuana-Ensenada, Ensenada 22860, México

\*Corresponding author: steps@cicese.mx

Received May 25, 2007; accepted July 9, 2007;  
posted July 30, 2007 (Doc. ID 83444); published August 17, 2007

We report results of transient two-wave mixing (TWM) in Er-doped fibers with saturable absorption in a linear configuration of an adaptive interferometric vibrometer with essentially different powers of recording waves. The TWM signal modulation depth detected in the weak (reflected) wave was shown to be twice as strong as in the symmetric configuration with equal recording powers. In accordance with theoretical predictions, the experimentally observed TWM signal amplitude grew continuously with the fiber optical density in the whole investigated range of  $\alpha_0 L \approx 0.2-4$ . At the recording wavelength 1492 nm it proved to be quite close to the theoretical limit of  $\approx \alpha_0 L/2$  for weakly absorbing fibers, and in 1-m-long fiber of high optical density reached maximal value of  $\approx 0.8$ . The TWM response time went down with the recording light power and for  $P_0 \approx 10$  mW was in the submillisecond region. © 2007 Optical Society of America  
OCIS codes: 060.4370, 190.7070, 060.2410.

In [1] we proposed rare-earth-doped optical fibers as a promising substitute for photorefractive crystals in adaptive interferometric vibrometers based on transient two-wave mixing (TWM) [2]. Because of the possibility to implement an all-fiber system based on commercial telecom components and potentially shorter grating formation times, such devices could be especially attractive for industrial applications. The dynamic population gratings are recorded in these fibers via local saturation of optical absorption (or gain in optically pumped fibers) in bright fringes of the interference pattern formed by two counter-propagating recording waves [3]. Earlier, impressive demonstrations of applications in tunable narrow-band optical filters [3–5], single-frequency fiber lasers [6,7], and for microwave modulation depth enhancement [8] were also reported for similar fiber gratings.

In Er-doped fibers (EDF), the cw light power necessary for efficient formation of such gratings in the spectral range 1480–1570 nm is usually of sub-mW scale. The grating recording time  $\tau_g$  is governed by the characteristic time  $\tau_0$  of spontaneous relaxation of the rare-earth ion metastable state and is usually of the ms scale in EDF [1,3,9] or sub-ms scale in Yb-doped fibers [10]. The recorded unshifted gratings are essentially of an amplitude type; however, in some cases, the phase, i.e., the refractive index component, can also be significant, as in EDF at the sides of  $\text{Er}^{+3}$  absorption maximum [11,12], or even dominant, as in Yb-doped fiber at 1064 nm [10].

The simplest configuration of the adaptive interferometer for detection of the mechanical vibrations is shown in Fig. 1 [9]. The output TWM signal detected at circulator terminal #3 results from interference between the backpropagating phase-modulated wave  $S$  reflected from the vibrating object surface and the direct wave  $R$  diffracted from the recorded grating.

The adaptive property of this configuration [2] is ensured by the dynamic nature of the grating, which is permanently readjusted to a new position of the interference pattern with the characteristic time  $\tau_g \ll \tau_0$ . In this way, all relatively slow environmentally induced phase drifts in the reflected wave  $S$  are compensated. Unlike widely used TWM configurations based on a symmetric Sagnac interferometer with approximately equal recording wave powers (see, e.g., [1,3–5]), the input powers of these waves are essentially different in the linear arrangement ( $P_{S,in} \ll P_{R,in}$ ), which influences the efficiency of the TWM process [4]. Below we report the basic properties of this configuration, which are most important for possible applications in adaptive interferometry.

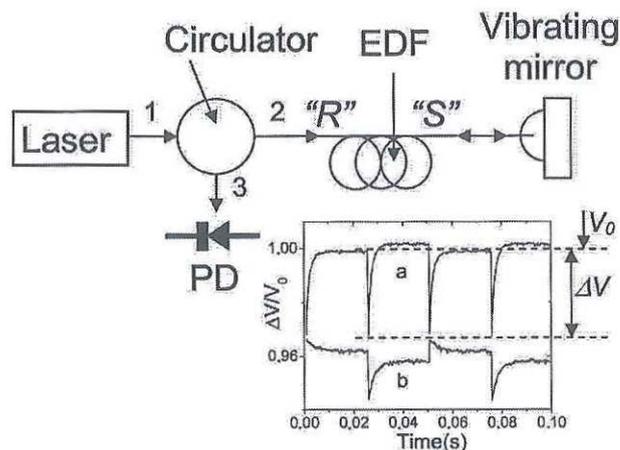


Fig. 1. Schematic of a linear interferometric vibrometer utilized for investigation of the transient TWM in EDFs. The inset shows normalized signal profiles observed for rectangular modulation with amplitude  $a, \approx U_\pi$  and  $b, \approx U_\pi/4$  (0.5 m long Er103 fiber,  $P_0=3.3$  mW, averaging over 512 oscilloscope traces).

The reported experiments were performed with commercial-medium-doped (with maximal absorption 4 dB/m at 1531 nm) single-mode EDF Er103 of National Optics Institute. The recording wavelength was  $\lambda=1492$  nm (cw distributed feedback 20 mW semiconductor laser with coherence length  $\geq 25$  m at  $I_d > 30$  mA), which ensured formation of effective population gratings with significant contribution of a phase component [12]. We utilized a set of the fiber samples of lengths  $L=0.5, 1.0, 2.1, 4.1,$  and  $8.5$  m (all cut from the same piece of the doped fiber) with initial, not saturated optical densities  $\alpha_0 L=0.21, 0.42, 0.86, 1.7,$  and  $3.6$ , respectively. The saturation power  $P_{sat}$  of the utilized EDF was evaluated to be  $\approx 0.9$  mW at the recording wavelength.

As in our earlier experiments (see, e.g., [1,9,12]), we utilized periodic rectangular phase modulation introduced into the backpropagating wave via piezoelectric modulator. No collimating optics was used, and effective coupling of the reflected wave back into the fiber (typically in the range 10–60%) was ensured by a small distance of the fiber end from the vibrating mirror—see Fig. 1. A small droplet of glycerin put in the fiber–mirror space was used to reduce unwanted reflection from the free fiber end.

The oscilloscope trace a in the inset of Fig. 1 shows typical even-type TWM response from the amplitude grating component observed for modulation voltage amplitude  $U_\pi$ . For essentially reduced modulation amplitude ( $U_{mod} \leq U_{\pi/2}$ ), the contribution of the phase grating component starts to dominate [12] and the TWM response shape transforms in the direction of an odd-type one—see oscilloscope trace b in the inset of Fig. 1.

Figure 2(a) presents the input power  $P_{R,in}=P_0$ , dependences of the modulation depth in the even-type TWM signal (defined as  $\Delta U/U_0$ —see inset a of Fig. 1) observed for the fiber lengths 0.5, 2.1, and 8.5 m at a modulation amplitude  $U_\pi$ . Note that in these measurements the coupling coefficient  $r$  for the reflected wave  $S$  (defined as  $P_{S,in}/P_{R,out}$ ) was evaluated from the average power detected at the output of the experimental setup. To enable comparison of the experimental results with the theoretical predictions, in Fig. 2(a) we have also presented three families of theoretical curves calculated for similar fiber optical densities,  $\alpha_0 L=0.21, 0.86,$  and  $3.6$ , for three different coupling coefficients,  $r=0.4, 0.2,$  and  $0.01$ . The calculations were performed using nonlinear coupled wave equations for the reflectance-type population grating and a special calculation procedure utilized in [13].

General behavior of the calculated theoretical curves is similar to that reported in [13] for symmetric recording configuration: the initial linear growth of the TWM signal amplitude is substituted by the inversely linear decay with the maximum reached for the total incident light power  $P_0$  close (or somewhat larger for higher optical densities  $\alpha_0 L$ ) to the fiber saturation power. As one can also see from Fig. 2(b), the TWM amplitude grows with reduction of the coupling constant  $r$  and, for  $r \ll 1$  and  $\alpha_0 L \ll 1$ , reaches the maximal value  $(\Delta U/U_0)_{max} \approx \alpha_0 L/2$ . Note that

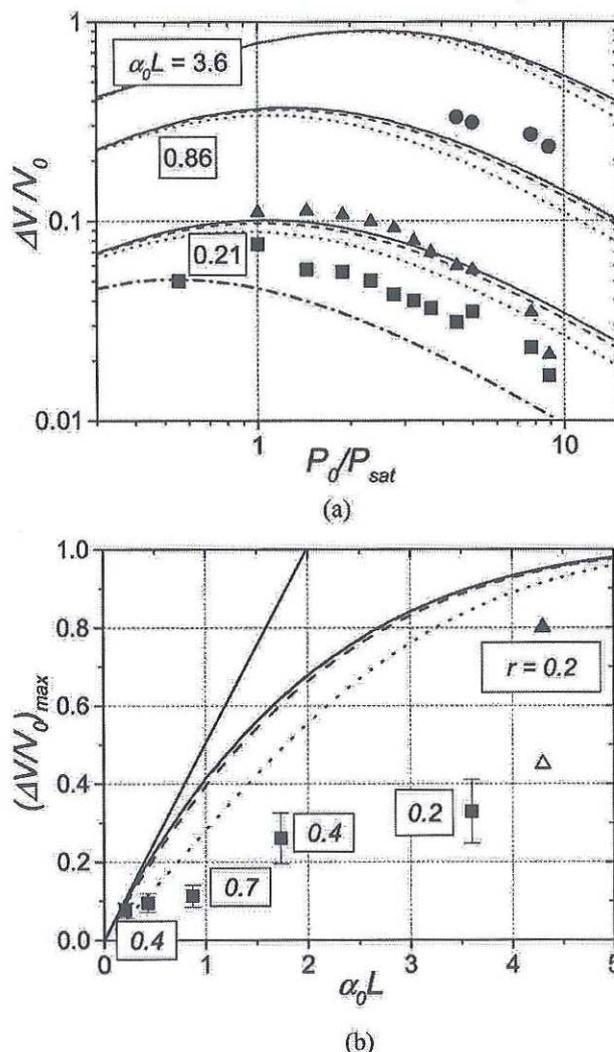


Fig. 2. (a) Experimental dependences of the TWM signal relative amplitude on the input recording power  $P_0$  observed in 0.5 (squares), 2.1 (triangles), and 8.5 m (circles) long fibers (for evaluated values of  $r=0.4, 0.7,$  and  $0.2$ , respectively). The continuous curves represent theoretical dependences calculated for  $\alpha_0 L=0.21, 0.86,$  and  $3.6$  for coupling coefficients  $r=0.01, 0.2, 0.4$  (solid, dashed, and dotted curves, respectively). The dashed-dotted curve shows the theoretical curve for the symmetric recording configuration calculated for  $\alpha_0 L=0.21$ . (b) Experimental dependence of the maximal TWM signal amplitude on the optical density of Er103 fiber samples. The continuous curves, represent theoretical curves calculated for  $r=0.01, 0.1,$  and  $1$  (solid, dashed, and dotted curves, respectively), and the straight solid line shows the approximation obtained for  $\alpha_0 L \rightarrow 0$  and  $r \rightarrow 0$ . The triangles present data for Er123 1 m long fiber in linear (filled symbol) and in symmetric [12] (empty symbol) configurations. All experiments were performed with  $U_{mod}=U_\pi$ .

this maximal signal amplitude is approximately two times larger than the corresponding theoretical estimate for the symmetric recording configuration [13]—see, e.g., corresponding theoretical curve calculated for  $\alpha_0 L=0.21$  shown by the dashed-dotted line in Fig. 2(a).

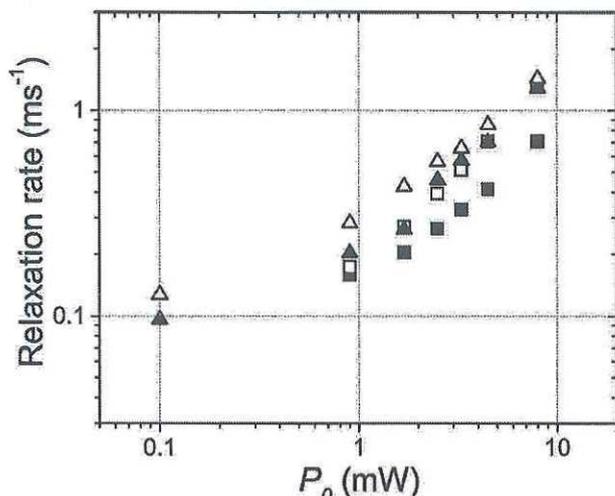


Fig. 3. Experimental dependences of TWM signal decay rate  $\tau_g^{-1}$  on incident light power  $P_0$  observed in 0.5 m (triangles) and 4.1 m (squares) long samples of Er103 fiber ( $r = 0.4$  and 0.15: empty and filled symbols, respectively).

In general, the experimentally observed behavior of the TWM amplitude on the recording power corresponds to the theoretically predicted one; however, the values of the signal amplitude are somewhat inferior to the theoretical estimates. The disagreement is, however, insignificant for short fibers and, on the opposite, the reduction factor reaches the value  $\approx 3$  in long fibers—see Fig. 2(b). This can be attributed to the polarization mismatch between the counter-propagating recording waves induced by random residual birefringence of long fibers. If one neglects the grating recording by waves of orthogonal polarizations, the corresponding reduction factor can reach the maximal value 2, which explains a significant part of the disagreement between experiment and theory presented by Fig. 2(b) for long fibers. This conclusion is supported by significantly larger TWM signal modulation depth ( $\approx 0.8$ ) observed in a relatively short ( $L = 1$  m) piece of a heavily doped fiber Er123 with  $\alpha_0 L = 4.3$ . Note that, as predicted by the theoretical analysis, this value proved to be nearly twice as large as that reported for the same fiber in the symmetric recording configuration [12]—see Fig. 2(b). Among other more fundamental reasons of the grating amplitude reduction in EDFs one can also mention spatial migration of excitation [14] and excited state absorption [15].

Adaptive properties of the interferometric configuration in question are determined by the grating formation time  $\tau_g$ , which corresponds to the decay time of the transient TWM peaks shown in inset to Fig. 1. The experimental dependences of the inverse value of this time on the input light power  $P_0$  obtained for 0.5 and 4.1 m long fibers are presented in Fig. 3. One can see that the shorter (i.e., initially more transparent and more easily saturable) fiber ensures faster effective grating formation, i.e., the gratings recorded in this fiber will demonstrate better adaptive properties. For high recording powers  $P_0 \gg P_{sat}$  both of these

fibers demonstrate expected linear growth of the grating relaxation rate with  $P_0$  [14] and in both of them  $\tau_g$  reaches sub-ms value at  $P_0 \approx 10$  mW.

The majority of the above-presented results were obtained for modulation amplitude  $U_\pi$  when the TWM signal is associated with the amplitude grating, which results in quadratic response to the vibrating surface displacement (for  $U_{mod} \leq U_{\pi/2}$ ). For practical applications, the linear TWM response, which is ensured by unshifted phase gratings, is preferable since it results in better sensitivity and makes it possible to determine the direction of the object surface displacement—see inset b of Fig. 1. Note that since the self-diffraction from the unshifted phase grating takes the form of an energy exchange between the recording waves, the effective TWM signal from such a grating can be significantly reduced in this configuration when the coupling constant approaches 1.

Summarizing, we have investigated the transient TWM response in Er-doped fibers with saturable absorption in a linear configuration suitable for adaptive vibrometry applications. It was shown that transient TWM response in this arrangement with essentially reduced power of the backpropagating recording wave can be approximately two times stronger than in configuration with equal recording powers. The investigated fibers of larger optical density were characterized by stronger modulation depth in the TWM signal, however, fibers with low optical density ensured faster grating formation. It was also shown that at the recording wavelength (1492 nm) in short fibers, the detected TWM signal amplitude is close to the theoretically predicted limit  $\approx \alpha_0 L / 2$ .

## References

1. S. Stepanov, E. Hernández, and M. Plata, *Opt. Lett.* **29**, 1327 (2004).
2. R. J. Dewhurst and Q. Shan, *Meas. Sci. Technol.* **10**, R139 (1999).
3. S. Frisken, *Opt. Lett.* **17**, 1776 (1992).
4. M. D. Feuer, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1587 (1998).
5. S. A. Havstad, B. Fischer, A. E. Willner, and M. G. Wickham, *Opt. Lett.* **24**, 1466 (1999).
6. M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer, and J. Zyskind, *Electron. Lett.* **30**, 648 (1994).
7. R. Paschotta, J. Nilsson, L. Reekie, A. C. Trooper, and D. C. Hanna, *Opt. Lett.* **22**, 41 (1997).
8. S. Norcia-Molin, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, and R. Frey, *Opt. Lett.* **31**, 299 (2006).
9. D. García Casillas, S. Stepanov, and M. Plata Sanchez, *Rev. Mex. Fis.* **53**, 144 (2007).
10. S. Stepanov, A. Fotiadi, and P. Mégret, *Opt. Express* **15**, 8832 (2007).
11. Yu. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and M. V. Andrés, *IEEE J. Quantum Electron.* **41**, 1176 (2005).
12. S. Stepanov and E. Hernández, *Opt. Commun.* **271**, 91 (2006).
13. S. Stepanov and C. Nuñez Santiago, *Opt. Commun.* **264**, 105 (2006).
14. S. Stepanov and E. Hernández, *Opt. Lett.* **30**, 1926 (2005).
15. A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, and N. N. Il'ichev, *Opt. Express* **13**, 8498 (2005).

# Transient two-wave mixing in linear interferometer based on Er-doped optical fiber with saturable absorption

S. Stepanov<sup>1</sup>, F. Pérez Cota<sup>1</sup>, D. García Casillas<sup>1</sup>, M. Plata Sánchez<sup>2</sup>

1. CICESE, km. 107 carretera Tijuana-Ensenada, Ensenada, 22860, México

2. INAOE, 1 Luis Enrique Erro, Tonantzintla, Puebla, 72840, México

steps@cicese.mx

**Abstract:** Transient two-wave mixing in Er-doped optical fibers with saturable absorption was shown to be nearly two times more efficient in linear interferometric configuration with significantly different powers of recording waves than in symmetric recording arrangement.

©2007 Optical Society of America

OCIS codes: 190.7070, 060.2410.

In [1] we proposed to use transient two-wave mixing (TWM) in Er-doped optical fibers with saturable absorption in spectral range 1480-1570 nm for adaptive detection of mechanical vibrations, and of laser induced ultrasonic signals in particular. Schematic of the corresponding “linear” interferometric configuration is presented in Fig.1. Typical TWM signals detected in case of rectangular  $\pm\pi$  phase modulation, which ensured observation of maximal amplitude of an even type response from the amplitude grating component, is shown in inset to this figure. Unlike similar TWM experiment in symmetric Sagnac loop interferometer (see e.g. [1,2]), the recording waves R and S have essentially different powers in this arrangement and the output signal is detected in the weak back-propagating wave S. Here we report results on investigation of TWM under these conditions.

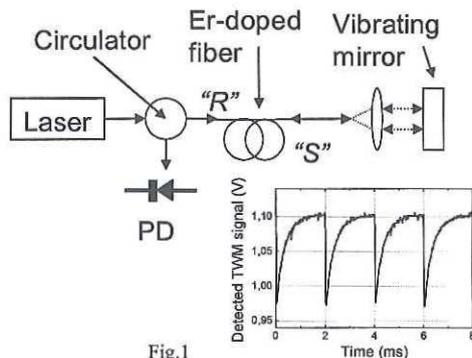


Fig.1

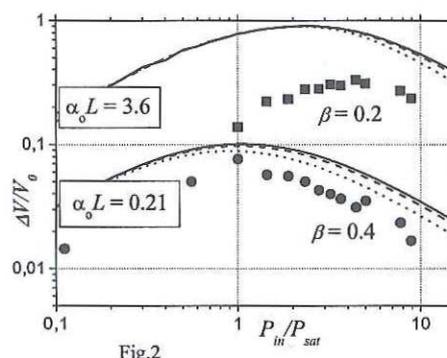


Fig.2

Fig.2 presents experimental results on relative (i.e. normalized to the stationary output signal value) maximal TWM amplitude as a function of the input power  $P_{in}$  of the direct recording wave R. The measurements were performed at  $\lambda = 1492$  nm in four different pieces of INO single-mode Er-doped fiber Er103 (with maximal absorption  $\approx 4$  dB/m@1531nm) of the length  $L \approx 0.5$  (●) and 8.5 m (■) with initial, i.e. not saturated, optical density  $\alpha_0 L \approx 0.21$  and 3.6 respectively. The saturation power of the fiber  $P_{sat}$  was found to be  $\approx 0.9$  mW and typical coupling coefficients  $\beta$  for the wave S reflected back to the fiber were in the range 0.2-0.4. As it was demonstrated in [3], the grating recording around this wavelength is especially efficient in Er-doped fibers and also ensures formation of strong phase component with linear TWM response at low modulation amplitudes.

Continuous lines in Fig.2 present theoretical curves, which were calculated using nonlinear coupled wave equations [2] for similar  $\alpha_0 L$  values and for  $\beta = 0.01, 0.2$ , and 0.4 (shown by solid, dashed, and dotted lines respectively). These results demonstrate significant increase in the expected efficiency of the TWM amplitude (nearly by factor 2 for low coupling coefficients  $\beta \ll 1$ ) as compared with Sagnac configuration with equal recording powers [2]. As for the latter symmetric arrangement, the experimentally observed TWM amplitude is inferior to the corresponding theoretical evaluation, however, in short fibers the disagreement is insignificant. Random residual birefringence of the fibers is the most probable reason of additional relative TWM amplitude reduction in long fibers.

[1] S. Stepanov, E. Hernández, and M. Plata, Opt.Lett. 29, 1327-1329 (2004).

[2] S. Stepanov and C. Nuñez Santiago, Opt.Comm. 264, 105-115 (2006).

[3] S. Stepanov and E. Hernández Hernández, Opt.Comm. 271, 91-95 (2007).

# Adaptive interferometer for detection of mechanical vibrations based on dynamic population grating in Er-doped optical fiber

S. Stepanov<sup>1</sup>, D. García Casillas<sup>1</sup>, F. Pérez Cota<sup>1</sup>, E. Hernández Hernández<sup>1</sup>, M. Plata Sánchez<sup>2</sup>,  
P. Rodríguez Montero<sup>2</sup>

1. CICESE, km.107 carretera Tijuana-Ensenada, Ensenada, 22860, México

2. INAOE, Luis Enrique Erro No 1, Tonantzintla, Puebla, 72840, México

Two-wave mixing (TWM) in photorefractive media is considered as a promising technique for adaptive interferometric detection of mechanical vibrations and of laser-induced ultrasound under industrial conditions in particular [1]. Because of dynamic nature of the recorded hologram, which works in this case as an “intelligent beam-splitter”, random speckle-like structure and environmentally induced general phase fluctuations in the wave-front reflected from the vibrating object are effectively compensated. Being very sensitive (limited by shot noise), the photorefractive detection configurations suffer, however, from insufficient speed of the dynamic grating formation, which, even in case of high-sensitivity semiconductor photorefractive crystals (PRCs), is limited by milliseconds.

TWM via saturation of the optical absorption/gain in fibers doped with rare-earth elements [2] seems to be a promising alternative to PRCs in this important application. Resonance nature of this type of optical nonlinearity in combination with very high concentration of the recording light power inside the optical fiber make these materials highly sensitive for recording of the dynamic reflectance gratings. In particular, in Er-doped single-mode fibers the TWM response time can be easily reduced to milliseconds (or, as also show our experiments, to 0.1 ms level in case of optically pumped fibers) for mW-scale recording light power from the spectral range 1480-1570 nm. Additional advantages of such detection systems are associated with the possibility to develop an all-fiber adaptive interferometer suitable for application in industrial environment and also with commercial availability of all necessary optical elements (including fibers, cw semiconductor lasers, optical fiber amplifiers, circulators, etc.).

Simplified schematic of such optical fiber TWM configuration, which can be applied for detection of mechanical vibrations, is presented in Fig.1. Fig.2 presents an example of one-shot oscilloscope trace of the TWM signal, which is observed in case of a periodic rectangular-shape displacement of the piezoelectric mirror. In these experiments, which clearly demonstrate sub-millisecond grating formation rate, we used OFS-Fitel single-mode Er-doped optical fiber HG980 with initial, not saturated optical density  $\alpha_0 L \approx 9$  at the recording wavelength 1526 nm (located in the vicinity of maximum of optical absorption of  $\text{Er}^{+3}$ ) and the input power of 3 mW of the incident wave R.

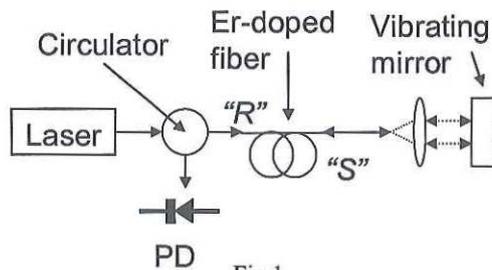


Fig.1

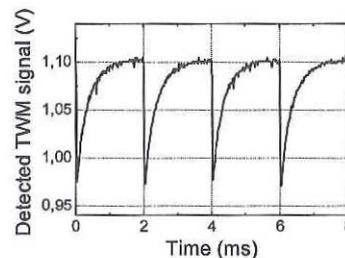


Fig.2

The presented in Fig.2 TWM signal is of even type and is characterized by quadratic dependence on the modulation amplitude, which corresponds to the unshifted absorption grating recorded in Er-doped fiber without optical pumping at this particular wavelength [2]. For linearization of the TWM response from such grating, which is usually necessary for practical applications, we used some modified detection techniques based on additional introduction of preliminary  $\pi/2$  fast phase shift, or of resonance frequency off-set in the detected reflected wave. Another promising alternative is based on utilization of population dynamic gratings with significant unshifted phase grating component, which we observed at the short-wavelength end (i.e. at 1480-1500 nm) of the sensitivity region of Er-doped fibers. Note that our experiments also showed that in this spectral region the relative value of TWM response is several times stronger than in vicinity of the maximal  $\text{Er}^{+3}$  absorption.

To improve the adaptive properties of the interferometer more, one can use optical pumping of the Er-doped fibers (at 980 nm), or utilize the rare-earth doping elements with shorter spontaneous relaxation times of the metastable level, e.g. Yb-doped fibers. We believe that detection of the speckle-like reflected wavefronts necessary for real practical applications can be performed using similar TWM effects in multimode doped fibers.

This research work was supported by CONACYT (México) Grant 47701.

1. R.J. Dewhurst and Q. Shan, Meas. Sci. Technol. **10**, R139 – R168 (1999).

2. S.Stepanov et al., Opt.Lett. **29**, 1327-1329 (2004).