

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



**MEDICION DE LA DISPERSION EN FIBRAS
DOPADAS CON ERBIO USANDO UNA
TECNICA INTERFEROMETRICA.**

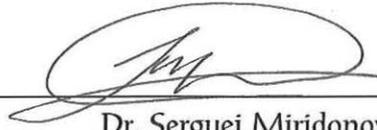
**TESIS
MAESTRIA EN CIENCIAS**

GEORGINA BELTRAN PEREZ

Ensenada, Baja California, Mexico. Marzo de 1998.

TESIS DEFENDIDA POR
Georgina Beltrán Pérez

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITE



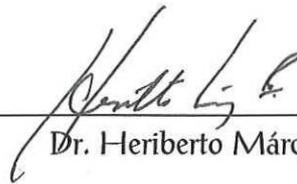
Dr. Serguei Miridonov

Director del Comité



Dr. Helmut Maske Rubach

Miembro del Comité



Dr. Heriberto Márquez Becerra

Miembro del Comité



Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez

Miembro del Comité



Dra. Diana Tentori Santacruz

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Jefe del Departamento de Optica



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

23 de marzo de 1998

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA

DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ÓPTICA



Medición de la dispersión en fibras dopadas con erbio usando una técnica interferométrica.

TESIS

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

GEORGINA BELTRÁN PÉREZ

Ensenada Baja California, México. Marzo de 1998

RESUMEN de la tesis de GEORGINA BELTRÁN PÉREZ, presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS con especialidad en ÓPTICA. Ensenada, Baja California, México. Marzo de 1998.

MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN EN FIBRAS DOPADAS CON ERBIO USANDO UNA TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA.

Resumen aprobado por:



Dr. Serguei Miridonov
Director de Tesis

La dispersión es un parámetro importante en el desarrollo de sistemas de comunicación, pues ésta limita el ancho de banda de transmisión de las señales enviadas a través de las fibras ópticas. Por otra parte para compensar las pérdidas de luz es necesario emplear repetidores. Las redes de comunicación pueden desarrollarse basadas en el uso de: a) amplificadores electrónicos y b) amplificadores empleando fibras dopadas con erbio. La segunda opción resulta ser más interesante pues evita la necesidad de hacer las conversiones de señal óptica a señal eléctrica y de nuevo a señal óptica. Además las fibras amplificadoras dopadas con erbio presentan una banda espectral de amplificación amplia. Esto provoca que sea necesario conocer la dispersión en fibras dopadas con erbio. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos de la medición de los coeficientes de dispersión constante de dos tipos de fibras ópticas dopadas con erbio. Estas mediciones se realizaron usando una técnica interferométrica, basada en un interferómetro tipo Mach-Zehnder. Como resultado de este trabajo se desarrolló un arreglo experimental con el cual es posible medir el coeficiente de dispersión de la fibra bajo estudio y un programa para procesar la información obtenida a partir de los interferogramas medidos a la salida del arreglo experimental. Este trabajo muestra los coeficientes de dispersión para dos fibras con diferentes concentraciones de erbio en la banda de 1500nm a 1600nm. El coeficiente de dispersión para la fibra de erbio con una concentración de 960ppm-wt de 60cm de longitud resultó ser igual a 12ps/km·nm; mientras que para la fibra dopada con 5300ppm-wt, de 20cm de longitud, resultó estar en el rango de 110-212ps/km·nm en régimen multimodal.

Palabras clave: fibras dopadas con erbio, dispersión en fibras, dispersión.

ABSTRACT

DISPERSION MEASUREMENT OF ERBIUM DOPED OPTICAL FIBERS USING AN INTERFEROMETRIC TECHNIQUE.

In the development of communication systems dispersion is an important parameter, because it limits the bandwidth in which optical fibers are useful to carry signals. On the other hand, in order to compensate light losses it is necessary to use repeaters, the networks can be developed based on a) electronic amplifiers and b) erbium-doped fiber amplifiers. The second option is a better choice since the use of optical fibers eliminates the need to convert the signal from optical to electronic and then again to an optical signal. In addition to it, erbium doped fibers have a wide spectral bandwidth of operation. Therefore, it is necessary to measure the erbium optical fiber's dispersion. In this work we present the results of the measurement of the dispersion coefficients of two types of erbium doped fibers. These measurements were performed using an interferometric technique, based on a Mach-Zehnder optical interferometer. The experimental set up developed for the measurement of the constant dispersion coefficient as well as the computer programs elaborated for data acquisition and processing are described with detail. The dispersion coefficient obtained for the 960ppm-wt erbium fiber with a length of 60cm was equal to 12ps/km·nm; while for the 5300ppm-wt erbium fiber with a length of 20cm, it was within the 110-212ps/km·nm range in regimen multimodal.

Keywords: erbium doped fiber, fiber dispersion, dispersion.

Dedicatoria

A mis padres por brindarme todo el apoyo y cariño incondicional para salir adelante y poder continuar mis estudios. Y a mis hermanos que siempre han estado conmigo apoyándome en todo momento.

A mi novio Juan por estar siempre pendiente de mi, por estar conmigo en las buenas y en las malas, por su ayuda en los momentos más difíciles de este trabajo y por brindarme su cariño y comprensión.

Agradecimientos

A la Dra. Diana y al Dr. Serguei por brindarme su apoyo durante la realización de esta tesis.

A los miembros del comité de tesis por sus acertados comentarios y observaciones al escrito de esta tesis.

A mis amigos y compañeros de generación: Manuel, Julio, Juan Carlos M. y Juan Carlos R., por el apoyo que me brindaron en la presentación de este trabajo y por su amistad que hizo más agradable mi estancia en CICESE.

A mis amigos Alicia y Armando, que desde el primer día me brindaron su amistad incondicional.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca otorgada para la realización de estudios de posgrado.

MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN EN FIBRAS DOPADAS CON ERBIO USANDO UNA TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA.	1
<i>INTRODUCCIÓN</i>	<i>1</i>
I.1. CONTENIDO GENERAL DE LA TESIS.	3
I.2. CONTENIDOS ESPECÍFICOS.	4
I.3. OBJETIVOS GENERALES DE LA TESIS.	5
CAPÍTULO II	6
<i>DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS PASIVAS</i>	<i>6</i>
II.1. ESTRUCTURA Y COMPOSICIÓN DE LAS FIBRAS ÓPTICAS.	7
II.2. ATENUACIÓN Y DISPERSIÓN DE LAS FIBRAS ÓPTICAS.	10
<i>II.2.1. ATENUACIÓN</i>	<i>10</i>
II.3. DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS.	13
<i>II.3.1. DEFINICIÓN DEL COEFICIENTE DE DISPERSIÓN.</i>	<i>17</i>
II.4. RELACIONES DE KRAMERS-KRÖNIG.	21
CAPÍTULO III	23
<i>DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.</i>	<i>23</i>
III.1. IMPUREZAS QUE ELEVAN EL ÍNDICE DE REFRACCIÓN.	24
III.2. SISTEMA AMPLIFICADOR LÁSER DE TRES NIVELES.	26
III.3. CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES.	30
III.4. ESTUDIO DE LA SUSCEPTIBILIDAD ATÓMICA COMPLEJA DE LAS FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.	34
III.5. DISPERSIÓN EN FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.	39
III.6. TÉCNICAS DE MEDICIÓN USADAS PARA EVALUAR LA DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.	42
<i>III.6.1. TRES MANERAS APLICADAS A LA MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN CRÓMATICA, LA BIRREFRINGENCIA Y LA SUSCEPTIBILIDAD NO LINEAL.</i>	<i>42</i>
<i>III.6.2. MEDICIÓN DIRECTA DE LA DISPERSIÓN DE AMPLIFICADORES ÓPTICOS ALTAMENTE DOPADOS CON ERBIO USANDO UN REFLECTÓMETRO DE BAJA COHERENCIA ACOPLADO CON UN ESPECTROSCOPIO DISPERSIVO DE FOURIER.</i>	<i>45</i>
<i>III.6.3. MÉTODO DE MEDICIÓN DEL CAMBIO DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN INDUCIDO POR BOMBEO EN UNA FIBRA AMPLIFICADORA DOPADA CON ERBIO.</i>	<i>47</i>

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)	PÁGINA
<i>III.6.4. MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN CRÓMATICA A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ESPECTRO DE GANANCIA EN UNA FIBRA AMPLIFICADORA DOPADA CON ERBIO.</i>	49
<i>III.6.5. EVALUACIÓN DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA PARA VARIAS FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.</i>	50
CAPÍTULO IV	52
<i>MATERIALES Y MÉTODOS</i>	52
<i>INTRODUCCIÓN</i>	52
IV.1. SISTEMA EXPERIMENTAL PARA LA MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.	53
IV.2. CONCENTRACIÓN DE DOPANTES DE LAS FIBRAS BAJO ESTUDIO.	57
IV.3. MÉTODO DE MEDICIÓN.	59
IV.4. EVALUACIÓN DE LA DISPERSIÓN A PARTIR DE LOS DATOS EXPERIMENTALES.	64
IV.5. PROGRAMA DESARROLLADO PARA PROCESAR LOS DATOS EXPERIMENTALES.	72
CAPÍTULO V	80
<i>RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIONES</i>	80
<i>INTRODUCCIÓN</i>	80
V.1. DISPERSIÓN MEDIDA EN AUSENCIA DE LA SEÑAL DE BOMBEO PARA LA FIBRA ACTIVADA CON ERBIO DE 960PPM-WT.	81
<i>V.1.1. DISPERSIÓN OBTENIDA DE LAS MEDICIONES REALIZADAS EN PRESENCIA DE LA SEÑAL DE BOMBEO PARA LA FIBRA ACTIVADA CON ERBIO DE (960 PPM-WT).</i>	84
V.2. DISPERSIÓN OBTENIDA PARA LA FIBRA DE ERBIO CON UNA CONCENTRACIÓN DE 5300PPM-WT.	87
V.3. DISCUSIÓN DE RESULTADOS.	90
CAPÍTULO VI	94
<i>CONCLUSIONES</i>	94
LITERATURA CITADA	96
APENDICES	100

1	Representación convencional de una fibra óptica. El núcleo presenta un índice de refracción n_1 mayor al del recubrimiento, $n_1 > n_2$	7
2	Esquema tridimensional tetraedral de la estructura de un vidrio basado en silicio (SiO_2).	8
3	Espectro de atenuación de las fibras ópticas monomodal y multimodales en ausencia de iones de erbio.	11
4	Espectro de atenuación obtenido de una fibra activada con iones de erbio en ausencia de bombeo.	12
5	El coeficiente de dispersión del material como función de λ .	14
6	Espectro de atenuación y dispersión que presentan las fibras ópticas de vidrio de sílice en ausencia de dopantes.	17
7	(a) Comportamiento de la distribución de Er^{3+} y GeO_2 - SiO en la preforma del núcleo. (b) Índice de refracción, Δn , y la distribución de Er^{3+} , Al, y Ge.	26
8	Sistema amplificador láser de tres niveles. A, W, y R indican emisión espontanea, emisión estimulada y bombeo respectivamente.	27
9	Diagramas niveles de energía de Er^{3+} (incluyen los valores típicos para las longitudes de onda de cada transición).	32
10	Formas de línea de la absorción y emisión experimental de la sección transversal en $1.5\mu\text{m}$ de las transiciones de erbio Er^{3+} [Bjarklev, 1993]	34
11	Espectro de la parte real de la susceptibilidad compleja χ' , para diferentes valores de bombeo normalizado a la potencia máxima $q=0\dots 100$, asumiendo una densidad $\rho_0 = 10^{19} \text{ iones} / \text{cm}^3 \text{ Er}^{3+}$ ó 1260ppm-wt.	38
12	Espectro de la parte imaginaria de la susceptibilidad compleja χ'' , para diferentes valores de bombeo normalizado $q=0\dots 100$, asumiendo una densidad $\rho_0 = 10^{19} \text{ ions} / \text{cm}^3 \text{ Er}^{3+}$.	39
13	Espectro de la variación del índice de refracción $\delta n(\lambda)$ y espectro de la dispersión $D_R(\lambda)$, para una fibra en ausencia de bombeo ($q=0$), con una densidad de $\rho_0(\text{Er}^{3+}) = 10^{19} \text{ iones} / \text{cm}^3$	41
14	Espectro experimental de la dispersión resonante de una fibra multimodo activada con erbio a tres diferentes potencias de bombeo normalizadas a 6mW $q=0, 2$ y 36 . La densidad de erbio es igual a $\rho_0(\text{Er}^{3+}) = 1.5 \cdot 10^{20} \text{ iones} / \text{cm}^3$.	42
15	Arreglo interferométrico utilizado por P. L. Francois et al; para la medición de la dispersión.	44

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

PÁGINA

16	Arreglo experimental usado para la medición de la dispersión por K.Takada et al.	47
17	Sistema experimental utilizado para medir el cambio del índice de refracción por S. C. Fleming y T.J. Whitley.	48
18	Arreglo experimental utilizado por Liber y Rabov, para medir la dispersión en la banda de 1.2 μm a 1.7 μm .	51
19	Arreglo experimental utilizado para la medición de la dispersión en una fibra activada con erbio.	53
20	Curva característica de la sensibilidad espectral del detector utilizado.	57
21	Esquema general del sistema de medición.	60
22	Diagrama esquemático del circuito de entrada que está conectado al medidor de potencia interno del láser y al detector externo.	61
23	(a) Comportamiento de la fase respecto a λ y a $1/\lambda$ (b) Espectro de Fourier obtenido del comportamiento lineal de la fase respecto a $1/\lambda$. (c) Espectro de Fourier obtenido del comportamiento no lineal de la fase respecto a $1/\lambda$.	66
24	Interferograma obtenido a la salida de nuestro arreglo experimental respecto a la banda de longitudes de onda de medición.	75
25	Gráfica obtenida después de eliminar las componentes que varían lentamente debidas a las reflexiones múltiples de los componentes ópticos.	75
26	Espectro de la transformada de rápida de Fourier obtenida de los datos medidos.	76
27	Pico seleccionado de la transformada rápida de Fourier que aporta información acerca de la dispersión.	76
28	Fase obtenida de la transformada rápida inversa de Fourier a través de los datos experimentales.	77
29	Cálculo de la primera derivada de la fase.	77
30	Aproximación polinomial de Chebyshev,, a partir de estos coeficientes se calcula el valor la dispersión.	78
31	Diferencia de fase obtenida a partir de la fase experimental y la fase obtenida de la aproximación polinomial.	78
32	Variación de la fase obtenida a partir de los datos experimentales de la primera medición	82
33	Variación de la fase obtenida de la segunda medición.	82

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

PÁGINA

34	Variación de la fase obtenida de la tercera medición en ausencia de bombeo.	83
35	Variación de la fase obtenida de los datos medidos con una potencia de bombeo de 1W.	85
36	Variación de la fase obtenida a partir de la segunda medición realizada con la potencia de bombeo de 1W.	85
37	Variación de la fase obtenida de la tercera medición realizada en presencia de la señal de bombeo cuya potencia de bombeo fue de 1W.	86
38	Espectro de la transformada rápida de Fourier obtenido de la fibra con una alta concentración de dopantes.	88
39	Gráfica de la variación de la fase obtenida de los datos experimentales.	88
40	Espectro de Fourier obtenido variando la diferencia de caminos ópticos del arreglo experimental.	89
41	Gráfica de la fase obtenida de los datos experimentales en la segunda medición para la fibra activada con erbio con una concentración de 5300ppm-wt.	89

LISTA DE TABLAS

PÁGINA

I	Características de la fibra activada con erbio que contiene una baja concentración (960ppm-wt).	55
II	Características de la fibra activada con erbio que contiene alta concentración de iones de erbio (5300ppm-wt).	56
III	Composición química de la fibra activada con erbio de (960ppm-wt), donde la densidad $D=2.32\text{g/cm}^3$.	58
IV	Composición química de la fibra activada con erbio de (5300ppm-wt), donde la densidad D es igual a $D=2.32\text{g/cm}^3$.	58
V	Coefficientes de dispersión constante obtenidos a partir de nuestros cálculos y de las mediciones realizadas en ausencia de la señal de bombeo para la fibra de erbio de 960ppm-wt	83
VI	Coefficientes de dispersión constante obtenidos de las mediciones realizadas en presencia de la señal de bombeo para la fibra de 960ppm-wt de iones de erbio.	86
VII	Coefficientes de dispersión obtenidos de las mediciones realizadas para la fibra activada con erbio de 5300ppm-wt.	90

MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN EN FIBRAS DOPADAS CON ERBIO USANDO UNA TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA.

INTRODUCCIÓN

La dispersión en las fibras ópticas juega un papel importante en las limitaciones características de un sistema de comunicación óptico que usa estas fibras. Tanto en fibras activas como en fibras pasivas, la dispersión afecta el perfil temporal original con el que fueron enviados los datos; además de que reduce el número de canales que pueden transmitirse en forma simultánea. La transmisión de información a grandes distancias en tales sistemas requiere la utilización de un amplificador de señales para compensar las pérdidas de la luz debidas a absorción y a esparcimiento. Dos tipos de amplificadores pueden ser usados para este propósito. Un tipo de amplificadores está basado en la fotodetección de la señal óptica (con su correspondiente conversión a una señal eléctrica), la amplificación y la regeneración se realiza mediante el uso de amplificadores electrónicos con un gran ancho de banda para dar una mayor potencia a la señal, que es enviada después de convertirla de nuevo a una señal óptica al siguiente segmento de la línea de comunicación.

Otro tipo de amplificador está basado en la utilización de las propiedades de amplificación óptica que presentan las fibras activadas con elementos de las tierras raras, erbio neodimio,

etc. Estos amplificadores evitan la conversión de la señal óptica a una señal eléctrica y su posterior reconversión a señal óptica; además de que operan en un vasto ancho de banda de amplificación. Esto es muy importante para los sistemas de comunicación óptica que usan la técnica de multiplexión por división de longitud de onda para transmitir muchos canales de datos simultáneamente [Agrawal, 1992].

Las propiedades de amplificación de una fibra dopada con erbio, también, son ampliamente usadas en láseres de fibra óptica. Sin embargo, la presencia de luz amplificada o absorbida automáticamente provoca un cambio de las propiedades de dispersión de la fibra óptica. En algunos casos, la dispersión puede afectar significativamente los parámetros del amplificador óptico en la línea de comunicación óptica (especialmente en las que se diseñan para transmitir información a muy alta velocidad), o en láseres de fibra óptica donde estas fibras son usadas como medios activos de amplificación. De esta forma, el conocimiento de las características de la dispersión de una fibra óptica dopada con erbio se requiere para poder evaluar la estabilidad de los parámetros de los amplificadores y láseres.

Otra razón de estudio de las características de la dispersión es la posibilidad de aplicar las fibras activadas con erbio en sensores de fibra óptica distribuidos y cuasidistribuidos. En esta área, el conocimiento de las propiedades de dispersión de cada fibra nos permite predecir la sensibilidad y otras características importantes de sensores de fibra óptica con fibra dopada. Durante los últimos diez años las propiedades de dispersión de una fibra dopada con erbio han sido estudiadas usando diferentes técnicas. Una de ellas está basada en

el uso de un reflectómetro de baja coherencia acoplado con un espectroscopio dispersivo de Fourier [K. Takada et al, 1992]. En este método, se determina la variación espectral del índice de refracción de un amplificador directamente de la luz reflejada. Los valores obtenidos para las medidas de la dispersión de un amplificador de guía de onda plana a 500 mW de bombeo varían entre 300 ps/km·nm y -200ps/km·nm para una fibra con un 4000ppm-wt de concentración de erbio. Otras técnicas para medir la dispersión utilizan el espectro de banda lateral de resonancia de soliton o la sintonización de la longitud de operación [Dennis y Duling III, 1993].

En este trabajo se realizará la medición de la dispersión de dos fibras activadas con erbio mediante una técnica interferométrica (tipo Mach-Zehnder). Con los interferogramas obtenidos y a través de un algoritmo implementado obtenemos los valores de dispersión para estas fibras. Los amplificadores y láseres de fibra dopada de erbio en los últimos cinco años han tenido un intenso estudio para mejorar su desempeño, todo esto debido a su amplia aplicación en el desarrollo de líneas de comunicación y sensores ópticos. Una característica importante es la dispersión en este tipo de fibras, por tal motivo se realiza este trabajo para evaluar el comportamiento de esta característica que sirva de base para futuras aplicaciones.

I.1. CONTENIDO GENERAL DE LA TESIS.

En términos generales, la tesis se dedica a la medición de la dispersión en fibras activadas con erbio utilizando un interferómetro tipo Mach-Zehnder. En esta tarea se hace uso de

herramientas computacionales para realizar las mediciones y para procesar los datos obtenidos. Uno de los objetivos importantes es desarrollar un algoritmo para obtener la medición de la dispersión basándonos en el estudio teórico desarrollado para estas fibras.

I.2. CONTENIDOS ESPECÍFICOS.

En el capítulo 2 se presentan la estructura y composición de las fibras ópticas, se habla de los diferentes tipos de dispersión que presentan estas como: dispersión del material, dispersión de la guía de onda y la dispersión cromática. En el capítulo 3 nos enfocamos a las fibras ópticas activadas con erbio que son nuestro tema de estudio. En el capítulo 4 se muestra el desarrollo experimental realizado para la medición de la dispersión así como, las características de los componentes ópticos utilizados. En el capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos para una fibra con concentración menor de erbio y los resultados para la fibra con mayor concentración de erbio, y se discuten de los resultados obtenidos para ambas fibras. Y por último en el capítulo 6, se presentan las conclusiones del trabajo realizado. Se incluye una sección de Apéndices en la que aparecen algunos desarrollos que fueron separados del texto principal, para darle más fluidez a la lectura.

I.3. OBJETIVOS GENERALES DE LA TESIS.

Los objetivos de este trabajo son los siguientes:

1. Desarrollo de un arreglo experimental para la medición práctica del espectro de dispersión en una fibra activada con erbio usando una técnica interferométrica directa.
2. Desarrollo de un algoritmo para evaluar los parámetros de dispersión del espectro obtenido a la salida del interferómetro.
3. Investigar el comportamiento del espectro de dispersión para diferentes potencias de bombeo, a lo largo de la fibra.

Capítulo II

DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS PASIVAS

En este capítulo se presentan las características de las fibras ópticas que modifican sus propiedades de dispersión. En la sección II.1 se habla sobre su estructura y composición, como se fabrican, y que materiales se utilizan para su manufactura. En la sección II.2 se explica lo que se entiende por atenuación en una fibra óptica. En la sección II.3 se tratan los diferentes tipos de dispersión que se presentan en estas fibras como: la dispersión material, la dispersión de la guía, y la dispersión cromática.

Las fibras ópticas no solo han tenido éxito en el mundo de las telecomunicaciones, sino también en la industria donde han venido usando en diversos dispositivos de la metrología [*Lankshman et al, 1993*], esto debido a sus dimensiones (del orden de $124\mu\text{m}$ de diámetro) que le facilitan su manipulación en lugares de difícil acceso. Otra destacada e importante aplicación se da en la medicina, donde pueden ser usadas como sondas de exploración y de aplicación de radiación láser ya sea para sutura, corte o destrucción de obstáculos.

II.1. ESTRUCTURA Y COMPOSICIÓN DE LAS FIBRAS ÓPTICAS.

Una fibra óptica es una guía de onda dieléctrica hecha con vidrio de sílice. Se fabrican, en general con dos tipos distintos de materiales que se distribuyen como se indica en la Figura 1.

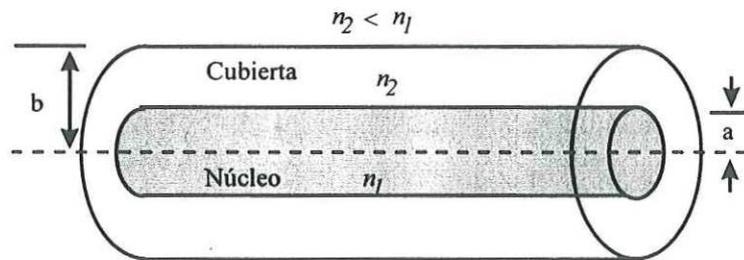


Figura 1 Representación convencional de una fibra óptica. El núcleo presenta un índice de refracción n_1 mayor al del recubrimiento, $n_1 > n_2$

El índice de refracción del núcleo es mayor al del recubrimiento o envolvente ($n_1 > n_2$). Esto asegura el que la luz se propague confinada en su mayor parte a lo largo del núcleo [Saleh y Teich, 1994].

Por otro lado, los materiales constituyentes de las fibras ópticas pueden ser tan variados como: plásticos, líquidos, geles o vidrios [France, 1990]. Estos últimos materiales han demostrado ser los más convenientes para la fabricación de las fibras ópticas ya que presentan bajas pérdidas por atenuación al transmitir la luz, flexibilidad para producirlas en grandes cantidades, en forma uniforme y con longitudes grandes [Miller y Kaminow, 1988].

Los vidrios también favorecen la introducción de diversos activadores útiles para incrementar la fluorescencia y amplificación de la luz dentro de la fibra, pues su estructura atómica compuesta principalmente de óxidos de silicio presenta puestos vacantes tanto en las bandas de valencia como en las de conducción [Bjarklev, 1993]. La estructura del vidrio es amorfa; se forma a partir de materiales que son enfriados rápidamente de su fase líquida, evitando el fenómeno de cristalización. Debido a esto, los vidrios poseen estructuras de dimensiones pequeñas, es decir, pierden la simetría, uniformidad y la estructura de gran periodicidad que poseen los cristales.

Pese a lo anterior, los vidrios pueden formar matrices tridimensionales (ver Figura 2) [France, 1990] por lo que se dice que se encuentran en un estado entre el cristalino y el líquido.

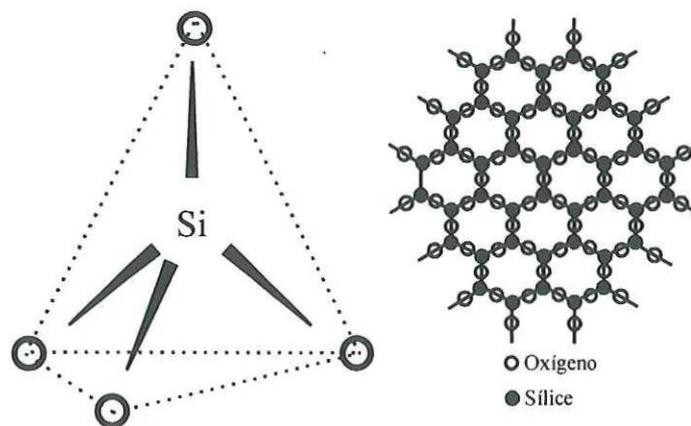


Figura 2. Esquema tridimensional tetraédrico de la estructura de un vidrio basado en silicio (SiO_2).

La tolerancia térmica es otra cualidad importante que presentan los vidrios pues su punto de fusión se alcanza, generalmente arriba de los 1000°C y para vidrios con algún activador, arriba de los 500°C . Es importante destacar que gran parte del desarrollo actual de las fibras ópticas se lleva a cabo con fibras activadas con tierras raras (grupo de los lantánidos), en particular los amplificadores más eficientes se construyen con fibra de erbio; por lo que en este trabajo se mide la dispersión de fibras ópticas activadas con erbio [*Simpson et al, 1991*].

Una de las razones del éxito y el rápido desarrollo de las fibras ópticas activadas con tierras raras ha sido que la tecnología de fabricación pudo derivarse de los métodos desarrollados para fabricar fibras de sílice. Además se ha demostrado que tienen ganancia sobre prácticamente todo su espectro de emisión, 1530 a 1560nm .

Entre los parámetros que caracterizan a las fibras ópticas se encuentran los parámetros estáticos y dinámicos. Los parámetros estáticos son constantes a lo largo de la fibra, dentro de las tolerancias propias de fabricación, y se refieren a las características ópticas y geométricas de la misma; entre estas características ópticas figuran: el perfil del índice de refracción que define la variación del mismo en sentido radial y la abertura numérica que determina la cantidad de luz que puede aceptar una fibra. Los parámetros geométricos son función de la tecnología usada en la fabricación de las fibras, y las tolerancias correspondientes serán una consecuencia de la misma. Los parámetros dinámicos son características de la fibra que afectan a la propagación de la señal a lo largo de la misma. Estos son: la atenuación y la dispersión; los mecanismos que provocan esta atenuación

pueden tener su origen en causas intrínsecas a la propia fibra, por lo que se refiere a su construcción física, o en factores externos a la misma. La dispersión provoca el ensanchamiento temporal de los pulsos a medida que progresan en su recorrido y, en consecuencia, la deformación de los mismos, acarreando errores que, en definitiva, son los que limitan la velocidad de transmisión de información [Rubio, 1994].

II.2. ATENUACIÓN Y DISPERSIÓN DE LAS FIBRAS ÓPTICAS.

El desempeño de una fibra óptica como medio para la transmisión de datos se ve afectado por pérdidas debidas a la atenuación y la dispersión. La atenuación limita la distancia de transmisión óptica mientras que la dispersión afecta el perfil temporal original con el que fueron enviados los datos.

II.2.1. ATENUACIÓN

La atenuación es una propiedad común a todo material óptico, en particular en las fibras ópticas representa un problema grave debido a que la información que por ella se transmite se ve fuertemente afectada por la atenuación al propagarse distancias grandes. En otras palabras, la atenuación limita la distancia de transmisión de información que puede ser transmitida por las fibras ópticas.

Diversos experimentos han demostrado que la luz que viaja a través de una fibra óptica exhibe una dependencia exponencial decreciente de su energía con la distancia de

propagación; la atenuación, α , se expresa a menudo en unidades de dB/km [Abouelli *et al*, 1991]:

$$\alpha = \frac{1}{L} 10 \log_{10} \frac{P(0)}{P(L)}; \quad (1)$$

en donde α es el coeficiente de atenuación, $P(L)/P(0)$ es la razón de transmisión de la potencia incidente para una fibra con una longitud de L km. A continuación se presenta el espectro de atenuación de fibras pasivas Figura 3 y el de fibras activadas con erbio Figura 4.

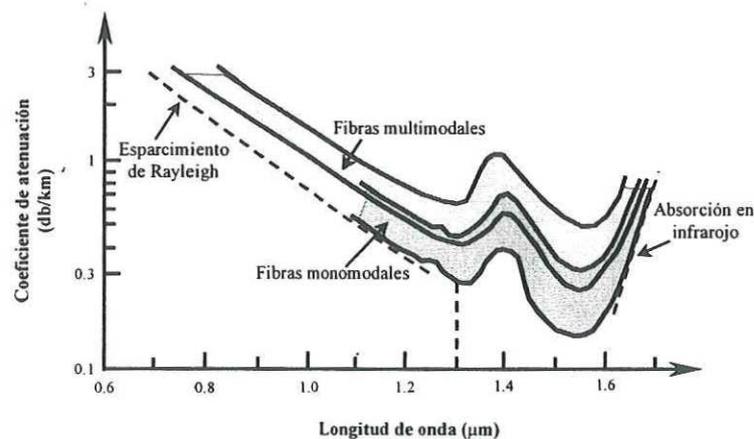


Figura 3 Espectro de atenuación de las fibras ópticas monomodal y multimodales en ausencia de iones de erbio.

La atenuación que sufre la luz al propagarse a lo largo de la fibra óptica es función de la longitud de onda de la luz y de impurezas e imperfecciones de fabricación. Existen otras causas que introducen atenuación en los pulsos que se propagan a través de la fibra óptica, las principales son por la absorción intrínseca del material, y por el esparcimiento de Rayleigh.

La reducción de la atenuación en cualquier fibra óptica esta limitada por el esparcimiento de Rayleigh debido a pequeñas fluctuaciones de índice de refracción que están presentes en todas las fibras. Las pérdidas por esparcimiento Rayleigh son inversamente proporcionales a λ . Esta dependencia de λ , de hecho es la responsable de que las fibras operen en grandes longitudes de onda, las cuales generalmente tienen menores pérdidas. Las pérdidas típicas para fibras de buena calidad en $0.85\mu\text{m}$ son 4 a 5dB/km mientras que en $1.3\mu\text{m}$ son menores que 1dB/km. Estas perdidas tan bajas son una ventaja para sistemas que trabajan a longitudes de onda grandes.

Es común confundir el concepto de atenuación con el de absorción, sin embargo la diferencia esencial es que la absorción óptica depende fuertemente de las bandas de absorción del material y de las transiciones atómicas disponibles, por lo que presenta una fuerte dependencia con la longitud de onda incidente.

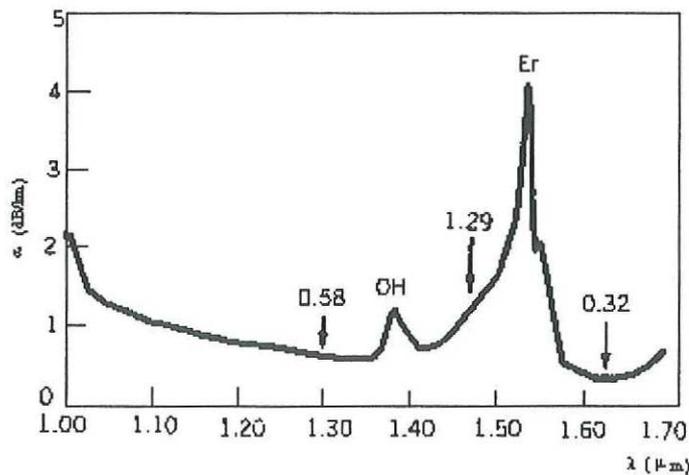


Figura 4. Espectro de atenuación obtenido de una fibra activada con iones de erbio en ausencia de bombeo.

Como se puede intuir de la Ec. 1, la forma más usual para medir el coeficiente de atenuación α es utilizando una fuente de luz blanca dirigida a una fibra de prueba de longitud L ; la luz a la salida de la fibra es colectada y analizada por un monocromador y un potenciómetro. La fibra se corta entonces a la mitad y las medidas se repiten, atribuyéndose así la diferencia entre los resultados a la omisión de la mitad de la fibra, de allí es posible entonces calcular la atenuación y/o absorción por unidad de longitud como función de la longitud de onda.

II.3. DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS.

Las diferentes componentes de la luz (diferentes modos y/o diferentes frecuencias) generalmente viajan través de la fibra a diferentes velocidades provocando que el pulso de salida sufra un ensanchamiento. A este fenómeno es conocido como *dispersión*.

Dependiendo del tipo de fibra óptica y de la fuente de luz se podrán presentar varios tipos de dispersión entre los cuales destacan los siguientes: dispersión modal, dispersión del material, dispersión de la guía de onda y dispersión no lineal. Por supuesto es posible encontrar, según el caso, cualquier combinación de estas dispersiones en alguna fibra determinada.

Para las fibras multimodales la dispersión modal es resultado de las diferencias en las velocidades de grupo de cada uno de los modos que se propagan produciéndose así retrasos

temporales entre los modos. Los retardos y diferencias entre las velocidades se deben principalmente a la dependencia de la velocidad con el índice de refracción [Buck, 1994].

La dispersión del material ocurre porque el índice de refracción del sílice, el material usado para la fabricación, cambia con la frecuencia óptica ω . En un nivel fundamental, el origen de la dispersión del material está relacionado con las frecuencias de resonancia características en las cuales el material absorbe la radiación electromagnética a través de las oscilaciones de los electrones en la frontera de las capas externas. Para las moléculas de sílice (SiO_2), la resonancia electrónica ocurre en la región del ultravioleta ($\lambda < .4\mu\text{m}$), mientras que las resonancias vibracionales ocurren en la región del infrarrojo ($\lambda > .7\mu\text{m}$). Debido a la naturaleza amorfa del sílice fundido, estas resonancias forman una banda de absorción que se extiende dentro de la región del visible. Una curva típica del coeficiente de dispersión D_λ para un vidrio de sílice con respecto a la longitud de onda se muestra en la Figura 5 [Saleh y Teich, 1991].

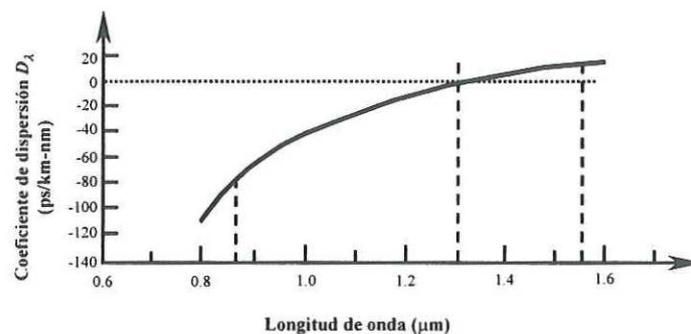


Figura 5. El coeficiente de dispersión del material como función de λ .

Nótese que a $1.3\mu\text{m}$ la dispersión del material es nula y que para longitudes de onda menores a ésta el coeficiente D_λ es negativo; de manera que los paquetes de onda de longitud de onda larga viajan más rápido que aquellos de longitud de onda corta.

La dispersión de la guía de onda se debe a la dependencia de la velocidad de grupo con la longitud de onda utilizada, aún cuando la dispersión del material sea pequeña. La dispersión en la guía de onda es particularmente importante en las fibras monomodo, en las que la dispersión modal no existe, y a la longitud de onda para la cual la dispersión del material es pequeña (cerca de $\lambda=1.3\mu\text{m}$ en fibras pasivas).

La dispersión no lineal ocurre cuando la energía de la luz incidente en el núcleo de la fibra es demasiado grande; lo que favorece que algunos fenómenos no lineales puedan hacerse presentes. Por ejemplo, se sabe que a intensidades altas el índice de refracción depende de la irradiancia: $n = n(I)$, provocando esto cambios de fase en los distintos componentes espectrales del paquete de onda. Un caso extremo se da cuando el índice de refracción no lineal se incrementa hasta el punto en el que la dispersión del material se compensa y el paquete se propaga indefinidamente sin atenuación alguna. A este tipo de paquetes se les llama solitones espaciales [Payne y Hartog, 1977].

La combinación de la dispersión de la guía de onda y la dispersión del material es conocida como dispersión cromática. Por lo que el origen de la dispersión cromática se relaciona también con la frecuencia de resonancia característica en el cual el medio absorbe la radiación electromagnética a través de las oscilaciones del electrón. Para un medio

resonante, el índice de refracción puede ser aproximado por la ecuación de Sellmeier [Agrawal, 1995] que está dada como:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\beta_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad ; \quad (2)$$

donde ω_j es la frecuencia de resonancia y β_j son los coeficientes de la resonancia j ésima. Los coeficientes de Sellmeier se determinan a través de la composición del material bajo estudio. Se han obtenido excelentes resultados para los valores de los coeficientes mediante la interpolación lineal de los datos obtenidos por *Wemple, 1979*. La sumatoria en la Ec. (2) se extiende sobre todas las resonancias del material que contribuyen en el intervalo espectral de interés.

Una característica importante de la dispersión cromática es que los pulsos a diferentes longitudes de onda se propagan a diferente velocidad dentro de la fibra porque la velocidad de grupo está desacoplada. Esta característica juega un papel importante para la descripción de fenómenos no lineales suponiendo dos o más traslapes de pulsos ópticos.

La dispersión, a diferencia de la atenuación, limita la razón a la cual la información puede ser transmitida a través de la fibra; ya que gobierna el ensanchamiento temporal de los pulsos ópticos que llevan la información. Lo anterior muestra que la dispersión es quizá el problema más crítico por resolver en sistemas de telecomunicaciones basados en fibra óptica. La figura 6 muestra el espectro de atenuación y la dispersión que presentan estas fibras, aquí observamos que la dispersión es nula a la longitud de onda de $1.3\mu\text{m}$ mientras

que la atenuación a esta misma longitud de onda es de 1dB/km, sin embargo la atenuación es mínima en el intervalo de 1.5-1.6 μ m, pero la dispersión en este intervalo es diferente de cero, para hacer que la dispersión cero se recorra a la región de 1.5-1.6 μ m se hace una construcción especial de la fibra que consiste en variar con un ley determinada el índice de refracción del núcleo, fabricando así fibras con un perfil triangular y fraccionado del índice de refracción del núcleo.

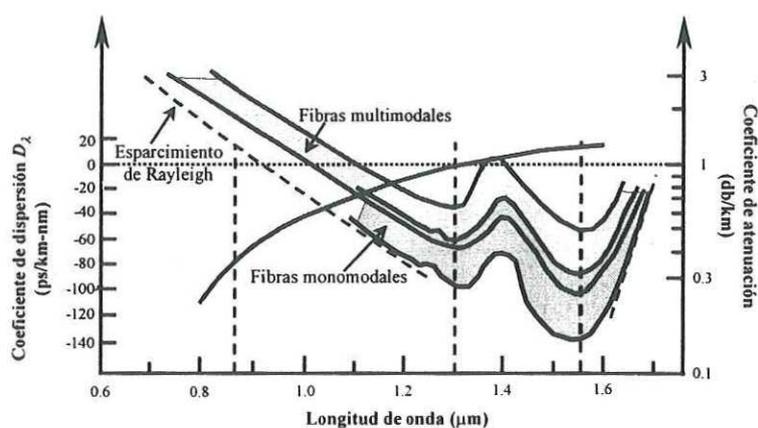


Figura 6. Espectro de atenuación y dispersión que presentan las fibras ópticas de vidrio de sílice en ausencia de dopantes.

II.3.1. DEFINICIÓN DEL COEFICIENTE DE DISPERSIÓN.

Un pulso óptico que se propague en un vidrio con índice de refracción n presentará una velocidad de grupo $v_g = c/N$; donde c es la velocidad de la luz en el espacio libre y $N = n - \lambda dn/d\lambda$, donde n es el índice de refracción, N es el índice de refracción de grupo y λ es la longitud de onda. A cada longitud de onda le corresponde una velocidad de

propagación diferente, por lo que en cada modo de propagación se tendrá una velocidad distinta para cada longitud de onda transmitida.

Dado que el pulso óptico no es sino un paquete de ondas compuesto de un espectro con componentes de diferentes longitudes de onda viajando cada uno a diferentes velocidades, el pulso se ensanchará y presentará un ancho temporal G_T mayor, después de propagarse una distancia L . Este ancho está dado por:

$$G_T = |D_\lambda| G_\lambda L ; \quad (3)$$

donde G_λ representa el ancho espectral y D_λ es el coeficiente de dispersión propio del material en cuestión y está dado por:

$$D_\lambda = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (4)$$

a este coeficiente se le conoce también como coeficiente de dispersión. Las unidades típicas de D_λ son [ps/km nm].

En un medio dieléctrico se asume que se tiene una total transparencia es decir que no se tiene absorción de la luz. Un vidrio es transparente en la región visible del espectro óptico, pero absorbe luz en el ultravioleta y en el infrarrojo. Para trabajar en estas bandas por lo general los componentes ópticos se fabrican con otros materiales (utilizan cuarzo y fluoruro de magnesio para trabajar en el ultravioleta y fluoruro de calcio o germanio para

trabajar en el infrarrojo). Los materiales dieléctricos que absorben la luz se representan a través de su susceptibilidad compleja, la cual está dada por [Meystre y Sargent, 1991]:

$$\chi = \chi' + j\chi'' \quad (5)$$

que corresponde a una permitividad compleja $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi)$. Para describir la propagación de la luz en un material de este tipo la ecuación de Helmholtz $\nabla^2 U + k^2 U = 0$, permanece igual sólo que ahora:

$$k = \omega(\varepsilon\mu_0)^{1/2} = (1 + \chi)^{1/2} k_0 = (1 + \chi' + j\chi'')^{1/2} k_0 \quad (6)$$

k es ahora un valor complejo (donde $k_0 = \frac{\omega}{c}$ es el número de onda en el espacio libre).

Una onda plana viajando en este medio en la dirección z se describe a través de la amplitud compleja $U = A \exp(-jkz)$. Dado que esta representación compleja del vector de onda considera la absorción del medio, tanto la magnitud como la fase de U varían con z , como se verá a continuación.

Escribiendo k en términos de su parte real e imaginaria tenemos: $k = \beta - j\frac{1}{2}\alpha$; donde β

y α son reales. Usando la ecuación (6) obtenemos que:

$$\beta - j\frac{1}{2}\alpha = k_0(1 + \chi' + j\chi'')^{1/2} \quad (7)$$

Por lo tanto sustituyendo ésta en la fase de la onda plana tenemos:

$\exp(-jkz) = \exp(-\frac{1}{2}\alpha z) \exp(-j\beta z)$, la intensidad de la onda es atenuada por el factor:

$|\exp(-jkz)|^2 = \exp(-\alpha z)$, de modo que el coeficiente α representa el coeficiente de absorción (llamado también coeficiente de atenuación o extinción). Por su parte el parámetro β describe el cambio de la fase con respecto a z es decir, representa a la constante de propagación, dada por:

$$\beta = nk_0 \quad (8)$$

La onda viaja con una velocidad de fase $c_1 = \frac{c}{n}$ donde c es la velocidad de la luz en el espacio libre. Sustituyendo (8) en (7) obtenemos una ecuación que relaciona el índice de refracción n , y el coeficiente de absorción α y las partes real e imaginaria de la susceptibilidad,

$$n - j \frac{\alpha}{2k_0} = (1 + \chi' + j\chi'')^{1/2} \quad (9)$$

En un medio en donde $\chi' \ll 1$ y $\chi'' \ll 1$ (un medio de absorción débil)

$(1 + \chi' + j\chi'')^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}(\chi' + j\chi'')$. Esto nos conduce a las siguientes relaciones:

$$n \approx 1 + \frac{1}{2}\chi' \quad (10)$$

$$\alpha \approx -k_0 \chi'' \quad (11)$$

El índice de refracción está relacionado con la parte real de la susceptibilidad, mientras que el coeficiente de absorción es proporcional a la parte imaginaria. Para un medio que absorbe χ'' es negativo y α es positivo. Mientras que para un medio amplificador χ'' es positivo y α es negativo.

Un medio dispersivo está caracterizado por la dependencia de la frecuencia (y por lo tanto la dependencia de la longitud de onda). El índice de refracción del material seleccionado depende de la longitud de onda.

II.4. RELACIONES DE KRAMERS-KRÖNIG.

Como ya hemos mencionado la absorción y la dispersión están muy relacionados; sabemos que ambos el índice de refracción y el coeficiente de absorción, dependen de la longitud de onda. De hecho puede demostrarse que tienen un origen común el cual se expresa a través de las ecuaciones conocidas como relaciones de Kramers-Krönig [Yariv, 1975], las cuales están dadas como:

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (12)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (13)$$

donde $P.V.$ es el valor principal. La obtención de estas ecuaciones se presenta en el *Apéndice 1* de esta tesis. La parte real χ' nos representa la absorción, y la imaginaria χ'' la reflexión, por lo que se puede conocer el índice de refracción de cualquier material, en cualquier intervalo de frecuencias usando estas relaciones.

Estas relaciones tienen aplicaciones en sistemas de solitones y en sistemas de elementos de fibras ópticas ya que indican que hay un cambio en el índice de refracción para una señal a cierta longitud de onda [*Fleming, 1991*]. En el siguiente capítulo veremos como estas ecuaciones sirven como herramienta matemática para describir la dispersión teórica en fibras ópticas activadas con erbio.

Capítulo III

DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.

En los años recientes como ya hemos mencionado, se ha introducido el uso de impurezas en las fibras con la finalidad de amplificar la señal. Los iones activos que mejor han funcionado para estos propósitos son las tierras raras (además de que presentan las pérdidas más bajas reportadas, en la literatura); en particular en la región de interés para comunicaciones ópticas (1.3-1.5 μ m), el Er (erbio) ha probado ser valioso para el desarrollo de amplificadores y láseres de fibra óptica basados en el uso de fibra activa [Mears y Baker 1991].

Estas fibras (EDF¹), debido a la ganancia que presentan desempeñan un papel muy importante en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica ya que pueden ser usados como repetidores reemplazando a los dispositivos electrónicos que comúnmente son usados. Una ventaja de utilizar estas fibras como repetidores en un sistema de comunicación es que la señal óptica no se necesita cambiar a una señal eléctrica y luego regresar a una señal óptica en la línea de comunicación [Keiser, 1991]. En este capítulo se

¹ Erbium Doped Fiber

presentan las características más importantes que presentan estas fibras. En la sección III.1 hablaremos de la impurezas que elevan el índice de refracción, en la sección III.2 se muestra a la fibra amplificadora activada con erbio como un sistema láser de tres niveles, en la sección III.3 se presentan los diagramas de niveles de energía, los espectros de absorción y emisión que presentan estas fibras activadas con erbio, en la sección III.4 se habla de la susceptibilidad atómica compleja de estas fibras, en esta sección se muestra el espectro de la parte real e imaginaria de la susceptibilidad atómica compleja para diferentes potencias de bombeo para una fibra activada con erbio, en la sección III.5 se presenta la expresión de la dispersión para estas fibras y por último en la sección III.6 se describen algunos métodos utilizados para medir la dispersión de fibras activadas y los resultados reportados por sus autores.

III.1. IMPUREZAS QUE ELEVAN EL ÍNDICE DE REFRACCIÓN.

En la fabricación de fibras ópticas monomodales [Bjarklev, 1993] basadas en el sílice y activadas con iones de erbio, se utilizan como codopantes en el núcleo iones de germanio (GeO_2) y/o aluminio (Al_2O_3). Al añadir estos iones el valor del índice de refracción se incrementa comparado con el del sílice puro (SiO_2), además la solubilidad del erbio en el sílice se ve afectada de una manera positiva al codopar con aluminio. La razón es que el erbio tiene un número de coordinación de seis, mientras que para el sílice es de cuatro. El sistema de cuatro ejes del germanio no altera significativamente la red tetraedral del sílice. Esto hace que el germanio y el erbio no se enlacen entre sí, por lo que se favorece la

formación de grumos de iones de erbio. La adición de aluminio reduce este problema de agrupamiento, ya que el Al_2O_3 se disuelve en el SiO_2 formando una cubierta alrededor del ión de tierra rara y el complejo resultante se incorpora fácilmente a la red de sílice. Esto significa que las fibras con impurezas de aluminio permiten mayores concentraciones de erbio, por lo que se requiere entonces de longitudes menores de fibra para obtener la misma amplificación [Kazovsky et al, 1996].

La diferencia estructural entre el GeO_2 y el Al_2O_3 en la red de vidrio también ayuda a la comprensión de otros fenómenos relacionados con ella, como son las propiedades de difusión de los iones de erbio durante la fabricación y el estirado de la fibra. Ya que se espera que los iones de erbio formen un complejo con los grupos Al-O, ellos también están fuertemente ligados en la posición en que se encuentra el aluminio. El punto clave aquí es que a diferencia del GeO_2 , el Al_2O_3 no se volatiliza durante el proceso de colapsado de la preforma. Como beneficio adicional se tiene un mejor control del perfil radial de los iones de tierras raras ya que la distribución de los iones de erbio sigue la de los de aluminio, que es fácilmente controlable, como se muestra en la Figura 7 [Bjarklev, 1993].

Aquí se muestra que la difusión puede representar un problema en las EDFs activadas con impurezas de germanio.

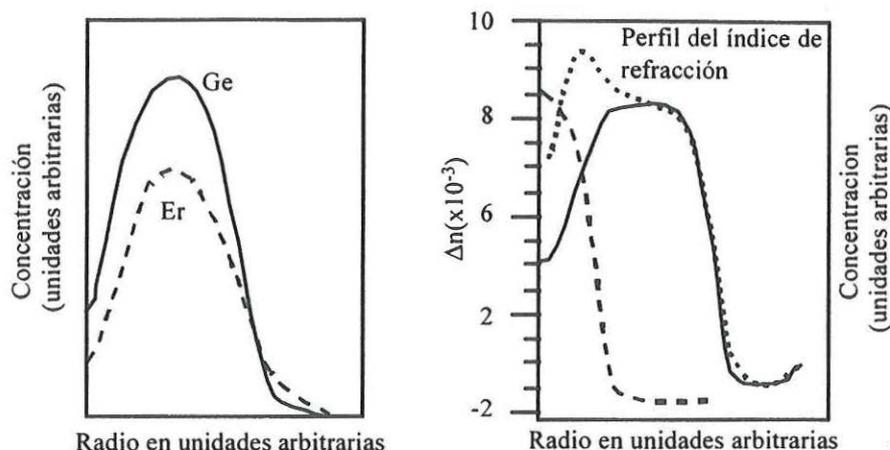


Figura 7 (a) Comportamiento de la distribución de Er^{3+} y GeO_2-SiO en la preforma del núcleo. (b) Índice de refracción, Δn , y la distribución de Er^{3+} , Al, y Ge.

El proceso de fabricación de la preforma por el método modificado de depósito de vapor químico (MCVD) empobrece la concentración de tierras raras en el centro del núcleo de fibras con impurezas de germanio. La adición de aluminio aún cuando el material contenga además impurezas de germanio y fósforo evita el empobrecimiento y se piensa que es una manera directa de mejorar la eficiencia de las fibras activas fabricadas por MCVD [Desurvire, 1994].

III.2. SISTEMA AMPLIFICADOR LÁSER DE TRES NIVELES.

Las fibras ópticas activadas con erbio resultan ser muy atractivas para sistemas de comunicaciones en la banda de longitudes de onda de $1.5\mu m$. Sus ventajas son alta eficiencia de amplificación, bajo ruido, bajas pérdidas de acoplamiento en las líneas de transmisión. Una fibra activada con erbio es un sistema que combina características de una guía de onda monomodal y de un amplificador láser de tres niveles [Desurvire 1987].

En la Figura 8 se modelan las propiedades de las fibras activadas con erbio considerando que se comportan como un sistema amplificador láser, de tres niveles de energía. El nivel 1 es el estado base, el nivel 2 es un nivel metaestable caracterizado por su larga vida, (τ) y el nivel 3 es el nivel de bombeo. La transición láser ocurre entre los niveles 2 y 1. La energía del láser de bombeo empuja a los iones de erbio de la fibra del estado base al nivel 3, decayendo en forma no radiante al nivel metaestable. En el estado metaestable, los iones son estimulados por la señal (1500nm) a lo largo de la fibra dopada con erbio, causando que regresen al estado base. Esto da como resultado la emisión de un fotón en fase con la señal, de esta manera la señal es amplificada por la emisión estimulada. Si la emisión estimulada no ocurre, los iones de erbio estarán eventualmente decayendo al estado basal, radiando fotones de fase y dirección aleatoria.

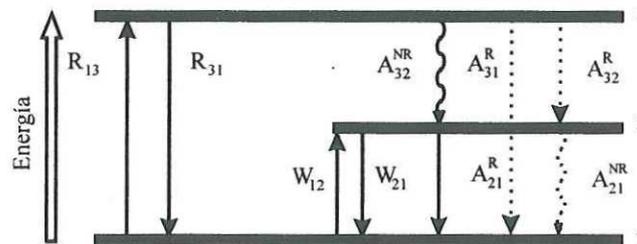


Figura 8. Sistema amplificador láser de tres niveles. A, W, y R indican emisión espontánea, emisión estimulada y bombeo respectivamente.

Se tienen dos posibilidades de decaimiento desde el estado excitado 3, el decaimiento radiante ($A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) y el no radiante (A_{32}^{NR}). El decaimiento espontáneo desde el nivel 3 se supone que es predominantemente no radiante; es decir, $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$.

Las proporciones de emisión y absorción estimulada entre los niveles 1 y 2 se presentan como W_{12} y W_{21} , respectivamente.

El decaimiento espontáneo radiante y no radiante desde el nivel 2 es $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$, con $A_{21}^R = 1/\tau$; en donde τ es el tiempo de vida de la fluorescencia. Se supone que el decaimiento es esencialmente radiante; es decir, que $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$.

Si ρ es la densidad total de iones y N_1 , N_2 y N_3 las densidades fraccionales, o poblaciones, correspondientes a cada nivel de energía; por definición:

$$N_1 + N_2 + N_3 = \rho \quad (14)$$

Haciendo uso de las hipótesis presentadas es posible escribir las ecuaciones de razón que describen las poblaciones en cada nivel:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (15)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (16)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (17)$$

Consideremos ahora que se ha alcanzado un estado estacionario; es decir; que las poblaciones son invariantes en el tiempo, $dN_i/dt = 0$; $i = 1,2,3$. Si $a = R_{31} + A_{32}$ y $b = W_{21} + A_{21}$, se tiene de las ecuaciones (16) y (17):

$$W_{12}N_1 - bN_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad (18)$$

$$R_{13}N_1 - aN_3 = 0 \quad (19)$$

Utilizando $N_3 = \rho - N_1 - N_2$ y despejando N_1 y N_2 se tiene que:

$$N_1 = \rho \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (20)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}A_{32} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (21)$$

Sustituyendo los valores de a y b y factorizando el término $A_{21} A_{32}$ en las ecuaciones (20)

y (21) se obtiene:

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad (22)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad (23)$$

Suponiendo que el decaimiento no radiante A_{32} domina sobre el decaimiento radiante R_{31} ;

es decir, $A_{32} \gg R_{31}$, factorizando $\left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right)$ se pueden reescribir las ecuaciones (22) y (23)

como:

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (24)$$

$$N_2 = \rho \frac{R\tau + W_{12}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (25)$$

con $R = R_{13}$. A partir del resultado anterior obtenemos que el nivel 3 está despoblado $N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0$ debido a que predomina sobre el bombeo, el decaimiento no radiante A_{32} hacia el estado metaestable del nivel 2. El estudio de los estados de población descritos por las expresiones (24) y (25) están centrados en el cálculo del coeficiente de ganancia en las fibras activadas con erbio, todas las suposiciones hechas para este particular sistema de amplificación láser de tres niveles se aplican al caso del sistema vidrio de sílice: erbio.

III.3. CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES.

La magnitud y la energía tanto de la absorción como de fluorescencia son parámetros importantes para la aplicación de las fibras activadas con erbio en el régimen de amplificación. La razón es que el espectro de absorción contiene información precisa sobre la localización de las longitudes de onda de bombeo y sobre la capacidad de los iones de tierras raras de ser excitados a niveles de energía mayores que el nivel láser superior. Desde estos niveles de mayor energía el electrón puede relajarse hacia el estado base, transfiriendo la energía adicional en forma radiante o no radiante. La desexcitación no radiante involucra la creación de fonones. De todas las transiciones ópticas presentadas en los dopantes de las tierras raras, la transición ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$ en el erbio alrededor de $1.5\mu\text{m}$ tiene un atractivo e

interesante potencial de amplificación en la ventana de telecomunicaciones. La primera observación reportada para esta transición [Desurville 1987] informa que obtuvo una ganancia de 22dB usando luz de bombeo obtenida de un láser de argón operando a una longitud de onda de 514nm. Los diagramas de niveles de energía son una forma útil de ilustrar las posibilidades de emisión y absorción. En la Figura 9 se presenta un diagrama de niveles de energía para diferentes longitudes de bombeo. Los niveles de energía iónicos y atómicos se etiquetan usando la notación de Russel-Saunders asociada a las propiedades del momento angular del átomo o del ión. Un átomo o un ión que existe en un nivel de energía designado como $^{2S+1}L_J$ tiene un número cuántico de espín S, un número cuántico de momento angular total J y un número cuántico de momento angular orbital L definido por las letras S, P, D, G, H, I, ..., el cual corresponde a $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$, respectivamente.

La absorción por estados excitados del erbio significa el que ión en el estado metaestable $^4I_{13/2}$ (nivel láser superior) pasa a un nivel aún mayor absorbiendo un fotón de bombeo. Aún cuando el ión casi de inmediato regresa al nivel $^4I_{13/2}$, se pierde un fotón produciendo una emisión fonónica no deseada (los fonones calientan la fibra). Los iones excitados difieren de la absorción del estado basal debido a las nuevas diferencias de energía entre el estado basal y los estados de energía superiores.

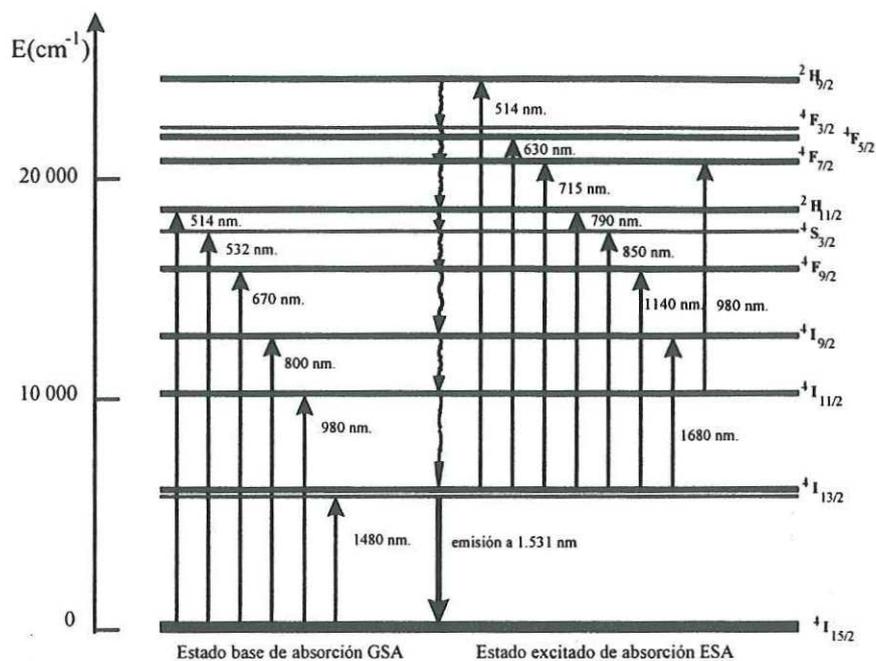


Figura 9. Diagramas niveles de energía de Er^{3+} (incluyen los valores típicos para las longitudes de onda de cada transición).

En un principio los estudios de este efecto lo consideraron una contribución poco relevante en la fibras de erbio, sin embargo resultados más recientes sugieren que la absorción por estados excitados puede tener algún efecto en el desempeño de los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio, especialmente para potencias de bombeo altas.

Tanto el espectro de fluorescencia como el de absorción son las herramientas principales para identificar las longitudes de onda para las cuales es posible la amplificación. Estos espectros tienen asociado un ancho de banda. Este ancho de banda depende de las longitudes de onda que pueden absorber o emitir dado por los niveles de energía. La figura 10 muestra el espectro de la absorción y emisión para una fibra dopada con erbio dentro de un ancho de banda de 1460nm a 1620nm. El espectro mostrado de la fibra dopada no sólo

contiene erbio, sino que está co-dopada con otros materiales [Pedersen, 1991]. Co-dopar la fibra de erbio con otros materiales es importante por dos razones. Primero como se mencionó el codopado con aluminio mejora la solubilidad del erbio. La segunda razón se refiere al desempeño del sistema. Se desea contar con un ancho de banda amplio para diversas aplicaciones, entre ellas la amplificación de señales. Cuando existe una estructura no uniforme el ancho de banda es sólo de 10nm. La incorporación de co-dopantes facilita la división de cada nivel en subniveles, por lo tanto el ancho de banda se incrementa a ~30nm y afina el perfil de ganancia. Hoy en día se fabrican muchas fibras comerciales usando una combinación de aluminio y germanio como impurezas adicionales. El diámetro del núcleo de las fibras activadas con erbio puede ser muy pequeño (~4 μ m) o como el de las fibras monomodales convencionales igual a 8 μ m. La ganancia característica de una fibra dopada con erbio dependerá de la señal de bombeo, y de los co-dopantes (como germanio y aluminio) que están en el núcleo de la fibra (junto con el erbio). Al principio se utilizaron como fuentes de bombeo láseres de alta potencia que emiten en el visible (como el argón, Nd:YAG); pero se ha encontrado que es posible obtener ganancias en un rango de 30-40dB bombeando con sólo unos miliwatts, si se utilizan láseres semiconductores que operan a una longitud de onda de 0.98 μ m o de 1.48 μ m. La potencia de bombeo se redujo considerablemente mediante el uso de co-dopantes como el aluminio y el fósforo [Yamada et al, 1990].

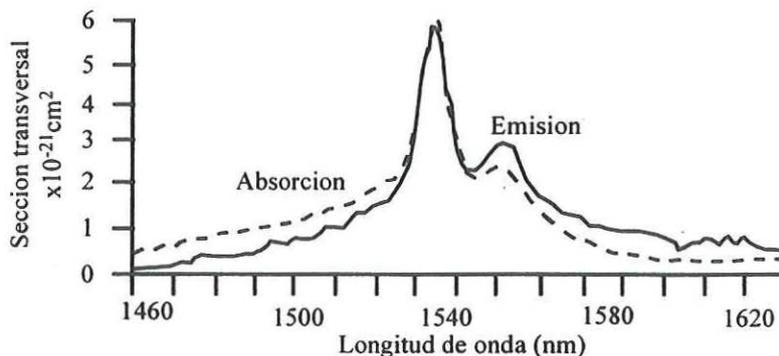


Figura 10. Formas de línea de la absorción y emisión experimental de la sección transversal en $1.5\mu\text{m}$ de las transiciones de erbio Er^{3+} [Bjarklev, 1993]

III.4. ESTUDIO DE LA SUSCEPTIBILIDAD ATÓMICA COMPLEJA DE LAS FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.

Las resonancias atómicas o láser, pueden causar una dependencia adicional de la longitud de onda y cambios en la potencia con el índice de refracción de aquí que esto cause dispersión dentro del medio. En el capítulo II mostramos la susceptibilidad atómica compleja para el caso de fibras pasivas. En esta sección mostraremos un modelo simplificado que nos ayudará al entendimiento básico del origen de la dispersión para una fibra activada con erbio que es nuestro tema de estudio en este trabajo.

En un medio dopado con iones activadores (tal como el sistema de vidrio de sílice: Er), la interacción dipolar que ocurre entre la nube electrónica de un átomo y la onda EM puede ser analizada a través de la matriz de densidad [Desurvire, 1990]. El resultado principal de esta teoría es que la polarización de los iones activadores genera una susceptibilidad atómica compleja dada por: $\chi = \chi' - j\chi''$, la cual debe distinguirse de la susceptibilidad principal analizada previamente (Ec. 5). Desurvire, evaluó la susceptibilidad

atómica compleja para una fibra activada con erbio y muestra que la parte real (χ') de la susceptibilidad atómica produce un cambio en el índice de refracción $\delta n(\omega)$; este cambio está dado por:

$$\delta n(\omega) = \Gamma_s \frac{1}{2nL} \int_0^L \chi'(\omega, z) dz. \quad (26)$$

La parte imaginaria de $-\chi''$ describe la amplificación de la onda *EM* en el material. Su ganancia $G(\omega)$ que está dada por la siguiente expresión:

$$G(\omega) = \exp \left\{ -\Gamma_s \frac{\omega}{nc} \int_0^L \chi''(\omega, z) dz \right\}. \quad (27)$$

Como vimos en el capítulo II las ecuaciones de Kramers-Krönig (*KKR*) relacionan la parte real e imaginaria de la susceptibilidad atómica compleja. La parte real de la susceptibilidad atómica está representada por:

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (28)$$

La parte imaginaria de la susceptibilidad atómica $-\chi''$ relaciona las secciones transversales de emisión y absorción de los iones de erbio: $\sigma_a(\omega)$ y $\sigma_e(\omega)$, y la densidad de población atómica N_{12} (para un sistema láser de tres niveles, sección III.2), a través de la siguiente expresión:

$$-\chi''(\omega) = \frac{nc}{\omega} \left\{ \sigma_e(\omega) N_2 - \sigma_a(\omega) N_1 \right\}; \quad (29)$$

donde n es el índice de refracción del medio. Usando las ecuaciones (28) y (29), la parte real de la susceptibilidad atómica puede reescribirse de la forma:

$$\chi'(\omega) = -\frac{nc}{\omega} \left\{ N_2 \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_e(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' - N_1 \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_a(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \right\}; \quad (30)$$

donde σ_e y σ_a son las secciones transversales de emisión y absorción las cuales dependen de la frecuencia. Como se puede observar en esta última expresión las transformaciones de Kramers-Krönig, las cuales involucran las secciones transversales de emisión y absorción, pueden ser calculadas numéricamente. Chraplyvy *et al*; propusieron en 1984 un método numérico basado en la superposición lineal de N Lorenzianas de la forma $\mathcal{L}_i(\omega) = a_i \left[1 + 4(\omega - \omega_i)^2 / \Delta\omega_i^2 \right]^{-1}$ ($i = 1, \dots, N$), para lo cual las transformaciones de *KKR* estarán dadas por:

$$\chi'(\omega) = \frac{nc}{\omega} \left\{ N_2 \sum_i 2a_i^e \mathcal{L}_i^e(\omega) \frac{\omega - \omega_i^e}{\Delta\omega_i^e} - N_1 \sum_i 2a_i^a \mathcal{L}_i^a(\omega) \frac{\omega - \omega_i^a}{\Delta\omega_i^a} \right\} \quad (31)$$

$$-\chi''(\omega) = \frac{nc}{\omega} \left\{ N_2 \sum_i a_i^e \mathcal{L}_i^e(\omega) - N_1 \sum_i a_i^a \mathcal{L}_i^a(\omega) \right\}; \quad (32)$$

Las partes real e imaginaria de la susceptibilidad atómica encontradas a través de este método se muestran en las figuras 11 y 12 [Desurvire, 1990] para diferentes valores de normalización de la potencia bombeada $q=0$ a 100. En la sección III.2 de este capítulo se

presentaron las densidades de población correspondientes a cada nivel de energía; ahora se presentan éstas en relación con la potencia de bombeo q [Desurvire, 1987] para una fibra activada con erbio. Las densidades de población están dadas por $N_1 = \rho_0 / (1 + q)$ y $N_2 = \rho_0 q / (1 + q)$; donde ρ_0 es la densidad pico de dopante y q es la potencia de bombeo normalizada, $\rho_0 = 10^{19} \text{ Er}^{3+} / \text{cm}^3 = 1260 \text{ ppm-wt}$ y el índice de refracción es $n = 1.46$.

Para evaluar las variaciones del índice de refracción se calcularon los valores de las secciones transversales de absorción y emisión para una fibra activada con erbio, por el método de funciones Lorentzianas (A. R. Chraplyvy *et al.*) y se encontró que las secciones transversales [E. Desurvire, 1990] para esta fibra son: $\sigma_a^{\text{pico}} = 4.7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ y $\sigma_e^{\text{pico}} = 4.4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$. Reescribiendo la ecuación (26) en términos de las funciones Lorentzianas obtenemos la siguiente expresión:

$$\delta n(\omega) = \frac{\Gamma_s c}{2\omega} \left\{ \sum_i 2a_i^e \mathcal{L}_i^e(\omega) \frac{\omega - \omega_i^e}{\Delta\omega_i^e} \frac{1}{L} \int_0^L N_2(z) dz - \sum_i 2a_i^a \mathcal{L}_i^a(\omega) \frac{\omega - \omega_i^a}{\Delta\omega_i^a} \frac{1}{L} \int_0^L N_1(z) dz \right\} \quad (33)$$

Esta ecuación muestra que el cambio espectral del índice de refracción de una fibra activada con erbio $\delta n(\omega)$ puede calcularse conociendo las densidades de población atómica N_{12} , las cuales son función de la potencia de bombeo normalizada q .

Cuando las densidades de población atómica N_{12} son casi constantes (como en el régimen de bombeo o en el de inversión total), la variación del índice de refracción es proporcional a la susceptibilidad real, es decir: $\delta n(\omega) = (\Gamma_s / 2n) \chi'(\omega)$. Asumiendo un

factor de traslape $\Gamma_s = 0.5$ y $n = 1.46$, se puede ver de la Figura 11 que el intervalo de variación del índice de refracción está entre $-1.5 \cdot 10^{-7} < \delta n < 1.5 \cdot 10^{-7}$, y que el valor máximo que toma es de $|\delta n| \approx 3 \cdot 10^{-7}$.

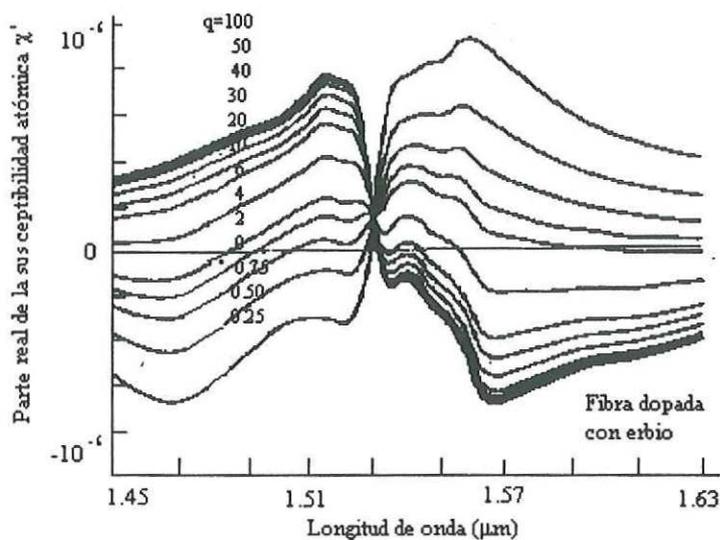


Figura 11. Espectro de la parte real de la susceptibilidad compleja χ' , para diferentes valores de bombeo normalizado a la potencia máxima $q=0 \dots 100$, asumiendo una densidad $\rho_0 = 10^{19}$ iones / $\text{cm}^3 \text{Er}^{3+}$ ó 1260ppm-wt.

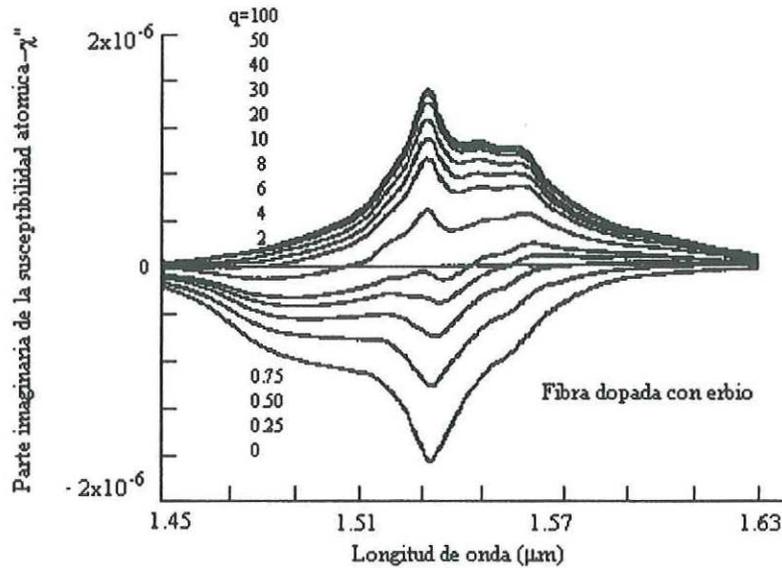


Figura 12. Espectro de la parte imaginaria de la susceptibilidad compleja χ' , para diferentes valores de bombeo normalizado $q=0\dots100$, asumiendo una densidad $\rho_0 = 10^{19}$ ions / cm^3 Er^{3+} .

III.5. DISPERSIÓN EN FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.

Es bien sabido que la dispersión es la variación del índice de refracción con la longitud de onda dentro del medio. Esta es causada por la respuesta electrónica del medio a una excitación electromagnética (EM). En esta sección presentaremos la relación de la dispersión en términos de la susceptibilidad atómica compleja estudiada en la sección anterior.

El reciente interés en las fibras activadas con erbio para usarse como amplificadores en sistemas de comunicaciones de alta velocidad, ha ocasionado la necesidad de conocer las características de dispersión de estas fibras [Agrawal, 1992]. Sabemos que la dispersión

depende de las variaciones del índice de refracción con respecto a la longitud de onda, y que está dada por (sección II.3.1):

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}$$

Si se sustituye la expresión (26) en esta última expresión se encuentra que la dispersión resonante para una fibra activada con erbio [Matera, 1991; Marcuse, 1980], se relaciona con la parte real de la susceptibilidad atómica compleja a través de la siguiente expresión:

$$D_R(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \delta n(\lambda)}{d\lambda^2} = -\frac{\lambda \Gamma_s}{2n_H c} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{d^2 \chi'(\lambda, z)}{d\lambda^2} dz \quad (34)$$

Las gráficas del espectro de variación del índice de refracción y la dispersión resonante $D_R(\lambda)$ de una fibra activada con erbio, obtenidas por [Takada et al, 1992] se presentan en la Figura 13 para dos casos en los que la población atómica es uniforme: $q = 0$ (fibra sin bombeo, o $N_1 = \rho_0$, $N_2 = 0$) y $q = 100$ (cerca de la inversión completa o $N_1 = 0$, $N_2 = \rho_0$). Los valores usados para los parámetros son $\rho_0 = 10^{19} \text{Er}^{3+}/\text{cm}^3$, $n = 1.46$ y $\Gamma_s = 0.5$; como ya mencionamos, la variación del índice de refracción está dentro de $\delta n = \pm 1.5 \cdot 10^{-7}$. La diferencia del índice de refracción entre el núcleo y la cubierta es típicamente de $\Delta n = 3.5 \cdot 10^{-3}$; mientras que para fibras con abertura numérica grande ($a = 1.5 \mu\text{m}$, $NA = 0.3$) como en el caso de las EDF, esta diferencia es mayor de $\Delta n = 3 \cdot 10^{-2}$. La Figura 14 [Takada et al, 1992] muestra la medición experimental de la dispersión espectral resonante para una fibra con impurezas Er^{3+} (la concentración fue de

$\rho_0 \approx 1.5 \cdot 10^{20}$ iones/cm³). Las curvas corresponden a tres potencias de bombeo $q=0, 2,$ y 36 normalizadas a $6mW$.

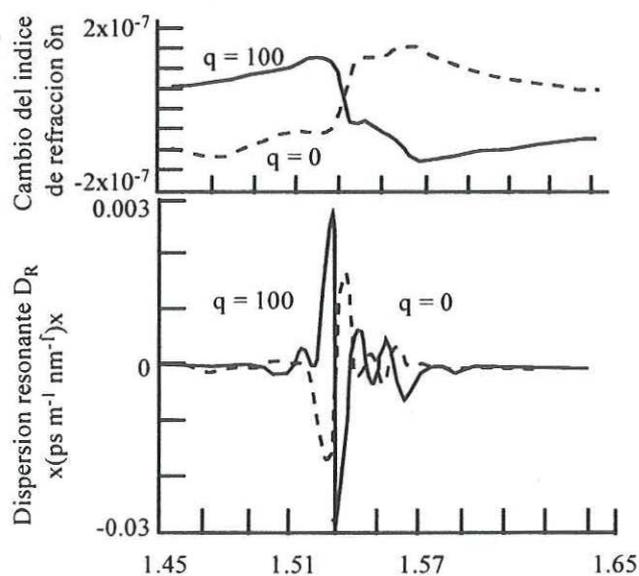


Figura 13. Espectro de la variación del índice de refracción $\delta n(\lambda)$ y espectro de la dispersión $D_R(\lambda)$, para una fibra en ausencia de bombeo ($q=0$), con una densidad de $\rho_0(\text{Er}^{3+}) = 10^{19}$ iones / cm^3

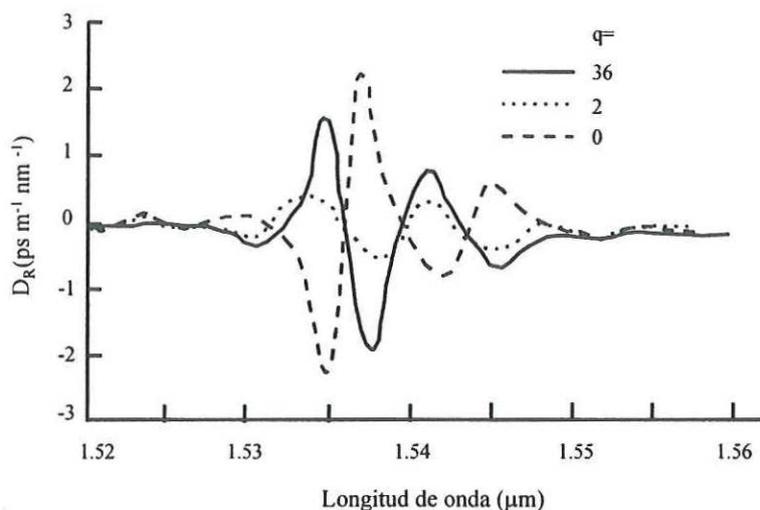


Figura 14. Espectro experimental de la dispersión resonante de una fibra multimodo activada con erbio a tres diferentes potencias de bombeo normalizadas a 6mW $q=0, 2$ y 36. La densidad de erbio es igual a $\rho_0(Er^{3+}) = 1.5 \cdot 10^{20}$ iones / cm³.

III.6. TÉCNICAS DE MEDICIÓN USADAS PARA EVALUAR LA DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.

En esta sección se presentan cinco métodos de medición que han sido reportados en la literatura por algunos autores, para la evaluación de la dispersión en fibras ópticas activadas con erbio.

III.6.1. TRES MANERAS APLICADAS A LA MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN CRÓMATICA, LA BIRREFRINGENCIA Y LA SUSCEPTIBILIDAD NO LINEAL.

P.L. Francois y sus colaboradores (1989) reportan que para una fuente de iluminación con un ancho espectral amplio es posible obtener el valor de la dispersión usando un interferómetro. Cuando se usa un ancho espectral amplio pueden determinarse a partir de

la interferencia de la señal que viajó por la fibra con parte de la misma señal que viajó por aire, las variaciones de la constante de propagación y por tanto del índice de refracción efectivo, sobre una banda amplia de longitudes de onda. Por otra parte cuando el ancho espectral de la fuente es angosto, el estado de interferencia centrado alrededor de una longitud de onda λ_0 permite obtener el retardo entre modos, $\tau(\lambda_0)$, de la envolvente de la señal de salida del arreglo interferométrico; mientras la información acerca de la constante de propagación $\beta(\lambda_0)$ se calcula a partir de las oscilaciones rápidas. Esto hace que sean necesarias varias corridas a diferentes longitudes de onda para medir la dispersión.

El arreglo experimental que utilizan P. L. Francois et al; es un interferómetro tipo Mach-Zehnder aislado de los alrededores, como el que se muestra en la Figura 15, la fuente de luz monocromática es una lámpara de halógeno tungsteno combinada con un monocromador o un filtro interferencial, la señal que entra al interferómetro es colectada por otra fibra de sílice convencional la cual se enlaza con el sistema de detección (detector de germanio). En uno de los brazos del interferómetro se coloca la fibra de prueba, un motor de pasos modifica el camino óptico por aire, como se puede observar en la Figura 15. El campo total incidente sobre la superficie del detector es la suma de $\vec{E}_{aire}(t) + \vec{E}_{fibra}(t)$ mientras que la intensidad a la salida del interferómetro es proporcional a $|\vec{E}_{aire}(t) + \vec{E}_{fibra}(t)|^2$. En este diseño se utilizó un filtro que transmite a longitudes de onda mayores que $1.2\mu\text{m}$. La transformada de Fourier de la variación del estado de interferencia (debido al cambio de la longitud del camino óptico en el aire) obtenido a la salida del sistema experimental se

expresa en términos de su amplitud y fase; dicha fase resulta ser igual a $-\beta(\omega)L$. La evaluación se efectuó sobre la banda de longitudes de onda de $1.3\mu\text{m}$ a $1.7\mu\text{m}$, obteniendo un valor de dispersión de $-7.75\text{ps}/\text{km nm}$ para la longitud de onda de $1.55\mu\text{m}$ y de $-12\text{ps}/\text{km nm}$ para $\lambda=1.4\mu\text{m}$. Francois et al; aplicaron un método numérico a la expansión en serie de la ecuación de Sellmeier.

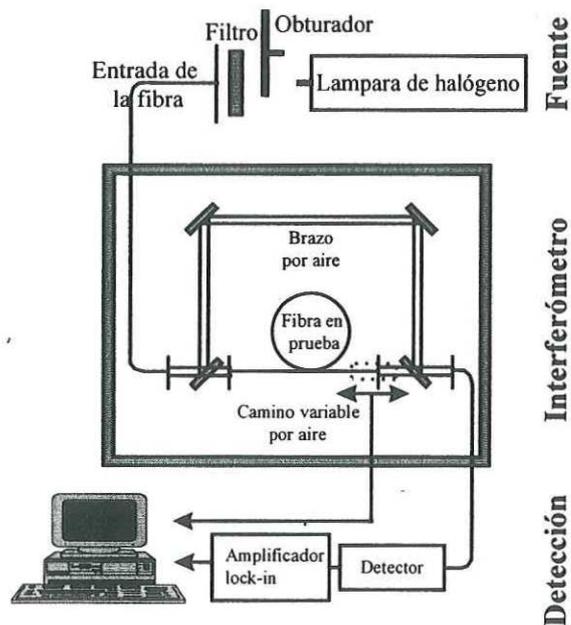


Figura 15. Arreglo interferométrico utilizado por P. L. Francois et al; para la medición de la dispersión.

Este procedimiento les permite determinar el valor del índice de refracción y a partir de éste calcular el valor de la dispersión. Los autores comparan los resultados obtenidos por este método con los valores de dispersión encontrados por [Duling I. N. III, 1991]; quienes usan el método de la transformada de Fourier; encuentran que ambos procedimientos llegan a valores muy parecidos. Para una fuente de ancho espectral angosto la longitud de

coherencia favorece la interferencia la cual se presenta aún con diferencias de camino óptico importantes entre los brazos del interferómetro. Una desventaja práctica de este método es que se necesitan realizar varios barridos del camino óptico de referencia, uno para cada longitud de onda, lo que hace que resulte muy lento para medir la dispersión cromática para una fibra activa.

III.6.2. MEDICIÓN DIRECTA DE LA DISPERSIÓN DE AMPLIFICADORES ÓPTICOS ALTAMENTE DOPADOS CON ERBIO USANDO UN REFLECTÓMETRO DE BAJA COHERENCIA ACOPLADO CON UN ESPECTROSCOPIO DISPERSIVO DE FOURIER.

En 1992 Takada et al; propusieron medir la dispersión en amplificadores de fibras activadas con erbio usando un reflectómetro de baja coherencia acoplado con un espectroscopio dispersivo de Fourier. El arreglo experimental es interferométrico y se muestra en la Figura 16. La fuente de luz es un LED a $1.53\mu\text{m}$, combinado con luz coherente de un láser que emite a $1.31\mu\text{m}$. La luz combinada pasa a través de un aislador óptico y se introduce al interferómetro; la señal óptica mezclada se acopla a la fibra unimodal. Como luz de bombeo utilizan luz de un láser de Ti-Zafiro a $0.98\mu\text{m}$ la cual pasa a través de la fibra de prueba, como se indica en la Figura 16. El estado de interferencia resultante para $1.31\mu\text{m}$ y $1.53\mu\text{m}$ se mide en forma separada. La señal mezclada se separa con un espejo dicróico. Una placa de vidrio de sílice evita que el bombeo residual llegue al sistema de detección, el cual es sensible a la fase. El sistema (DFS) consta de un amplificador de amarre de fase y un convertidor A/D en sincronización con un generador de pulsos de reloj; ambas señales son

enviadas a una computadora. Debido a que el índice de refracción es proporcional a la fase de la transformada de Fourier la primera y segunda diferenciación de la fase del espectro con respecto a la frecuencia de la luz provienen del retraso de grupo y de la dispersión, respectivamente. Takada et al; midieron el retraso de grupo y la dispersión para una fibra activada con erbio con longitud de 4.3cm; las concentraciones de erbio fueron de 0.4wt% que es equivalente a 4000ppm-wt. La evaluación de la dispersión y el retraso de grupo las realizaron para diferentes potencias de bombeo que fueron de 0, 1.7, 6.8, 13.6 15, 150, 220 y 500mW y la dispersión encontrada fue de $\pm 1200\text{ps/km}\cdot\text{nm}$, la cual resultó ser dos órdenes de magnitud más grande que la reportada por Fleming en 1991 (sección III.5.3). Cuando la potencia de bombeo se incrementa, se observa que ambas cantidades cambian sus signos; la dispersión toma un valor de $300\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ para una potencia de 150mW y de $-200\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ para una potencia de bombeo de 500mW. También realizaron las mediciones para una fibra multimodo dopada con erbio (longitud 7.6cm) en la que la concentración de erbio fue de 2wt% que equivale a 20000ppm-wt. El valor de la dispersión total en ausencia de bombeo resultó ser de $\pm 2300\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ a una longitud de onda de $1.537\mu\text{m}$; para una potencia de bombeo de 220mW encontraron valores de dispersión de $1700\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ para $\lambda=1.534\mu\text{m}$ y de $-1800\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ para $\lambda=1.538\mu\text{m}$. Los autores reportan que estos últimos valores difieren de los obtenidos para la fibra anterior, porque la fibra multimodo presenta dos picos de ganancia a $\lambda=1.536\mu\text{m}$ y $1.543\mu\text{m}$; mientras que la fibra monomodo sólo presenta un espectro de ganancia sin ningún pico extra debido que contiene fósforo como codopante. Lo relevante de este método es que permite determinar

las propiedades dispersivas con una resolución de 0.2nm. Los valores de dispersión reportados son dos órdenes de magnitud más grandes en comparación con otros valores encontrados en la literatura debido a las altas concentraciones de erbio, de 4000ppm-wt y 20000ppm-wt respectivamente.

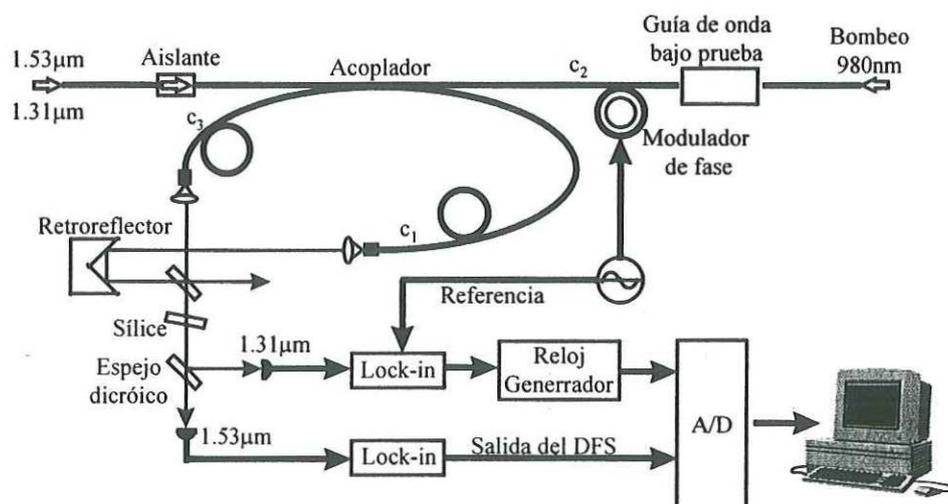


Figura 16. Arreglo experimental usado para la medición de la dispersión por K.Takada et al.

III.6.3. MÉTODO DE MEDICIÓN DEL CAMBIO DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN INDUCIDO POR BOMBEO EN UNA FIBRA AMPLIFICADORA DOPADA CON ERBIO.

Fleming, y Whitley (1991) trabajaron con un arreglo interferométrico hecho con una fibra monomodal de SiO_2 , de 1.5m de longitud dopada con los siguientes compuestos: Al_2O_3 , GeO_2 esta fibra presenta un pico de absorción de 3.7 dB/m a 1.535μm. Utilizan como fuente de bombeo la señal de un láser de titanio Zafiro a 980nm cuya salida se pulsa a aproximadamente a 1Hz y se lanza dentro de la fibra; también se lanza en dirección

contraria, a través de un acoplador una señal proveniente de un láser sintonizable, como se muestra en la Figura 17. Estos autores trabajan con una potencia de bombeo de alrededor de 17mW. Usan un piezoeléctrico como modulador de fase para igualar las señales en los fotodetectores de salida. El interferómetro está aislado, por lo que permanece estable con respecto a perturbaciones ambientales; midieron la diferencia de voltaje relacionada con el corrimiento de fase inducido por el bombeo usando las potencias medidas por dos fotodetectores de salida. Las mediciones las realizaron en la banda de $1.4\mu\text{m}$ a $1.6\mu\text{m}$. También calcularon la dependencia espectral del índice de refracción, asociada con la transición de resonancia ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$, usando las relaciones de Kramers-Krönig [Hutchings *et al*, 1991], (relación entre la variación espectral de la absorción y del índice de refracción). De acuerdo con los autores el bombeo induce cambios espectrales en el índice de refracción, estos cambios los calcularon a partir de las mediciones de los corrimientos de fase. Conocer la variación del índice de refracción con respecto a la longitud de onda permite el cálculo de la dispersión asociada. El valor de dispersión que encontraron fue de $-13\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ alrededor de la longitud de onda de $1.536\mu\text{m}$.

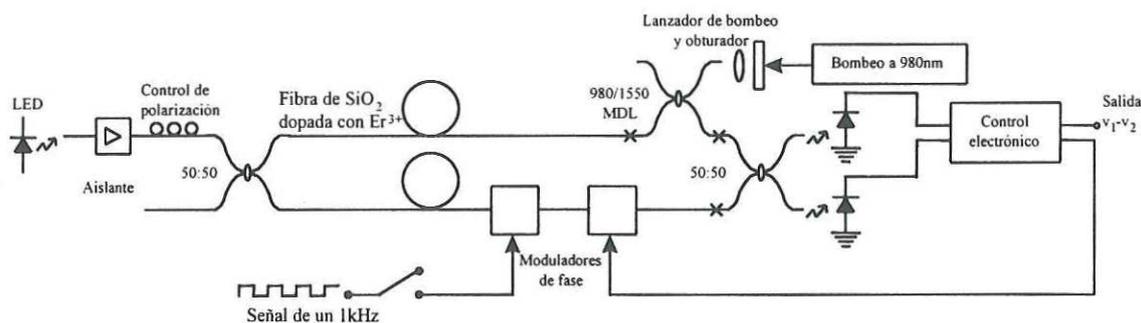


Figura 17. Sistema experimental utilizado para medir el cambio del índice de refracción por S. C. Fleming y T.J. Whitley.

**III.6.4. MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN CRÓMATICA A TRAVÉS DE LA
MEDICIÓN DEL ESPECTRO DE GANANCIA EN UNA FIBRA
AMPLIFICADORA DOPADA CON ERBIO.**

F. Matera *et al.*, evalúan el valor de la dispersión cromática a través de la medición del espectro de ganancia en una fibra activada con erbio, de longitud pequeña. A partir de esta información obtienen la susceptibilidad de la fibra activa y la dispersión. La fibra utilizada por Matera *et al.*, estaba dopada con $\text{Al Er}_2 \text{O}_3$ y su abertura numérica fue de 0.125. Utilizaron un láser de argón a la longitud de onda de 514.5nm. La fuente de luz emite en una banda amplia de 1400 a 1700nm. Ellos calculan el valor teórico de la susceptibilidad iónica mediante las relaciones de Kramers-Krönig. No describen su arreglo experimental; sin embargo sus resultados muestran una muy buena aproximación entre la teoría y los valores experimentales. Calculan la dispersión cromática a partir de la siguiente expresión:

$$D_R(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \delta n(\lambda)}{d\lambda^2} = -\frac{\lambda \Gamma_s}{2n_H c} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{d^2 \chi'(\lambda, z)}{d\lambda^2} dz$$

donde $\chi'(\lambda, z)$ es la parte real de la susceptibilidad iónica, c es la velocidad de la luz en el vacío y n_H es el índice de refracción. El valor de la dispersión resultó ser en este caso igual a 21ps/km·nm a $\lambda = 1.534\mu\text{m}$.

III.6.5. EVALUACIÓN DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA PARA VARIAS FIBRAS ACTIVADAS CON ERBIO.

Deutsch y Pfeiffer, (1992) calculan la dispersión cromática para diferentes fibras dopadas con erbio, las cuales se encuentran codopadas con GeO_2 , Al_2O_3 y P_2O_5 . En la mayoría de los casos las fibras dopadas con erbio están codopadas con Al_2O_3 . La combinación de estos elementos facilita la incorporación de los iones de erbio dentro de la fibra; además de que ayudan a que la absorción del bombeo y la ganancia de la señal sean menos sensibles a variaciones de la longitud de onda debidas a la gran diferencia entre los índices de refracción del núcleo y la cubierta. Esta última es necesaria para un bombeo eficiente. Estos autores obtienen el valor de la dispersión mediante una aproximación polinomial de cuarto orden, la cual calculan a partir de las mediciones del retraso de grupo. Deutsch y Pfeiffer miden el retraso de grupo a la salida de un arreglo interferométrico (reportado por Lieber y Rabov), en la banda de longitudes de onda de $1.2\mu\text{m}$ a $1.7\mu\text{m}$. El arreglo experimental se presenta en la Figura 18, que consiste de un interferómetro tipo Mach-Zehnder realizado con fibra, el brazo de referencia consiste de una fibra monomodal de 4m de longitud, con dispersión cero a la longitud de onda de $1.325\mu\text{m}$, la cual ellos midieron con un método estándar no reportado. En el otro brazo del interferómetro se tiene la misma longitud de fibra bajo estudio. Un retraso de línea es colocado en uno de los brazos del interferómetro. Utilizan como fuente de luz una lampara de halogeno Oriel a 100W acoplada a una fibra monomodal. Utilizan como sistema de detección un detector PIN de InGaAs y un láser de He-Ne para la alineación de las franjas.

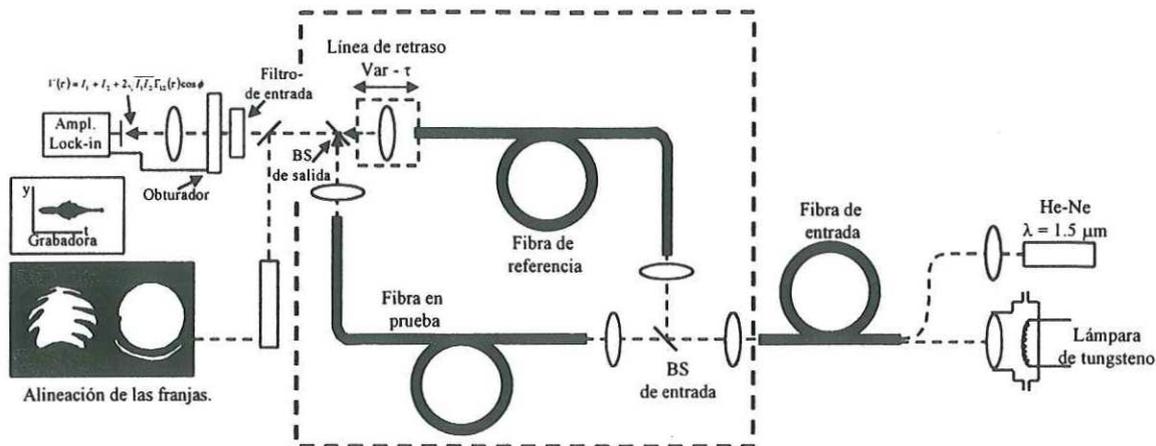


Figura 18. Arreglo experimental utilizado por Liber y Rabov, para medir la dispersión en la banda de $1.2 \mu\text{m}$ a $1.7 \mu\text{m}$.

Los resultados que obtienen para fibras que presentan una diferencia pequeña de índices de refracción son muy similares a los de fibras estándar; es decir, fibras que no contienen ningún tipo de impurezas. Sin embargo el valor que obtienen para la longitud de onda a la cual el valor de la dispersión es cero, es desplazado hacia longitudes de onda mayores para fibras que presentan una diferencia de índices mayor. La principal contribución de la dispersión de los iones de erbio se presenta alrededor de la longitud de onda de $1.53 \mu\text{m}$. Por otra parte el valor de la dispersión cromática para las fibras que presentan una mayor diferencia de índices toma los valores más negativos. En el siguiente capítulo se muestra el arreglo experimental que utilizamos en este trabajo para la medición de la dispersión en una fibra activada con erbio.

Capítulo IV

MATERIALES Y MÉTODOS

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se presenta el arreglo experimental desarrollado para la medición de la dispersión de las fibras ópticas activadas con erbio así como las características de los materiales utilizados en el mismo. También se muestra el método que se utiliza para obtener las mediciones a la salida del arreglo interferométrico; y por último se presenta el desarrollo teórico utilizado para obtener la medición de la dispersión a partir de los datos experimentales obtenidos.

IV.1. SISTEMA EXPERIMENTAL PARA LA MEDICIÓN DE LA DISPERSIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS ACTIVADAS CON ERBIO.

La interferometría es una técnica que se caracteriza por su alta sensibilidad. Esta cualidad favorece su aplicación a la medida de cualquier parámetro físico que pueda ser traducido a una diferencia de camino óptico. El dispositivo interferométrico, usado para medir la dispersión en una fibra óptica activada con erbio es básicamente un interferómetro tipo Mach-Zenhder como el que se muestra en la Figura 19.

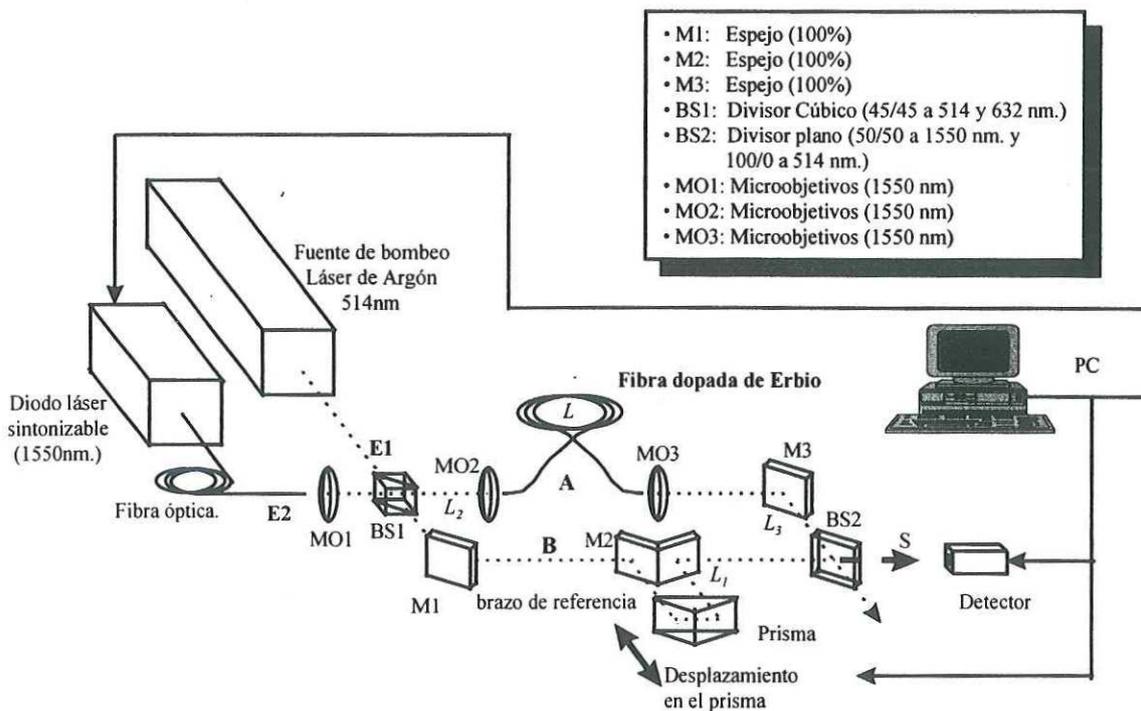


Figura 19 Arreglo experimental utilizado para la medición de la dispersión en una fibra activada con erbio.

La fuente de luz que se utiliza en este arreglo experimental fue un diodo láser sintonizable Hewlett Packard modelo HP8168C que tiene una banda de emisión que se encuentra

dentro de la ventana de interés para comunicaciones ópticas (1470-1580nm), posee una resolución en longitud de onda de 0.001nm y una estabilidad $< \pm 100\text{MHz}$, lo que nos permitió tener una confiabilidad buena en nuestras mediciones. Además tiene una velocidad de sintonización de 200ms/300ms/2s para pasos de 1nm/10nm/100nm respectivamente; que nos dió opción a realizar nuestras mediciones con rapidez. Para introducir la luz de este láser se emplea un conector tipo FC que se encuentra unido a una fibra óptica común. Para bombear la fibra activada con erbio se usa un láser de argón, marca Coherent Inc., que emite a una longitud de onda de 514nm, y que tiene una potencia de salida máxima de 2W.

El haz de argón que entra por el punto "E1" es dividido en dos haces a través de BS1, uno de estos haces viaja por el brazo "A" (brazo objeto) y el otro haz por el brazo "B" (brazo de referencia); por otro lado, la luz del diodo láser es introducida por el punto "E2" mediante el microobjetivo MO1 diseñado para trabajar en la región del infrarrojo. En el brazo objeto del interferómetro (A) se coloca la fibra a estudiar. Se utilizaron dos fibras con diferentes concentraciones de erbio y diferentes longitudes, sus características generales se presentan en la Tabla I y la Tabla II, respectivamente. En este brazo (A) la luz es introducida a la fibra mediante el microobjetivo MO2 que posee las mismas características que el microobjetivo MO1; a la salida de la fibra la luz es colimada con el microobjetivo MO3 que posee características similares al microobjetivo MO1; el divisor de haz BS2 posee una relación de transmitancia/reflectancia de 50/50 en los 1550nm. Para ajustar la diferencia de camino óptico en este interferómetro se utilizó un microposicionador motorizado modelo C-804

del fabricante Physik Instrumente, el cual tiene en una longitud de desplazamiento de 35cm, con una precisión de $0.1\mu\text{m}$; éste se encuentra en el brazo de referencia (B).

Tabla I. Características de la fibra activada con erbio que contiene una baja concentración (960ppm-wt).

Longitud de la fibra	60cm.
Diámetro del núcleo	$3.8\mu\text{m}$
Factor de confinamiento.	0.5
Dopantes en el núcleo	Er/Al/Ge/P
Concentración de dopantes	Er: 960ppm-wt Al: 2.2 wt%
Absorción	3.6dB/m a 980nm 3.9dB/m a 1535nm
Atenuación	5.9dB/km a 1100nm
Abertura numérica efectiva	0.20
Longitud de onda de corte para el modo LP_{11}	850nm
Materiales depositados en la cubierta	F y P_2O_5 Co-dopantes del sílice
Diámetro de la cubierta	$124 \pm 2\mu\text{m}$
Fabricante.	Institut National d'Optique/ National Optics Institute INO NOI

Tabla II. Características de la fibra activada con erbio que contiene alta concentración de iones de erbio (5300ppm-wt).

Longitud de la fibra	20cm.
Diámetro del núcleo	3.4 μ m
Factor de confinamiento.	1.0
Dopantes en el núcleo	Er/Al/Ge/P
Concentración de dopantes	Er: 5300ppm-wt Al: 2.8 wt%
Absorción	23dB/m a 980nm 35dB/m a 1535nm
Atenuación	23dB/km a 1100nm
Abertura numérica efectiva	0.20 \pm 0.02
Longitud de onda de corte para el modo LP ₁₁	851nm
Materiales depositados en la cubierta	F y P ₂ O ₅ Co-dopantes del sílice
Diámetro de la cubierta	124 \pm 2 μ m
Fabricante.	Institut National d'Optique/ National Optics Institute INO NOI

Se utilizó un detector de germanio DET3-GE para medir la intensidad de luz a la salida del interferómetro (S), que tiene una respuesta espectral de 600 a 1900nm, y un pico central en

1550nm, la Figura 20 muestra la curva característica de este diodo. Este detector se encuentra conectado a una tarjeta para computadora y a través de ésta y con la ayuda de un programa desarrollado en el laboratorio se realiza la medición de las variaciones de intensidad en el patrón de interferencia a la salida del arreglo experimental (S) de donde obtenemos la información necesaria para hallar el coeficiente de dispersión D_λ .

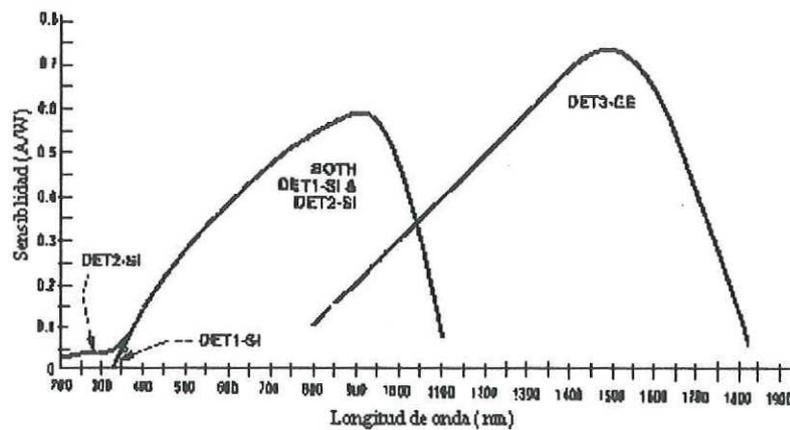


Figura 20 Curva característica de la sensibilidad espectral del detector utilizado.

IV.2. CONCENTRACIÓN DE DOPANTES DE LAS FIBRAS BAJO ESTUDIO.

En esta sección mostraremos las concentraciones de dopantes de las fibras utilizadas. En las tablas siguientes se presentan los datos proporcionados por el fabricante (INO NOI Institut National D'Optique). De estas tablas podemos observar la masa molar de los elementos, la masa de los óxidos, el valor del peso total W y la concentración de los iones de erbio en iones por centímetro cúbico.

Existen algunas relaciones que nos proporcionan la opción de definir la concentración de los iones de erbio de varias formas: en partes por millón, en concentración molar (ppm-

mol), en porcentaje del peso total (wt%) y en partes por millón del peso total (ppm-wt). En el apéndice 4 mostramos estas relaciones.

Tabla III Composición química de la fibra activada con erbio de (960ppm-wt), donde la densidad $D=2.30\text{g/cm}^3$.

Elem	MM (g/mol)	Óxido	MM z(l) (g/mol)	Con. Elem. wt%	Conc. Óxido wt%	C.oxido x(l) (mol %)	x(l)z(l) W (g)	Conc. $\rho(\text{Er}^{3+})$ iones/cm ³
O	16.00			50.20				
Al	26.98	Al ₂ O ₃	101.96	2.20	4.16	2.70	2.76	$1.18 \cdot 10^{21}$
Si	28.08	SiO ₂	60.08	37.00	79.17	87.40	52.51	$1.4 \cdot 10^{22}$
P	30.97	P ₂ O ₅	141.94	1.80	4.12	1.93	2.74	$7.09 \cdot 10^{20}$
Ge	72.59	GeO ₂	104.59	8.70	12.54	7.95	8.31	$1.59 \cdot 10^{21}$
Er	167.26	ErO ₃	382.52	0.096	0.11	0.02	0.07	$7.6 \cdot 10^{18}$
		SUM	791.09	100.00	100.09	100.00	66.39	$2.3 \cdot 10^{22}$

Tabla IV. Composición química de la fibra activada con erbio de (5300ppm-wt), donde la densidad D es igual a $D=2.32\text{g/cm}^3$.

Elem	MM (g/mol)	Óxido	MM z(i) (g/mol)	Con. Elem. wt%	Conc. Óxido wt%	C oxido x(l) (mol %)	x(i)z(l) W (g)	Conc. $\rho(\text{Er}^{3+})$ iones/cm ³
O	16.00			49.98				
Al	26.98	Al ₂ O ₃	101.96	2.80	5.29	3.48	3.55	$1.38 \cdot 10^{21}$
Si	28.08	SiO ₂	60.08	36.19	77.44	86.43	51.93	$1.71 \cdot 10^{22}$
P	30.97	P ₂ O ₅	141.94	1.80	4.12	1.95	2.77	$7.70 \cdot 10^{20}$
Ge	72.59	GeO ₂	104.59	8.70	12.54	8.04	8.41	$1.59 \cdot 10^{21}$
Er	167.26	ErO ₃	382.52	0.53	0.61	0.11	0.41	$4.20 \cdot 10^{19}$
		SUM	791.09	100.00	100.09	100.00	67.05	$2.09 \cdot 10^{22}$

IV.3. MÉTODO DE MEDICIÓN.

Para la evaluación de la dispersión de la fibra óptica en estudio se midió el espectro de transmisión compleja (amplitud y fase) y de la información de la fase se obtuvo el valor de la dispersión.

Para realizar las mediciones del espectro de transmisión en nuestro experimento usamos un programa diseñado especialmente para controlar la potencia y la longitud de onda del láser semiconductor sintonizable y para medir la fotocorriente de dos fuentes: el medidor de potencia interno del láser y el detector externo usado para medir la intensidad a la salida del interferómetro, como se muestra en la Figura 21. Para controlar el láser sintonizable usamos una interfaz IEEE 488.2 y una tarjeta Keithley Metrabyte KPC 488.2. Los parámetros analógicos, de la salida del medidor de potencia interno del láser sintonizable y la fotocorriente del detector externo de germanio se midieron a través de un convertidor análogo digital multicanal ADC CIO DAS 16/M1 de ComputerBoards Inc. Esta tarjeta ADC proporciona mediciones casi simultáneas de voltaje de entrada uni o bipolar en un rango de 0 a 5V con una rapidez de un millón de muestras por segundo, con una exactitud de 12 bits (4096 niveles). Un diagrama esquemático del circuito de entrada que está conectado al medidor de potencia interno del láser y al detector externo se muestra en la Figura 22. Las librerías con funciones de acceso para ambas tarjetas fueron proporcionadas por sus fabricantes.

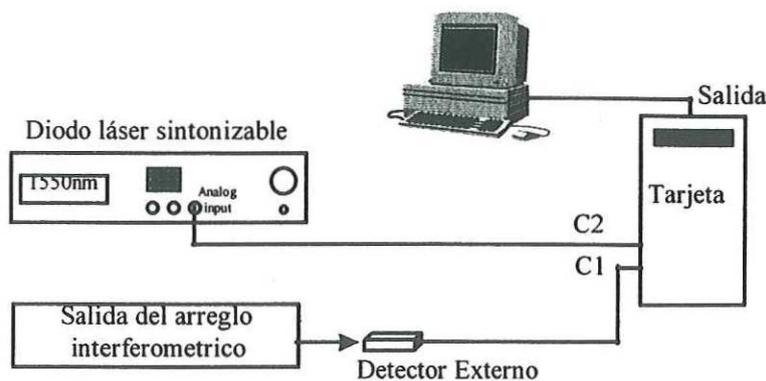


Figura 21 Esquema general del sistema de medición.

El programa fue escrito en lenguaje C y fue compilado usando Borland C++ 3.1 bajo el sistema operacional MS-DOS versión 6.22. El programa cuenta con dos modos de operación: ajuste y medición. En el modo de ajuste el programa no controla el láser sintonizable, así sus parámetros pueden ser controlados manualmente. Sin embargo, en este modo, el programa, toma las mediciones de los dos detectores (interno y externo) y grafica estos datos sobre la pantalla que funciona como un osciloscopio. Este modo de operación permite desempeñar algunos ajustes en el sistema experimental para asegurar confiabilidad durante las mediciones de la fase experimental.

En el modo de medición, el programa primero pregunta al usuario por la potencia del láser requerida, la banda espectral en la cual serán tomadas las mediciones y los pasos a lo largo del eje de longitudes de onda. Después de esto toma el control del láser sintonizable, apagándolo y tomando la medición de la corriente en oscuro del medidor de potencia del láser y del detector externo. Se logra una alta precisión de la medición de la corriente en oscuro tomando alrededor de 8000 muestras de ambas fuentes. El espectro de

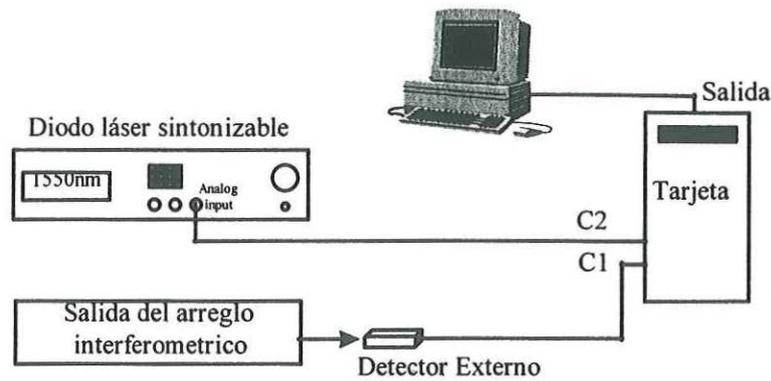


Figura 21 Esquema general del sistema de medición.

El programa fue escrito en lenguaje C y fue compilado usando Borland C++ 3.1 bajo el sistema operacional MS-DOS versión 6.22. El programa cuenta con dos modos de operación: ajuste y medición. En el modo de ajuste el programa no controla el láser sintonizable, así sus parámetros pueden ser controlados manualmente. Sin embargo, en este modo, el programa, toma las mediciones de los dos detectores (interno y externo) y grafica estos datos sobre la pantalla que funciona como un osciloscopio. Este modo de operación permite desempeñar algunos ajustes en el sistema experimental para asegurar confiabilidad durante las mediciones de la fase experimental.

En el modo de medición, el programa primero pregunta al usuario por la potencia del láser requerida, la banda espectral en la cual serán tomadas las mediciones y los pasos a lo largo del eje de longitudes de onda. Después de esto toma el control del láser sintonizable, apagándolo y tomando la medición de la corriente en oscuro del medidor de potencia del láser y del detector externo. Se logra una alta precisión de la medición de la corriente en oscuro tomando alrededor de 8000 muestras de ambas fuentes. El espectro de

transmisión del sistema interferométrico se obtiene midiendo las intensidades de entrada y salida que se registran para cada longitud de onda.

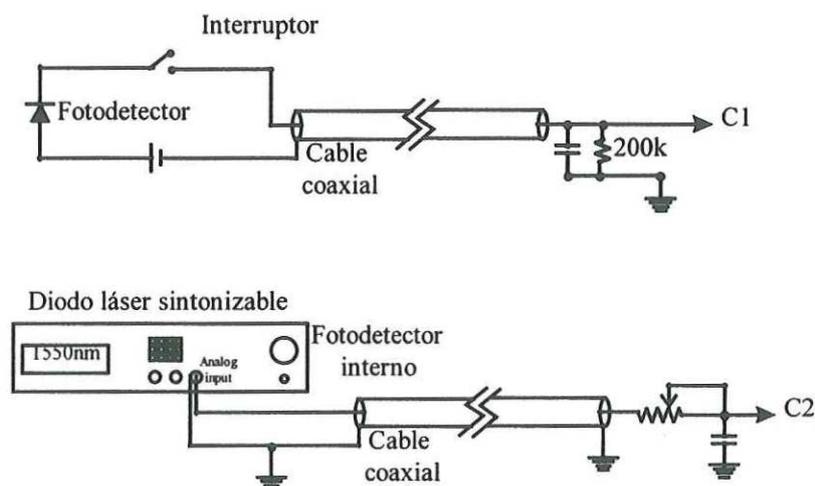


Figura 22. Diagrama esquemático del circuito de entrada que está conectado al medidor de potencia interno del láser y al detector externo.

Es muy importante mencionar que el algoritmo para evaluar la dispersión es muy sensible a cualquier tipo de ruido, esto provoca imprecisión en los datos experimentales. Por lo tanto, algunas mediciones especiales deben ser quitadas para evitar problemas cuando se procesan los datos. Durante la depuración del programa se encontró que el láser sintonizable no siempre proporciona una potencia de salida estable y que la potencia requerida por IEEE488.2 no siempre es correcta. Usamos un modelo de regresión lineal para calcular el coeficiente de transmisión de nuestro sistema a la longitud de onda dada. Casi siempre la potencia del láser cambia durante las mediciones, el modelo de regresión lineal lo usamos para mejorar la precisión con la que se evalúa el coeficiente de transmisión.

Los datos obtenidos durante nuestras mediciones se escribieron en un archivo de texto que se usa para calcular el valor de la dispersión. Este programa aparece listado en el apéndice 2 de esta tesis.

Ahora bien, el barrido espectral en longitud de onda es una técnica interferométrica basada en el uso de interferómetros de un solo paso, que consiste en seguir la evolución del estado de interferencia a la salida del interferómetro conforme varía la longitud de onda de la fuente de iluminación. De esta manera el camino óptico que recorre la luz en el brazo de referencia (B) es:

$$CO_1 = nL_1;$$

donde n es el índice de refracción del medio y L_1 es la longitud que recorre el haz a través de este medio. Por otro lado en el brazo del objeto (A), el camino óptico recorrido puede describirse de la siguiente manera:

$$CO_2 = L_2 + n(\lambda)L + L_3;$$

donde en este caso L_2 y L_3 son las longitudes de camino que recorre el haz por aire, L es la longitud de la fibra en estudio y $n(\lambda)$ es el índice de refracción de la fibra que depende de la longitud de onda. Supongamos que el haz incidente a la entrada del interferómetro es plano y monocromático, entonces el campo eléctrico incidente estará dado por:

$$\vec{E}_{entrada} = \vec{A}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}; \quad (35)$$

donde A es la amplitud del campo, que para fines prácticos lo consideraremos igual a la unidad, \vec{k} es el vector de onda de magnitud igual a $2\pi/\lambda$ y \vec{r} es el vector de propagación.

El campo total a la salida del interferómetro será igual a:

$$\vec{E}_T = e^{\frac{2\pi i}{\lambda}L_1} + e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(L_2+L_3+n(\lambda)L)}$$

Por lo tanto la potencia a la salida del interferómetro, es

$$I = |\vec{E}_T|^2 = 2 + 2 \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda}[L_2 + L_3 + n(\lambda)L - L_1]\right\}, \quad (36)$$

si hacemos que $L_2 + L_3 - L_1 = -l$; entonces podemos reescribir la expresión anterior de la siguiente manera:

$$I = 2\left\{1 + \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda}[n(\lambda)L - l]\right\}\right\}. \quad (37)$$

Como puede observarse de la ecuación (37) en el caso en que no se presenta dispersión se observará un estado de interferencia estable, que cambia de manera continua y uniforme dependiendo sólo de la diferencia de camino óptico. Sin embargo al presentarse el fenómeno de la dispersión el estado de interferencia a la salida del interferómetro dejará de ser estable y uniforme pues ahora la intensidad del patrón no sólo depende de la diferencia

de caminos ópticos sino también de la longitud de onda que se usa. La medición de esta dependencia para varias longitudes de onda nos proporciona información sobre la variación del índice de refracción respecto a la longitud de onda y de esta manera se determina el coeficiente de dispersión para una longitud de onda dada.

IV.4. EVALUACIÓN DE LA DISPERSIÓN A PARTIR DE LOS DATOS

EXPERIMENTALES.

Antes de mostrar como se evaluó el valor de la dispersión es bueno pensar acerca de las propiedades cualitativas de los datos que se obtienen a la salida del interferómetro para tener una idea más clara acerca del por que fueron realizadas determinadas acciones. Como se mostró anteriormente la intensidad a la salida del interferómetro puede expresarse de la siguiente manera:

$$I = 2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} [n(\lambda)L - l] \right] \right\} = 2 + e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [n(\lambda)L - l]} + e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} [n(\lambda)L - l]} \quad (38)$$

en donde la fase $\phi(\lambda) = \frac{2\pi [n(\lambda)L - l]}{\lambda}$, resulta ser la parte más importante para nuestro trabajo pues a partir de esta expresión nosotros estaríamos en posición de poder calcular la relación de dispersión (que depende de la variación de $n(\lambda)$ respecto de λ); ahora observando con cuidado la expresión de la fase y olvidándonos por un momento de $n(\lambda)$, podemos notar que ϕ es directamente proporcional a $1/\lambda$, con esto en mente pensemos en dos posibles situaciones acerca del comportamiento de índice de refracción respecto de λ :

supongamos que $n(\lambda)$ es constante respecto a λ , de ser cierto esto, si aplicamos la transformada de Fourier a esta expresión, lo que obtendríamos serían tres picos (que corresponden a los tres términos de la expresión (38) muy agudos con un ancho de banda pequeño (en el caso ideal el ancho sería cero), como podemos observar en la Figura 23b. Por otra parte, si el índice de refracción depende de alguna forma de los cambios de λ entonces la relación entre ϕ y $1/\lambda$ dejaría de ser lineal y por lo tanto al realizar la transformada de Fourier lo que esperaríamos observar sería tres picos con un ancho espectral más amplio que en el caso anterior (ver Figura 23c), con esta idea entonces deberíamos centrar nuestra atención en las componentes espectrales que se encuentran en esta banda y despreciar el resto de las componentes que no ofrecen información importante. Por lo tanto a partir de los datos que obtenemos a la salida del interferómetro y con la ayuda de la transformada de Fourier podemos buscar el alcance de las componentes espectrales que nos ofrecen información acerca de la dispersión, aislarlas de las demás componentes que no son importantes, obtener la transformada inversa y así obtener la fase a partir de los datos medidos.

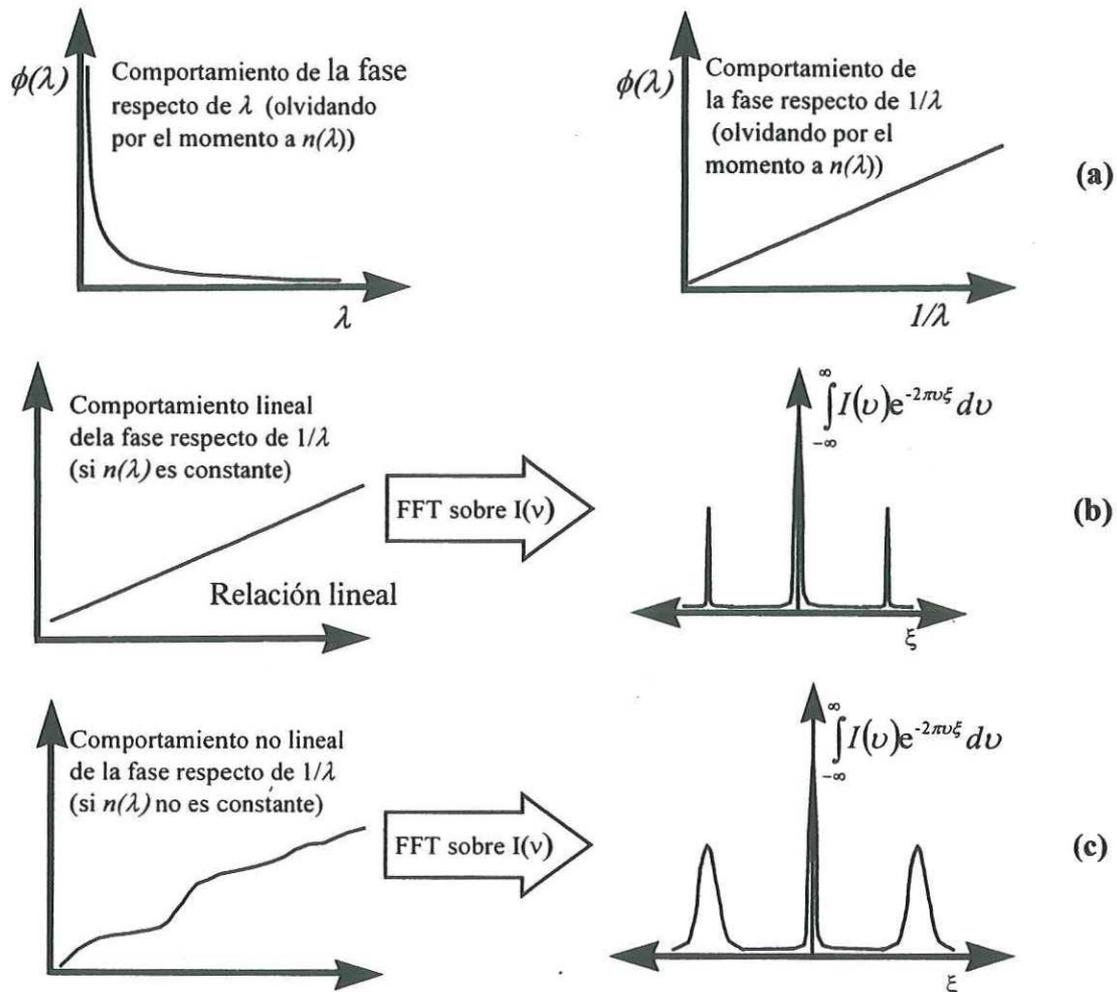


Figura 23. (a) Comportamiento de la fase respecto a λ y a $1/\lambda$ (b) Espectro de Fourier obtenido del comportamiento lineal de la fase respecto a $1/\lambda$. (c) Espectro de Fourier obtenido del comportamiento no lineal de la fase respecto a $1/\lambda$.

Ahora bien, una vez que se ha obtenido la fase el siguiente paso es hallar el valor de la dispersión, para realizar esto observemos con cuidado la ecuación (37) de la sección 4.3, en esta ecuación la potencia a la salida del interferómetro puede escribirse como:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)[1 + m(\lambda) \cos \phi(\lambda)]; \quad (39)$$

donde $I_0(\lambda)$, $m(\lambda)$ y $\phi(\lambda)$ son la potencia de la luz, el coeficiente de modulación y la fase respectivamente. Como ya se ha mencionado en repetidas ocasiones la fase juega un papel muy importante en nuestro trabajo pues a partir de ésta podemos calcular la dispersión de la fibra. Sabemos que la dependencia de la fase respecto a la longitud de onda en presencia de la dispersión en una fibra óptica está dada como:

$$\phi(\lambda) = \frac{2\pi[n(\lambda)L - l]}{\lambda}; \quad (40)$$

donde n es el índice de refracción, L es la longitud de la fibra, l es la longitud de referencia en aire y λ es la longitud de onda. De la combinación de la primera y segunda derivada de la ecuación anterior puede obtenerse la expresión que calcula la dispersión; así la primera y segunda derivada son:

$$\frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda) = \frac{2\pi \left[\frac{d}{d\lambda} n(\lambda)L \right]}{\lambda} - \frac{2\pi[n(\lambda)L - l]}{\lambda^2}, \quad (41)$$

y

$$\frac{d^2}{d\lambda^2} \phi(\lambda) = \frac{2\pi \left[\frac{d^2}{d\lambda^2} n(\lambda) \right] L}{\lambda} - \frac{4\pi \left[\frac{d}{d\lambda} n(\lambda) \right] L}{\lambda^2} + \frac{4\pi[n(\lambda)L - l]}{\lambda^3}. \quad (42)$$

las cuales pueden combinarse para hallar la ecuación de la dispersión:

$$-\frac{\lambda \left[\lambda \frac{d^2}{d\lambda^2} \phi(\lambda) + 2 \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda) \right]}{2\pi Lc} = -\frac{\lambda \frac{d^2}{d\lambda^2} n(\lambda)}{c}. \quad (43)$$

De esta manera, teóricamente estamos en posición de poder calcular el valor de la dispersión de la fibra óptica, a partir de las mediciones experimentales de la fase. Sin embargo, en la práctica, el cálculo de la segunda derivada o de órdenes mayores a partir de datos experimentales es bastante difícil, porque el ruido es inevitable y los errores experimentales provocan errores mayores cuando se calculan las derivadas. Por lo tanto, nosotros debemos encontrar otro camino para calcular la dispersión a partir de nuestros datos experimentales.

Si nosotros representamos a la función de la dispersión mediante una serie de Taylor dentro de algún intervalo cerca de Λ , tenemos lo siguiente:

$$D_\lambda(\lambda) = \sum_{k=0}^{\infty} d_k (\lambda - \Lambda)^k ; \quad (44)$$

donde el orden de la serie estará dado por alguna k que muestre un valor aceptable de la aproximación. Nosotros consideramos que una aproximación de orden 4 es suficiente para hallar valores aceptables en nuestros resultados. Por lo tanto, usando esta aproximación podemos escribir la ecuación anterior como:

$$-\frac{\lambda \left[\lambda \frac{d^2}{d\lambda^2} \phi(\lambda) + 2 \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda) \right]}{2\pi Lc} = d_0 + d_1(\lambda - \Lambda) + d_2(\lambda - \Lambda)^2 + d_3(\lambda - \Lambda)^3 + d_4(\lambda - \Lambda)^4; \quad (45)$$

la solución de esta ecuación diferencial es:

$$\begin{aligned} \phi(\lambda) = & -\frac{d_4 \pi Lc \lambda^4}{10} + \frac{2d_4 \pi Lc \lambda^3 \Lambda}{3} - 2d_4 \pi Lc \lambda^2 \Lambda^2 \\ & + 4d_4 \pi Lc \lambda \Lambda^3 + 2d_4 \pi Lc \Lambda^4 + 2d_2 \pi Lc \lambda \Lambda \\ & + 2d_2 \pi Lc \Lambda^2 - \frac{d_3 \pi Lc \lambda^3}{6} + d_3 \pi Lc \lambda^2 \Lambda - 3d_3 \pi Lc \lambda \Lambda^2 \\ & - 2d_3 \pi Lc \Lambda^3 - \frac{d_2 \pi Lc \lambda^2}{3} - d_1 \pi Lc \lambda - 2d_1 \pi Lc \Lambda + 2d_0 \pi Lc \\ & + 2\pi Lc \ln(\lambda) d_1 \Lambda - 2\pi Lc \ln(\lambda) d_4 \Lambda^4 - 2\pi Lc \ln(\lambda) d_0 \\ & - 2\pi Lc \ln(\lambda) d_2 \Lambda^2 + 2\pi Lc \ln(\lambda) d_3 \Lambda^3 + C1 + \frac{C2}{\lambda}. \end{aligned} \quad (46)$$

Ahora, si evaluamos la primera derivada de la fase tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda) = & -\frac{2d_4 \pi Lc \lambda^3}{5} + 2d_4 \pi Lc \lambda^2 \Lambda - 4d_4 \pi Lc \lambda \Lambda^2 + 4d_4 \pi Lc \Lambda^3 \\ & + 2d_2 \pi Lc \Lambda - \frac{d_3 \pi Lc \lambda^2}{2} + 2d_3 \pi Lc \lambda \Lambda - 3d_3 \pi Lc \Lambda^2 \\ & - \frac{2d_2 \pi Lc \lambda}{3} - d_1 \pi Lc + \frac{2d_1 \pi Lc \Lambda}{\lambda} - \frac{2d_4 \pi Lc \Lambda^4}{\lambda} \\ & - \frac{2d_0 \pi Lc}{\lambda} - \frac{2d_2 \pi Lc \Lambda^2}{\lambda} + \frac{2d_3 \pi Lc \Lambda^3}{\lambda} - \frac{C2}{\lambda^2}. \end{aligned} \quad (47)$$

Esta última expresión puede ser reescrita como:

$$\begin{aligned}
\frac{\lambda^2 \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda)}{\pi Lc} = & -\frac{2d_4 \lambda^5}{5} - \frac{(15d_3 \pi Lc - 60d_4 \pi Lc \Lambda) \lambda^4}{30\pi Lc} \\
& - \frac{(-60d_3 \pi Lc \Lambda + 20d_2 \pi Lc + 120d_4 \pi Lc \Lambda^2) \lambda^3}{30\pi Lc} \\
& - \frac{(30d_1 \pi Lc - 120d_4 \pi Lc \Lambda^3 - 60d_2 \pi Lc \Lambda + 90d_3 \pi Lc \Lambda^2) \lambda^2}{30\pi Lc} \\
& - \frac{(60d_2 \pi Lc \Lambda^2 - 60d_3 \pi Lc \Lambda^3 + 60d_4 \pi Lc \Lambda^4 + 60d_0 \pi Lc - 60d_1 \pi Lc \Lambda) \lambda}{30\pi Lc} \\
& - \frac{C2}{\pi Lc}.
\end{aligned} \tag{48}$$

Para simplificar el análisis, hacemos un cambio de variable

$$x = (\lambda - \Lambda)\beta, \tag{49}$$

donde β es un coeficiente arbitrario tal que $\lambda = \frac{x + \beta\Lambda}{\beta}$, y

$$\begin{aligned}
\frac{\lambda^2 \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda)}{\pi Lc} = & \left(-\frac{2d_4 \Lambda^5}{5} - \frac{C2}{\pi Lc} - 2d_0 \Lambda + d_1 \Lambda^2 - \frac{2d_2 \Lambda^3}{3} + \frac{d_3 \Lambda^4}{2} \right) - \\
& \frac{2d_0 x}{\beta} - \frac{d_1 x^2}{\beta^2} - \frac{2d_2 x^3}{3\beta^3} - \frac{d_3 x^4}{2\beta^4} - \frac{2d_4 x^5}{5\beta^5}.
\end{aligned} \tag{50}$$

Esta última expresión podemos reescribirla como:

$$\begin{aligned}
-\frac{\beta \lambda^2 \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda)}{2\pi Lc} = & \left(\frac{\beta d_4 \Lambda^5}{5} + \frac{\beta C2}{2\pi Lc} + \beta d_0 \Lambda - \frac{\beta d_1 \Lambda^2}{2} + \frac{\beta d_2 \Lambda^3}{3} - \frac{\beta d_3 \Lambda^4}{4} \right) \\
& + d_0 x + \frac{d_1}{2\beta} x^2 + \frac{d_2}{3\beta^2} x^3 + \frac{d_3}{4\beta^3} x^4 + \frac{d_4}{5\beta};
\end{aligned} \tag{51}$$

analizando esta ecuación, podemos ver que el primer término del lado derecho es una constante, pues no existe ninguna dependencia de λ , por lo tanto podemos simplificar esta ecuación de la siguiente manera:

$$-\frac{\beta\lambda^2}{2\pi Lc} \frac{d}{d\lambda} \phi(\lambda) = C_0 + d_0x + \frac{d_1}{2\beta}x^2 + \frac{d_2}{3\beta^2}x^3 + \frac{d_3}{4\beta^3}x^4 + \frac{d_4}{5\beta^4}x^5$$

$$= C_0 + c_1x + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4.$$
(52)

Ahora es fácil observar que el cálculo de los coeficientes c_k a partir de los datos experimentales nos permite obtener los coeficientes polinomiales de la dispersión:

$$d_k = (k + 1)\beta^k c_{k+1}.$$
(53)

Por razones prácticas el coeficiente β y la longitud de onda central Λ en la ecuación (51) son elegidos de tal forma que la nueva variable x está dentro del intervalo $[-1,1]$ para mediciones realizadas dentro del intervalo de longitud de onda $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$, esto es $\Lambda = (\lambda_{\min} + \lambda_{\max}) / 2$ y $\beta = 2 / (\lambda_{\max} - \lambda_{\min})$. En este caso nosotros podemos calcular la ecuación (52) como un serie de Chebyshev (descomposición por polinomios ortogonales de Chebyshev), lo que nos permite una simplificación significativa y un aumento en la velocidad de los cálculos.

En resumen, en esta sección, presentamos el perfil de los pasos principales que utilizamos para calcular la dispersión a partir de nuestros datos experimentales. Los datos experimentales representan la intensidad de la luz a la salida del interferómetro como

función de la longitud de onda; es decir, el espectro de transmitancia del interferómetro. De esta manera, el primer paso para calcular la dispersión es recuperar la información acerca de la fase de la señal en el interferómetro usando la transformada de Fourier, tal como se mencionó anteriormente. A continuación se selecciona la mitad del espectro con la información de la fase (despreciando las demás componentes) y entonces se aplica la transformada inversa de Fourier. Este procedimiento en realidad es conocido como la transformada de Hilbert para calcular una señal compleja a partir de una real. Una vez calculada la señal compleja resulta fácil calcular la fase. Por otro lado la primera derivada de la fase se calcula como la razón de la diferencia de fase entre las señales muestreadas y la distancia entre las muestras sobre el eje de longitudes de onda; después de esto la función de la ecuación (52) es calculada y descompuesta usando los polinomios de Chebyshev. Una vez calculados los coeficientes polinomiales c_k podemos determinar los coeficientes d_k a partir de la expresión dada en la ecuación (53) con lo que puede ser evaluado el valor de la dispersión.

Todo lo mencionado anteriormente es llevado a cabo por el programa que fue desarrollado en nuestro laboratorio y que explicamos en la siguiente sección con detenimiento.

IV.5. PROGRAMA DESARROLLADO PARA PROCESAR LOS DATOS EXPERIMENTALES.

El programa está escrito en lenguaje C y desarrollado para correr en UNIX (POSIX), este programa lo usamos en sistema operativo Linux en computadoras Intel 80486 y Pentium II,

y en sistema operativo IRIX64 en la máquina Origen 2000. El programa se encuentra listado en el apéndice 3. Las principales funciones que realiza éste son las siguientes: primero realiza una gráfica de los datos medidos, después obtiene la desviación estándar de los datos (ver Figura 24); posteriormente elimina las componentes que varían lentamente debidas a las reflexiones múltiples de los elementos ópticos usados en el arreglo experimental, y obtenemos la gráfica que se muestra en la Figura 25. Después hace una interpolación a los datos medidos debido a que previamente hicimos un cambio de escala a $1/\lambda$, esto debido a la dependencia lineal que existe entre la fase y $1/\lambda$; (ver sección 4.3). Después obtiene la transformada de Fourier. En la Figura 26 se muestra la transformada rápida de Fourier (FFT), obtenida a partir de los datos experimentales. Analizando esta transformada de Fourier, observamos que existen dos picos, que representan dos interferencias diferentes originadas en nuestro sistema experimental. El primer pico, que está en la banda de 100... 300 períodos por intervalo de longitud de onda corresponde a la interferencia entre la señal y el haz de referencia; este pico contiene la información acerca de la dispersión. El segundo pico que se encuentra en la banda de 1000... 1500 períodos por intervalo de longitud de onda, se considera que se presenta debido a la interferencia del haz de referencia consigo mismo, ya que se presenta aún cuando el haz de la señal se bloquea. Esta interferencia posiblemente se deba a reflexiones en las superficies de los divisores de haz y del prisma que se usa en el arreglo experimental. Para reducir la influencia de este indeseable efecto la frecuencia de la señal (en unidades de períodos por intervalo de trabajo de longitud de onda) puede ser sintonizada para estar lejos de la interferencia-ruído

moviendo el prisma que se encuentra en el arreglo experimental. Una vez analizada la transformada de Fourier se procede a seleccionar el pico que aporta la información de la dispersión; en la Figura 27 se muestra el pico seleccionado. Como ya mencionamos anteriormente éste se encuentra en la banda de 100 a 300 períodos por intervalo de longitud de onda. Se centra en el origen a este pico y se separan las frecuencias positivas para poder llevar a cabo la transformada inversa rápida de Fourier (IFFT); en seguida se obtiene la variación de la fase respecto a la longitud de onda como se muestra en la Figura 28. A continuación se calcula la primera derivada de la fase y se obtiene la gráfica que se muestra en la Figura 29. Después de que la función (52) es calculada y descompuesta se realiza la aproximación polinomial usando los polinomios de Chebyshev (ver Figura 30). Calculando los coeficientes polinomiales d_k a partir de la expresión (53) (sección 4.4) obtenemos el valor de la dispersión. Por último en la Figura 31 se muestra una gráfica de la diferencia de fase calculada a partir de la fase obtenida de los datos experimentales y de la fase obtenida usando nuestra aproximación polinomial; como se puede observar en esta gráfica el error que existe en nuestros cálculos es muy pequeño, por lo que los resultados obtenidos son confiables.

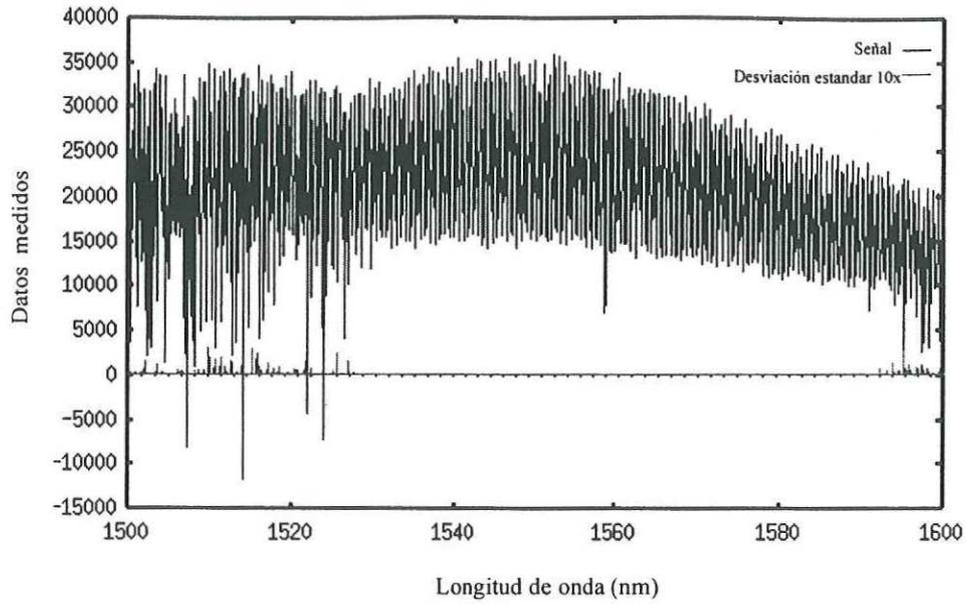


Figura 24 Interferograma obtenido a la salida de nuestro arreglo experimental respecto a la banda de longitudes de onda de medición.

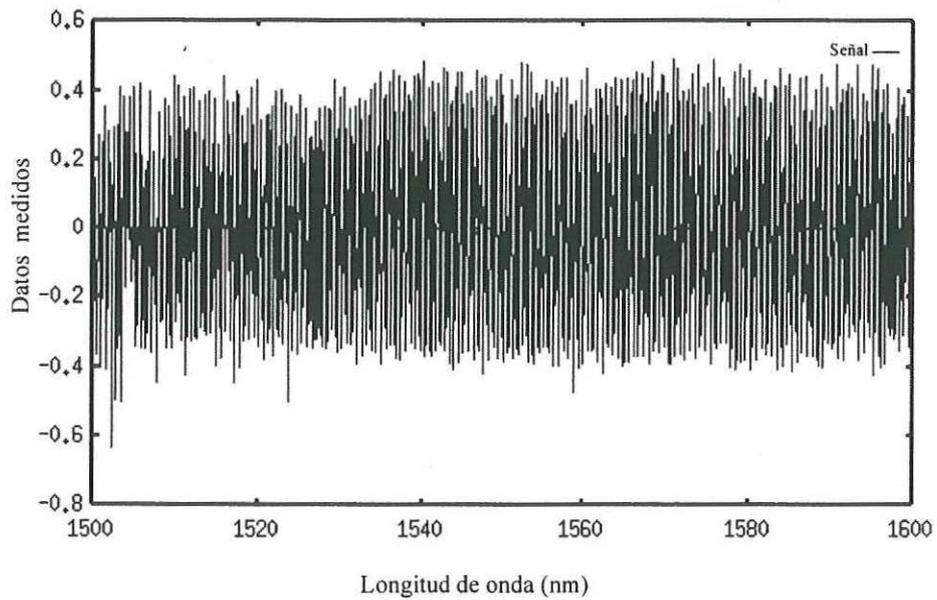


Figura 25. Gráfica obtenida después de eliminar las componentes que varían lentamente debidas a las reflexiones múltiples de los componentes ópticos.

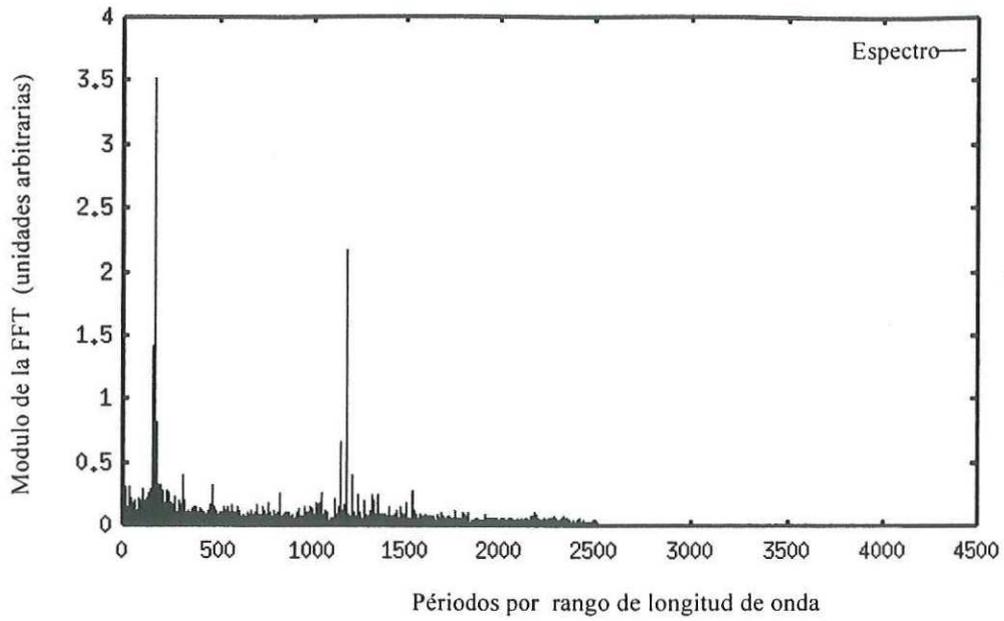


Figura 26. Espectro de la transformada de rápida de Fourier obtenida de los datos medidos.

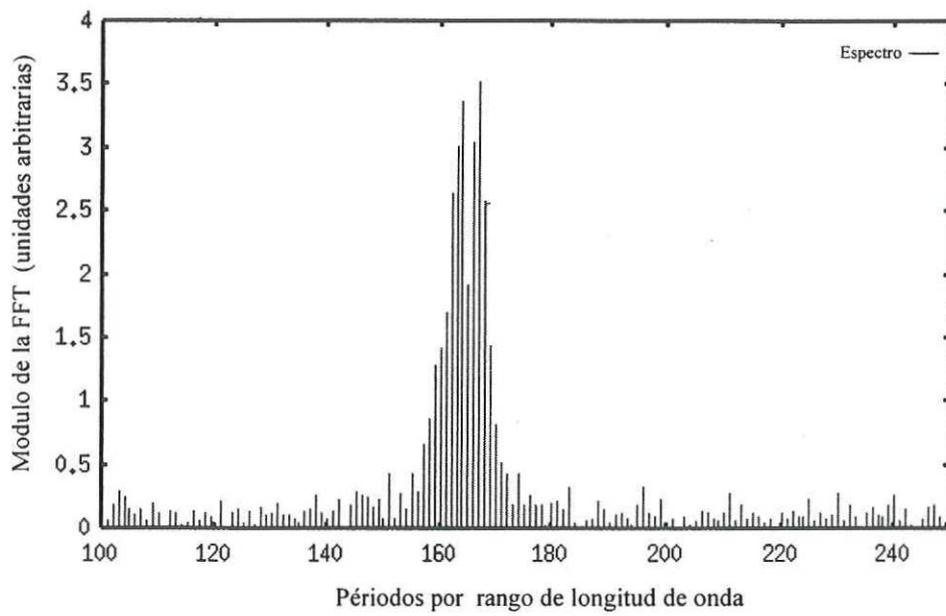


Figura 27. Pico seleccionado de la transformada rápida de Fourier que aporta información acerca de la dispersión.

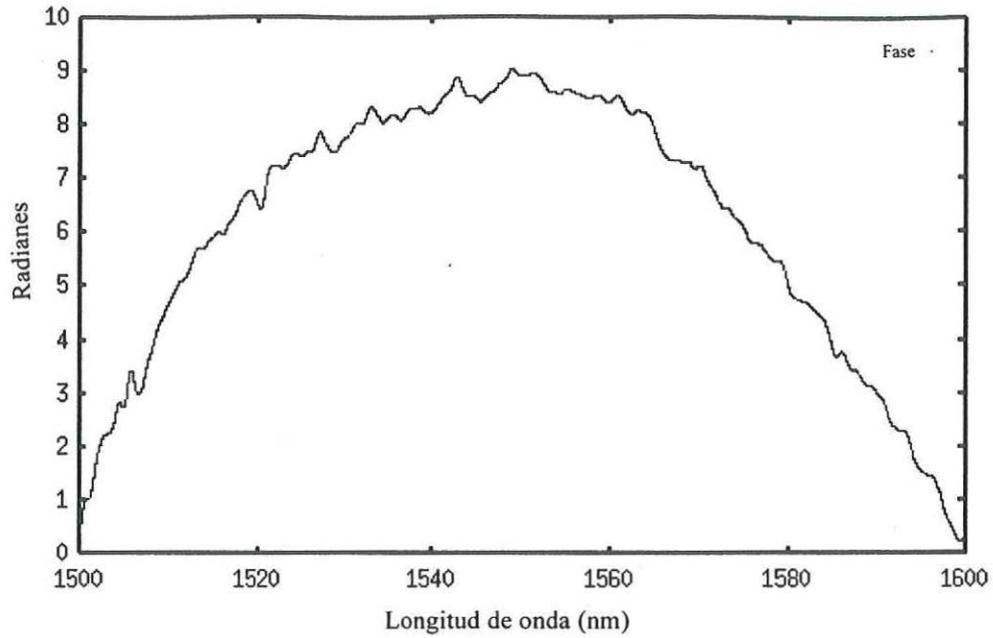


Figura 28. Fase obtenida de la transformada rápida inversa de Fourier a través de los datos experimentales.

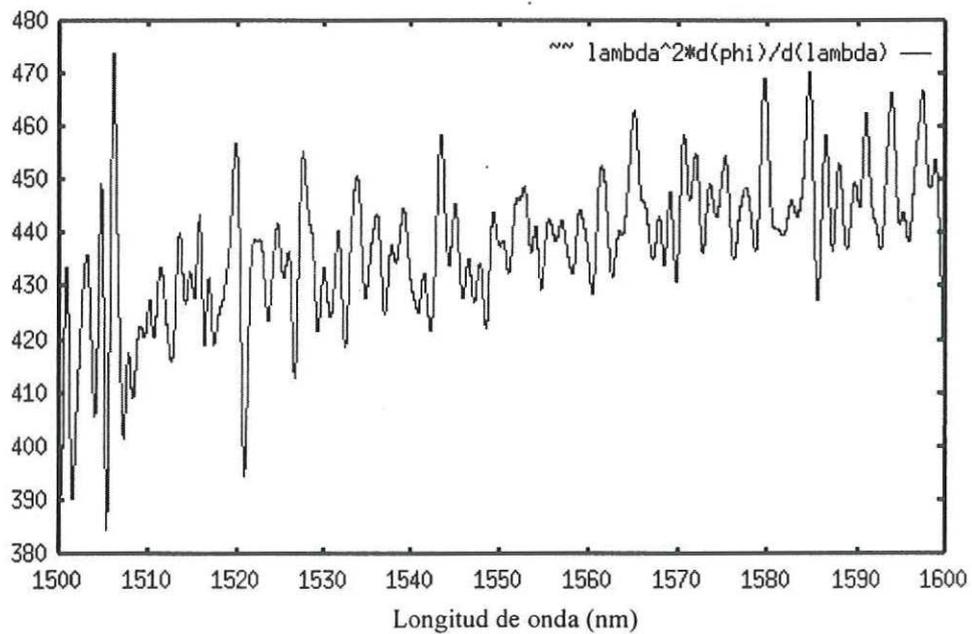


Figura 29. Cálculo de la primera derivada de la fase.

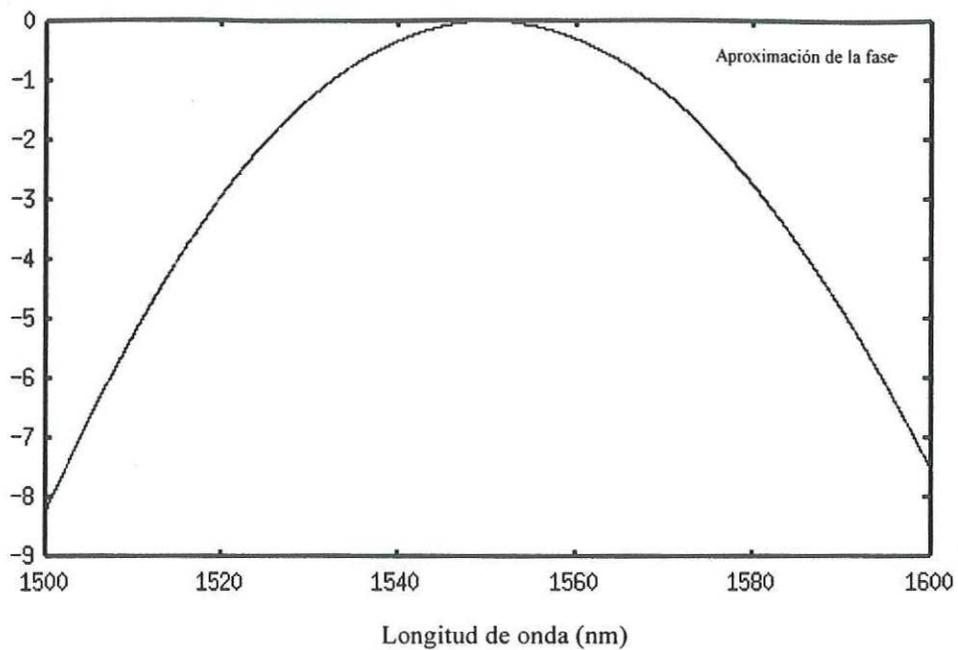


Figura 30. Aproximación polinomial de Chebyshev,, a partir de estos coeficientes se calcula el valor la dispersión.

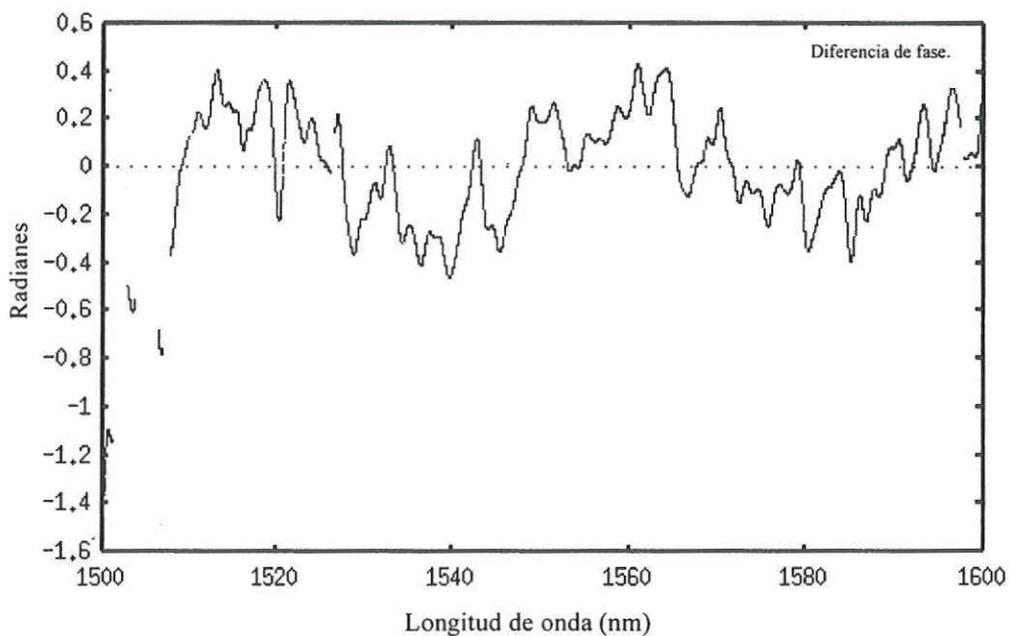


Figura 31. Diferencia de fase obtenida a partir de la fase experimental y la fase obtenida de la aproximación polinomial.

Con ayuda de estas herramientas y de las mediciones realizadas fue posible obtener los resultados que se mostrarán en el siguiente capítulo.

Capítulo V

RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIONES

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos de la fibra activada con erbio de longitud de 60cm que posee una concentración de erbio de 960ppm-wt, en ausencia y presencia de la señal de bombeo. Estos resultados incluyen las variaciones de fase y los coeficientes obtenidos a partir de nuestra aproximación polinomial. También se presentan los resultados obtenidos para la fibra que tiene una alta concentración de iones de erbio (5300 ppm-wt), cuya longitud es de 20cm. Se tratan asimismo los puntos más importantes de los resultados encontrados para ambas fibras.

V.1. DISPERSIÓN MEDIDA EN AUSENCIA DE LA SEÑAL DE BOMBEO PARA LA FIBRA ACTIVADA CON ERBIO DE 960PPM-WT.

En esta sección se muestran los resultados obtenidos de la fibra activada con erbio con una concentración de 960pp-wt y una longitud de 60cm. Se presentan tres mediciones realizadas en ausencia de la señal de bombeo y tres con la señal de bombeo; en esta sección ilustraremos los resultados de las mediciones realizadas sin la señal de bombeo en la banda de medición de 1500nm a 1600nm con incrementos de longitud de onda de 0.02nm, la potencia de salida del diodo láser fue igual a 0.5mW. Sabemos que el valor de la dispersión se deriva de la variación de la fase que obtenemos a partir de los datos medidos; las figura 31, 32 y 33 ilustran la variación de la fase experimental en ausencia de la señal de bombeo, mientras que en la Tabla V se muestran los coeficientes de dispersión constante (coeficiente d_0 en la ec. 44) obtenidos para esta fibra.

Las variaciones de la temperatura provocan que exista un cambio en el índice de refracción en el aire; éste es un parámetro muy importante ya que nos produce errores en nuestros resultados. Para reducir esto, se colocaron unos tubos que encierran el camino óptico recorrido por el haz y se cubrió el arreglo con paredes de cartón para disminuir el flujo de corriente y con esto evitar un poco el ruido provocado en nuestras mediciones por los cambios de temperatura. Cabe mencionar que estas mediciones fueron realizadas consecutivamente y bajo los mismos parámetros, es decir, la potencia de salida del diodo láser, los incrementos de longitudes de onda y la diferencia de caminos ópticos en el interferómetro fueron las mismas para las tres mediciones.

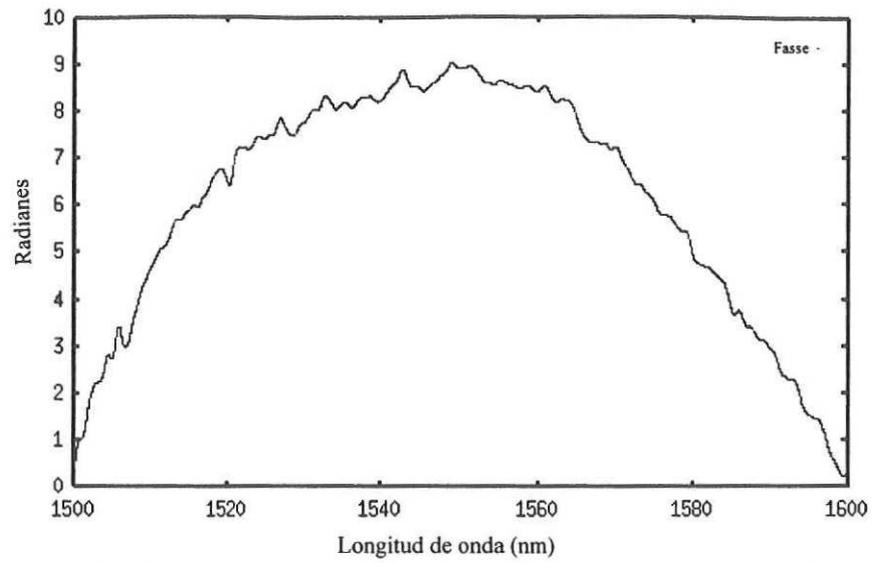


Figura 32. Variación de la fase obtenida a partir de los datos experimentales de la primera medición

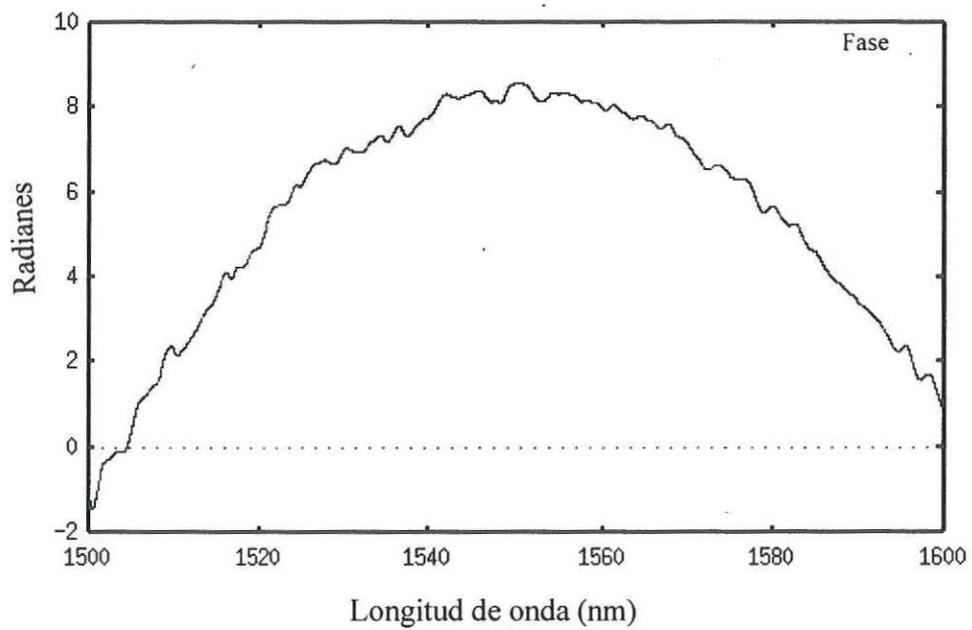


Figura 33. Variación de la fase obtenida de la segunda medición.

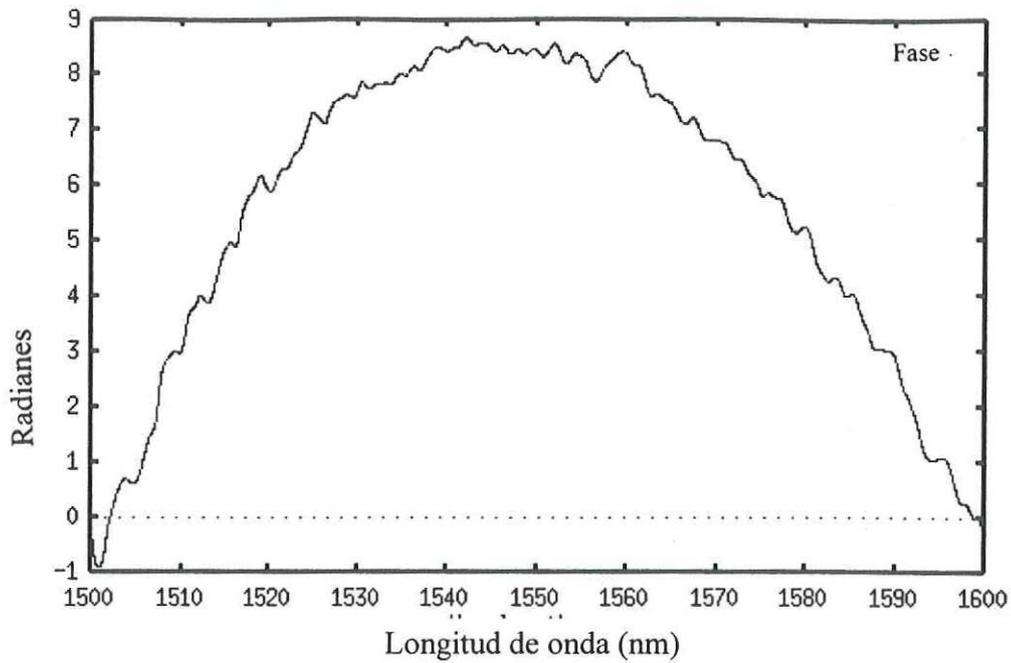


Figura 34. Variación de la fase obtenida de la tercera medición en ausencia de bombeo.

Tabla V. Coeficientes de dispersión constante obtenidos a partir de nuestros cálculos y de las mediciones realizadas en ausencia de la señal de bombeo para la fibra de erbio de 960ppm-wt

Medición	Coefficiente de dispersión constante
1	12.60ps/(km·nm)
2	12.60ps/(km·nm)
3	13.16ps/(km·nm)

De la tabla observamos que en promedio el valor de la dispersión constante es de aproximadamente igual a $12.7\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

V.1.1. DISPERSIÓN OBTENIDA DE LAS MEDICIONES REALIZADAS EN PRESENCIA DE LA SEÑAL DE BOMBEO PARA LA FIBRA ACTIVADA CON ERBIO DE (960 PPM-WT).

Como ya mencionamos en la sección anterior para esta fibra con baja concentración de iones de erbio (960ppm-wt) se realizaron tres mediciones en presencia de la fuente de bombeo que como ya sabemos consiste de un láser de argón a $\lambda=514\text{nm}$ con una potencia de salida igual a 1W. Las mediciones fueron hechas en la banda de longitudes de onda que comprende desde 1500nm hasta 1600nm con pasos de 0.02nm; la potencia de salida del diodo láser fue de 0.5mW. Las figuras 34, 35 y 36 ilustran las variaciones de la fase obtenidas a partir de los datos medidos a la salida de nuestro arreglo interferométrico. En la Tabla VI se presentan los coeficientes de dispersión constante obtenidos con la ayuda de la aproximación polinomial realizada con el programa utilizado para procesar los datos.

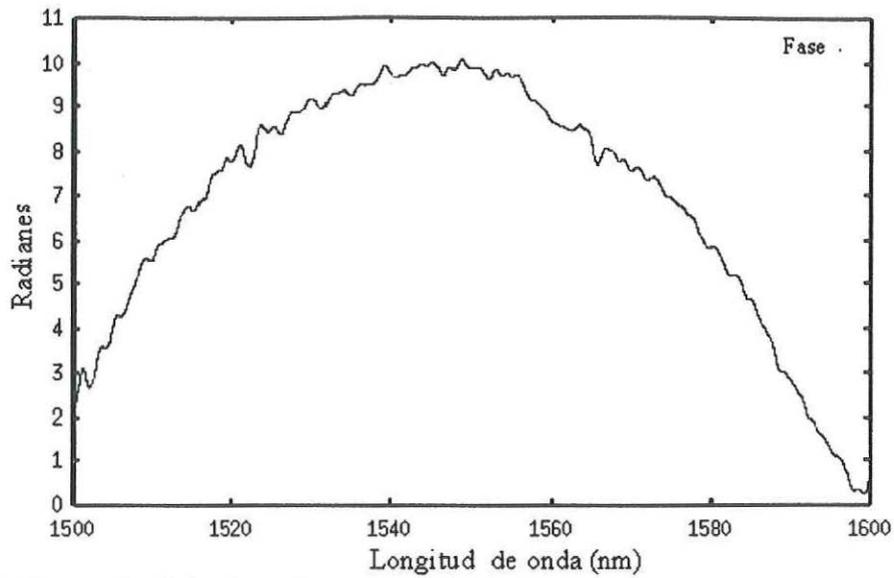


Figura 35. Variación de la fase obtenida de los datos medidos con una potencia de bombeo de 1W.

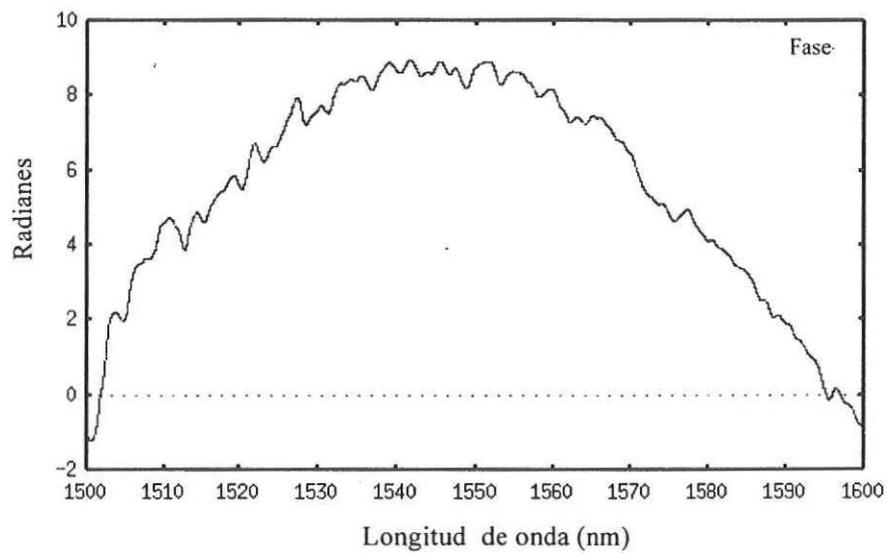


Figura 36. Variación de la fase obtenida a partir de la segunda medición realizada con la potencia de bombeo de 1W.

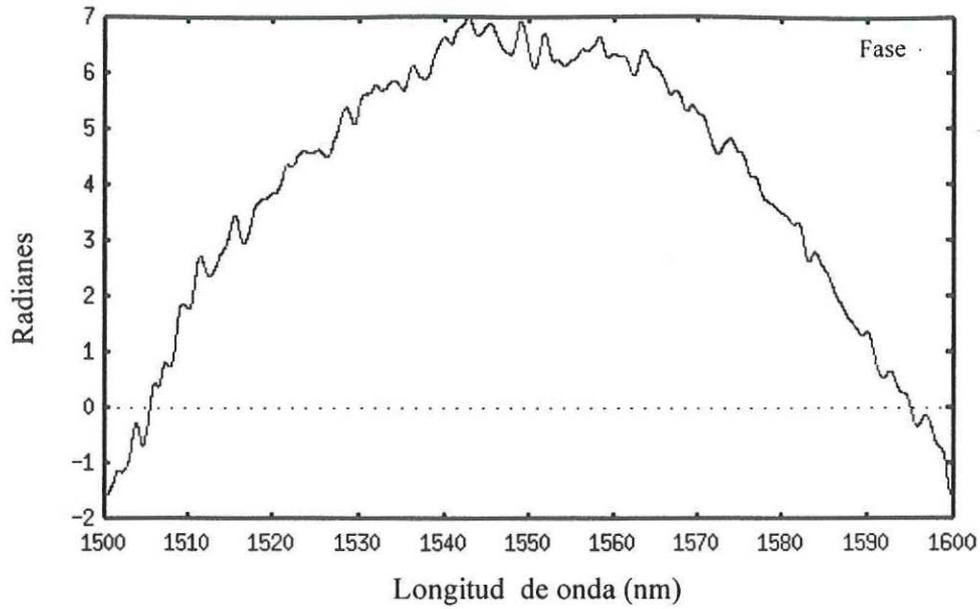


Figura 37. Variación de la fase obtenida de la tercera medición realizada en presencia de la señal de bombeo cuya potencia de bombeo fue de 1W.

Tabla VI. Coeficientes de dispersión constante obtenidos de las mediciones realizadas en presencia de la señal de bombeo para la fibra de 960ppm-wt de iones de erbio.

Medición	Coefficiente de dispersión constante
1	13.54ps/(km·nm)
2	12.43ps/(km·nm)
3	11.62ps/(km·nm)

De la Tabla VI encontramos que el valor de la dispersión constante para esta fibra con una concentración de 960ppm-wt en presencia de la señal de bombeo resultó ser en promedio aproximadamente igual a: $12.5\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

V.2. DISPERSIÓN OBTENIDA PARA LA FIBRA DE ERBIO CON UNA CONCENTRACIÓN DE 5300PPM-WT.

En esta sección presentamos los resultados obtenidos para la fibra activada con erbio altamente dopada (de 5300ppm-wt) cuya longitud es de 20cm. Para esta fibra mostramos los valores obtenidos de dos mediciones realizadas en ausencia de la señal de bombeo, en el intervalo de longitud de onda que comprende desde 1500nm hasta 1600nm, ya que esta fibra presenta una alta concentración de iones de erbio y por consiguiente una mayor absorción por lo que la potencia de salida del diodo láser tuvo que incrementarse hasta 2mW. Por otra parte debido a la corta longitud de fibra fue necesario aplicar un líquido para disminuir las reflexiones múltiples que se presentaban en ésta. En la Figura 38 se presenta el espectro de la transformada rápida de Fourier (FFT). En esta figura se observa el ancho del pico que aporta la información de la dispersión. Este pico resultó demasiado amplio comparado con el ancho del pico obtenido con la fibra que contiene una baja concentración erbio. La variación de la fase obtenida para esta fibra se muestra en la Figura 39. Las figuras 39 y 40 nos muestran las correspondientes gráficas de los resultados obtenidos de la segunda medición, la cual se realizó antes de que se aplicara el líquido de inmersión a la fibra. Como se puede observar en el espectro de la transformada de Fourier

el pico que contiene la información de la dispersión presenta un ancho más amplio, además este pico se encuentra desplazado a la región de frecuencias bajas.

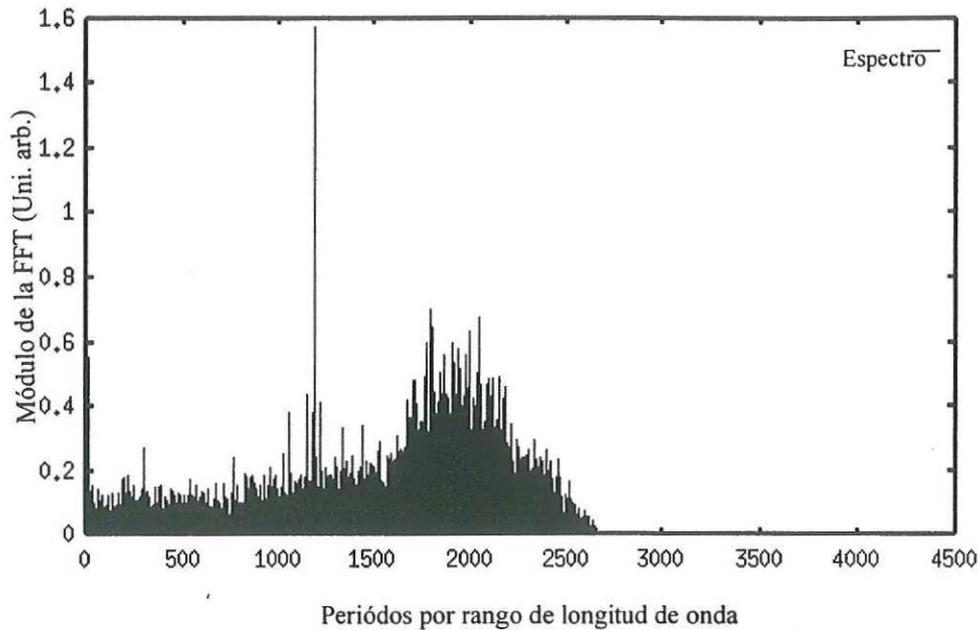


Figura 38. Espectro de la transformada rápida de Fourier obtenido de la fibra con una alta concentración de dopantes.

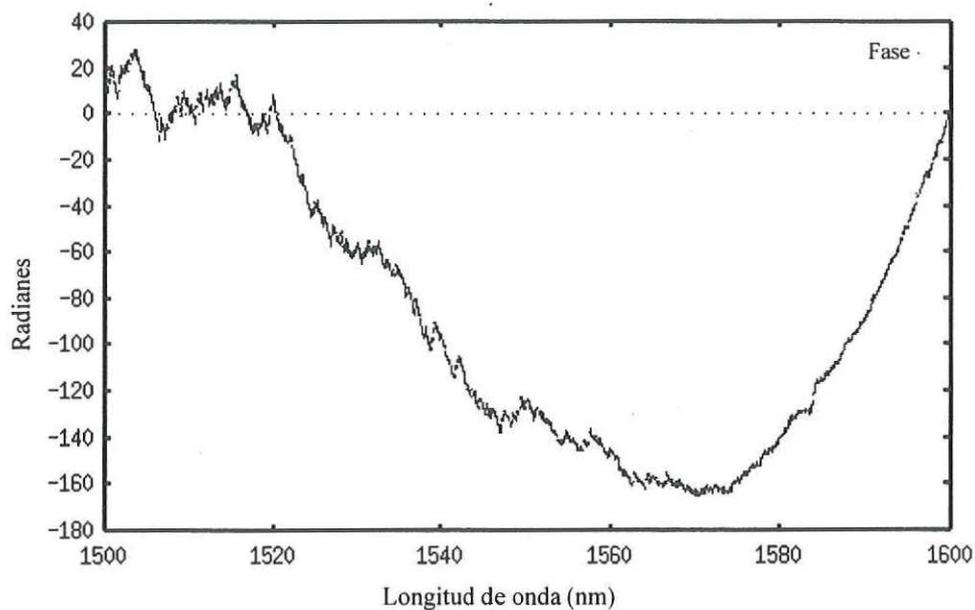


Figura 39. Gráfica de la variación de la fase obtenida de los datos experimentales.

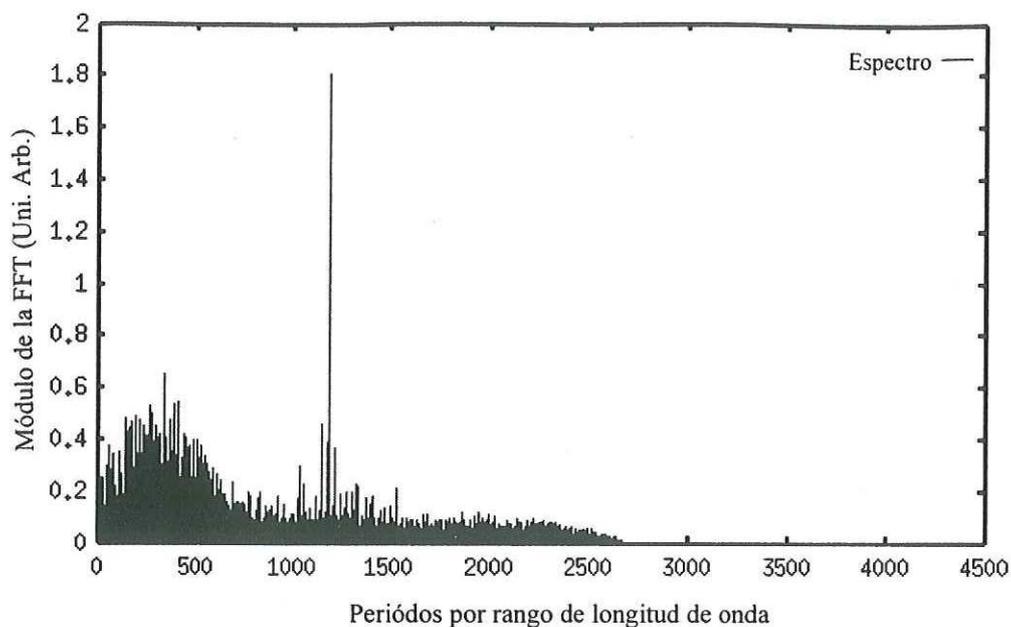


Figura 40 Espectro de Fourier obtenido variando la diferencia de caminos ópticos del arreglo experimental.

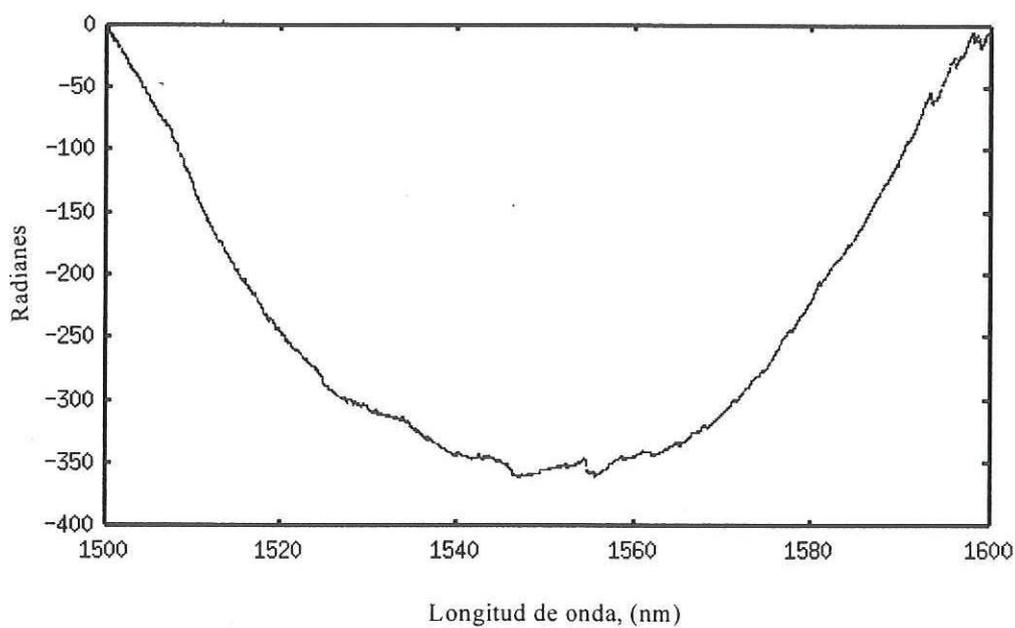


Figura 41. Gráfica de la fase obtenida de los datos experimentales en la segunda medición para la fibra activada con erbio con una concentración de 5300ppm-wt.

Tabla VII. Coeficientes de dispersión obtenidos de las mediciones realizadas para la fibra activada con erbio de 5300ppm-wt.

Medición	Coeficiente de dispersión Constante
1	110.54ps/(km·nm)
(Con líquido de inmersión)	
2	212.33ps/(km·nm)
(Sin líquido de inmersión)	

En la Tabla VII se muestran los valores de los coeficientes de dispersión constante obtenidos de ambas mediciones, como podemos observar en la Tabla VII existe una gran diferencia entre estos valores de dispersión hallados en las dos mediciones, esta diferencia es debida a que el líquido de inmersión disminuyó el régimen multimodal de la fibra que es causado por la corta longitud de la misma.

Los valores de dispersión obtenidos para esta fibra son: 110.5ps/(km·nm) y 212ps/(km·nm).

V.3. DISCUSIÓN DE RESULTADOS.

A partir de los métodos que se describieron anteriormente, hemos llegado a los siguientes resultados: para el caso de la fibra con una concentración de 960ppmwat se encontró que el

valor del coeficiente constante de dispersión es igual a 12.5 ps/km·nm, este valor se encuentra dentro de los valores que se han reportado para fibras con bajas concentraciones de dopantes [F. Matera *et al*, 1991]; por otra parte, para la fibra con una concentración de 5300ppmw tenemos que el valor que se encontró es de 110 a 212ps/km·nm. Este cambio tan considerable en el coeficiente de dispersión se debe a varias causas, primero esta fibra siempre se encontró en un régimen multimodal lo que provocó que se hiciera presente la dispersión modal, la dispersión del material y la dispersión de la guía de onda; además de la alta concentración de dopantes lo que provoca un aumento en la dispersión.

Aquí es bueno mencionar que sólo se reportan los valores de los coeficientes de dispersión constante, esto debido a que el ruido presente en la señal medida y las inestabilidades en el arreglo interferométrico provocan un incremento en el ruido que hace que la información sobre los coeficientes de órdenes mayores, se pierda.

Como se puede observar los resultados obtenidos para la fibra activada con una baja concentración de erbio presenta el mismo valor en el coeficiente promedio de dispersión para las mediciones realizadas en presencia y en ausencia de la señal de bombeo, debido a que el promedio de la dispersión cromática depende de la absorción en la región del ultravioleta y de la dispersión de la guía de onda; ambos factores no dependen de los iones de erbio que están presentes en la fibra.

El procedimiento digital de los datos experimentales mostraron que la descomposición polinomial de los coeficientes de la primera derivada de la fase (ver ec. 50) no eran

confiables, por tal motivo no presentamos las curvas de dispersión dentro del espectro de amplificación y/o absorción debidas a los iones de erbio de las fibras en estudio.

El método de medición está basado, como ya vimos, en una técnica interferométrica con un láser sintonizable a diferencia de los arreglos reportados por otros autores presentados en el capítulo 3 de este trabajo, el uso de un láser sintonizable ofrece una gran ventaja ya que nos permite obtener los interferogramas de salida en una sola medición.

La figura 30, presentada en el capítulo 4, resultó ser típica para todas las mediciones, como se observa estas fluctuaciones aleatorias varían dentro de un pequeño rango por lo que consideramos que los resultados obtenidos son confiables.

El programa desarrollado para controlar el sistema experimental, como ya mencionamos anteriormente en el capítulo 4, permite desempeñar algunos ajustes en el sistema experimental para asegurar confiabilidad durante las mediciones, ya que el programa cuenta con dos modos de operación: ajuste y medición. En el modo de ajuste el programa no controla el láser sintonizable, permitiendo que sus parámetros sean controlados manualmente. Una vez que se encontraron las características óptimas de funcionamiento se puede entrar al modo de medición. En dicho modo el programa primero pregunta al usuario por la potencia del láser requerida, se toma la banda espectral en la cual se medirá y el paso del incremento a lo largo del eje de longitud de onda. Una de las principales funciones del programa desarrollado para procesar los datos es la de calcular las variaciones de la fase y realizar la aproximación polinomial de la misma. A partir de los coeficientes

obtenidos encontramos los valores de la dispersión presentados en las secciones anteriores para las fibras bajo estudio.

Capítulo VI

CONCLUSIONES

1. Se cuenta con un arreglo experimental que está basado en una técnica interferométrica con la cual es posible obtener el valor de la dispersión para cualquier fibra óptica que se desee estudiar.

2. Se midieron los coeficientes de dispersión constante, a partir de los interferogramas obtenidos a la salida de nuestro arreglo experimental, para fibras activadas con erbio con una concentración de 960ppmwt y 5300ppmwt. Estos coeficientes se midieron en presencia y ausencia de la señal de bombeo, el valor promedio del coeficiente de dispersión constante resultó ser igual a 12.5ps/km·nm, para la fibra de 960ppm-wt. Este valor se encuentra en el intervalo de valores de dispersión reportados por otros autores; mientras que el valor de dispersión encontrado para la fibra de 5300ppm-wt resultó ser de 110ps/km·nm y 212ps/km·nm.

3. Debido al nivel de ruido que presentan nuestras mediciones no fue posible obtener el valor de la dispersión directamente de la segunda derivada (ec. 42) ya que nos reproduciría errores muy grandes en nuestros cálculos por lo que decidimos representar a la dispersión en una serie de Taylor (ec. 44) y de esta manera obtener una expresión con la cual podamos calcular los coeficientes polinomiales a partir de los datos experimentales.

4. Se desarrolló un programa para realizar las mediciones. Este programa fue escrito en lenguaje C y fue compilado usando Borland C++ 3.1. El programa cuenta con dos modos de operación: ajuste y medición, en el modo de ajuste el programa nos permite controlar manualmente los parámetros del diodo láser con lo cual se pueden buscar condiciones óptimas para realizar las mediciones, mientras que en el modo de medición el programa toma el control del diodo láser y realiza las mediciones automáticamente con los parámetros previamente establecidos por el usuario.

5. Se desarrolló un programa para procesar los datos obtenidos de nuestro arreglo experimental. Este programa calcula, utilizando la transformada de Fourier, la variación de la fase a partir de los datos medidos, realiza una aproximación polinomial de la expresión de la dispersión para encontrar a través de los polinomios de Chebyshev los coeficientes de dispersión que obtuvimos para ambas fibras con baja y alta concentración de dopantes y en presencia y ausencia de la señal de bombeo.

Finalmente las recomendaciones para futuras mediciones de la dispersión usando esta técnica interferométrica es tener una buena estabilidad en el arreglo interferométrico, tratar de disminuir el ruido debido a los detectores, una forma de disminuir el ruido es que se trabaje con detectores que tengan un tiempo de respuesta más corto, tener un láser que tenga una mejor estabilidad de potencia de salida en toda la banda de medición. También se recomienda trabajar con fibras más largas para evitar trabajar en el régimen multimodal de la fibra.

Literatura Citada

- Abouelleil M. Mahmoud, Gary A. Ball, William L. Nighan y Opal J. David. 1991. "Low-loss erbium-doped ion-exchanged channel waveguides". *Optics Letters*. 16. 1949-1951.
- Agrawal G. P. 1995. "Nonlinear fiber optics". Academic Press, Inc. Segunda edición. San Diego California. 592pp.
- Agrawal Govind P. 1992. "Fiber-optic communication systems". John Wiley & Sons, Inc. New York. 445pp.
- Bjarklev Anders. "Optical fiber amplifier: desing and system applications". Artech house, Inc. Primera edición. Boston 392pp.
- Buck John A. . 1994. "Fundamentals of optical fibers". John Wiley and Sons, Inc. Atlanta Georgia. Segunda edición. 250pp.
- Chraplyvy, Marcuse y P. S. Henry. 1984. "Carrier-induced phase noise in angle-modulated optical fiber systems". *IEEE J. Lightwave Technol.* 2. pág. 6
- Davey, D. L. Williams y B. J. Ainslie. 1991. "Distributed erbium-doped fiber for lossless link applications". *OFC*. 200
- Dennis Michael L. y Duling III Iri N. 1993. "Role of dispersion in limiting pulse width in fiber lasers." *Appl. Phys. Lett.* 62. 2911-2913
- Dessurvire E., 1990. "Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers" *IEEE J. Lightwith Technol.* 8. 1517-1527.
- Desurvire E., Simpson J. R., Becker P. C. 1987. " High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier". *Optics Letters*. 12 888-890.
- Desurvire E. 1994. "Erbium-doped fiber amplifiers principles and applications" John Wiley & Sons, Inc. New York 770pp.
- Deutsch B. and Pfeiffer T. 1992. " Chromatic dispersion of erbium-doped silica fibers" *Electron lett.* 28. 303-305.
- Duling I. N. III. 1991. "Dispersion in rare earth-doped fibers", *optics lett.* 16. 1947-1948.

- Fleming S. C. 1991. "Measurement of pump induced refractive index change in erbium doped fibre amplifier" *Electron lett.* 27.1959-1961.
- France P. W y Brierley. 1990. "Optical lasers and amplifiers". British telecom Research Laboratories. Primera edición. London. 350pp.
- Francois P. L., Monerie M., Vassallo, Durtest Y. y Alard F. 1989. "Three ways to implement interferencial techniques: application to measurements of chromatic dispersion, birefringence, and nonlinear susceptibilities". *J. Lightwave Technol.* 7 500-513.
- Hariharan P., 1992, "Basics of interferometry". Academic Press, Inc. Primera edición. San Diego 213pp.
- Hutching D. C., Sheik-Bahae M., Hagan D. J., Van Stryland E. W. 1991. "Kramers-Krönig relations in nonliner optics" *Optical and Quantum Electronics.* 24. 1-30.
- Jeunhome L. 1990. "Single-mode fiber optics, principles and applications". Marcel Dekker Segunda edición, New York.
- Kazousky Leonid, Benedetto Sergio, Wilher Alan. 1996. "Optical fiber communication systems". Artech house, Inc. Segunda edición. Boston. 690pp.
- Keiser G. 1991. "Optical fiber communications. Mc Graw-Hill. Segunda edición. New York
- Lankshman S. Tamil, Yisong Li, J.M.Dugan y Krish A. Prabhu. 1993. "Dispersion compensation for high bit rate fiber-optic communication using a dynamically tunable optical filter". *Applied optics.* 9 1697-1706.
- Lieber, W y Rabov, S. 1984. "Interferometric measurement of dispersion characteristics of broad low-dispersion single-mode silica fibers: bending sensitivity". *Proc. 10th ECOC, Stuttgart* 82-83.
- Marcuse D. 1979. " Interdependence of waveguide and material dispersion". *Applied optics.* 18.2930-2932.
- Marcuse D. 1980. "Principles of Quantum Electronic". Academic Press. Primera edición. New York. 375pp.

- Matera F., Romagnoli M., Settembre M. and Tamburrini M. 1991. "Evaluation of chromatic dispersion in erbium-doped fiber amplifiers" *Electron Lett.* 27. 1867-1869.
- Meystre P. and Sargent M. III. 1991. "Elements of Quantum optics". Springer-Verlag. Segunda edición, New York, 325pp.
- Miller S. E and P Kaminow I. 1988. "Optical Fiber telecommunications II. Academic Press, New York. Segunda edición. 380pp.
- Mears J. R., Baker S. R. 1991. "Erbium fibre amplifiers and lasers". *Optical and Quantum Electronics* 24 517-538.
- Payne D. N. y Hartog A. H. 1977. "Determination of the wavelength of zero material dispersion in optical fibers by pulse-delay measurements". *Electron Lett.* 13. 627-628.
- Pedersen, B., A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal y C. C. Lasern. 1991. "The design of erbium doped fiber amplifiers". *IEEE Journal of Lightwave Technology* 9 1105-1112p.
- Rubio Martinez Baltazar. 1994. "Introducción a la ingeniería de la fibra óptica". Addison Wesley Iberoamericana.. 414pp.
- Saleh B. E. A. y; Teich M. C. 1991. "Fundamentals of photonics". John Wiley and Sons, Inc. New York, 949pp..
- Simmons F. George, S. Robertson. 1993. "Ecuaciones diferenciales con aplicaciones y notas históricas". Mc Graw-Hill. Segunda Edición. Madrid. 658pp.
- Simpson R. J., H.T. Shang, P.C. Becker, L. F. Mollenauer, N. A Olsson, M.J. Neubelt, K. S. Kranz y P.J. Lemaire. 1991. "Performance of a distributed Erbium-doped dispersion shifted fiber amplifier. *IEEE Journal of Lightwave Technology.* 9 228-233.
- Takada K., Kitagawa T., Hattori K., Yamada M., Horiguchi M. y Hickeernell R. K. 1992 "Direct dispersion measurement of highly-erbium-doped optical amplifiers using a low coherence reflectometer coupled with dispersive fourier spectroscopy". *Electron Lett.* 28 1889-1891.
- Wemple S. H. 1979. "Material dispersion in optical fibers" *Applied Optics.* 18. 31-35.

Yamada Makoto, Shimizu Makoto, Masaharu Horiguchi, Masanobu Okayasu y Etsuji Sugita. 1990. "Gain characteristics of an Er^{3+} Doped Multicomponent Glass Single-mode optical fiber". IEEE photinics technology letters. 2. 656-658.

APENDICE 1

Derivación de la integral de Cauchy de las relaciones de Kramers-Krönig.

Considere la integral de Cauchy alrededor de un contorno Γ en el plano de frecuencias como se muestra en la figura A1.

$$\int_{\Gamma} \frac{\chi(\omega) d\omega}{\omega' - \omega} = 0,$$

la cual es cero si ω' es regular y analítica y no hay polos dentro del contorno. Primero, considere la contribución del semicírculo grande ($A_3^R = A_2^R + A_1^R$), donde θ corre de 0 a π

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \left| \int \frac{\chi(\Lambda e^{i\theta}) d\theta}{\Lambda e^{i\theta} - \omega} \right| \leq \max_{0 \leq \theta \leq \pi} |\chi(\Lambda e^{i\theta})| \int \frac{\Lambda e^{i\theta} d\theta}{\Lambda e^{i\theta} - \omega} \leq \max_{0 \leq \theta \leq \pi} |\chi(\Lambda e^{i\theta})| \ln \left(\frac{\Lambda + \omega}{\Lambda - \omega} \right)_0^{\infty} \rightarrow 0$$

la cual se desvanece provocando que $\chi(\omega)$ sea razonablemente bien comportada a $\pm\infty$

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm\infty} [\chi(\omega) / \omega] = 0$$

Ahora consideraremos la contribución del pequeño semicírculo centrado en $\omega' = \omega$. En el límite cuando el radio es muy pequeño, esto es justamente a la mitad del residuo de la integral a ω . La total contribución es:

$$0 - i\pi\chi(\omega) + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{\omega - \varepsilon} \frac{\chi(\omega) d\omega}{\omega' - \omega} + \int_{\omega + \varepsilon}^{\infty} \frac{\chi(\omega) d\omega}{\omega' - \omega} \right) = 0$$

Esto puede ser reescrito como:

$$\chi(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi(\omega') d\omega'}{\omega' - \omega}$$

donde P denota el principal valor de Cauchy. Como un resultado del factor I en esta relación, la parte real de $\chi(\omega)$ solamente en términos de la parte imaginaria, y viceversa.

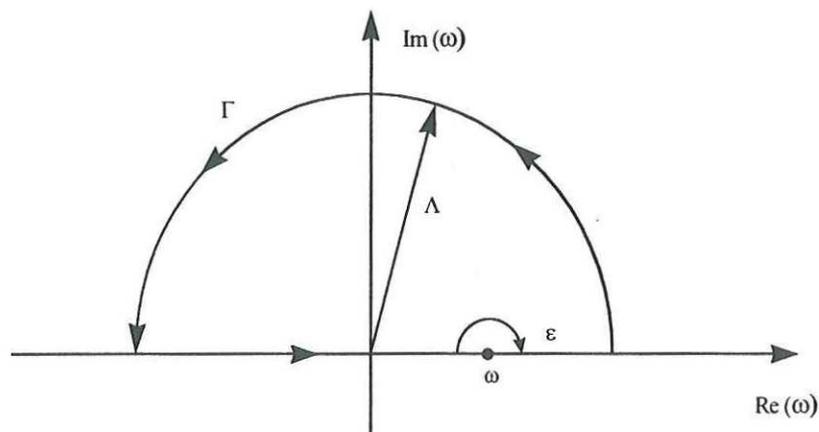


Figura A1. El contorno Γ en la frecuencia de el plano complejo es usada para la derivación de las relaciones de dispersión del semicírculo grande de radio Λ , el eje $\text{Im}\omega=0$ y el pequeño semicírculo de radio ϵ centrado alrededor del punto ω .

APENDICE 2

Programa desarrollado para realizar las mediciones a la salida del arreglo interferométrico.

Este programa fue compilado usando Borland C++ bajo el sistema operativo MS-DOS versión 6.22.

```
#include <stdio.h>
#include <conio.h>
#include <stdlib.h>
#include <dos.h>
#include <string.h>
#include <sys/timeb.h>
#include <math.h>
#include "ieee-c.h"
#include "adc.h"
#include "bgplot.h"

void ieee_send (int address, char *buffer)
{
    int status;
    send (address, buffer, &status);
    if (status != 0) {
        fprintf (stderr, "ERROR: send to %3d, string: \"%s\"\n", address, buffer);
        exit (1);
    };
}

int ieee_enter (int address, char *buffer, int strmax)
{
    int status, l;
    enter (buffer, strmax, &l, address, &status);
    if (status != 0) {
        fprintf (stderr, "ERROR: enter from %3d\n", address);
        exit (1);
    };
    return l;
}

#define LASER          24
#define LASER_PROTECTION  1024

static char buff[128];

void laser_set_wavelength (double wl)
{
```

```

    sprintf (buff, ":WAVE %E", w1);
    ieee_send (LASER, buff);
    delay (10);
}

void laser_off (void)
{
    ieee_send (LASER, ":OUTP OFF");
}

void laser_on (double Power)
{
    static double lastPower = -1.0;
    if (Power != lastPower) {
        ieee_send (LASER, ":POW:UNIT W");
        sprintf (buff, ":POW %E", Power);
        /* fprintf (stderr, "Sending: %s\n", buff); */
        ieee_send (LASER, buff);
        lastPower = Power;
    }
    ieee_send (LASER, ":OUTPUT ON");
}

int laser_check (void) /* Returns 0 if laser is OK */
{
    int check, result;
    result = 0;
    ieee_send (LASER, "OUTP?");
    ieee_enter (LASER, buff, 100);
    sscanf (buff, "%d", &check);
    if (check != 1)
        result |= 1;
    ieee_send (LASER, ":STAT:QUES:COND?");
    ieee_enter (LASER, buff, 100);
    sscanf (buff, "%d", &check);
    result |= check;
    /* printf ("%d\n", result); */
    return result;
}

double laser_power (void)
{
    double result;
    ieee_send (LASER, ":POW:UNIT W");
    ieee_send (LASER, ":POW:AMP?");
    ieee_enter (LASER, buff, 100);
    sscanf (buff, "%lg", &result);
    return result;
}

PLOT *p1, *p2;

int xdata[8192], ydata[8192], zdata[8192];
double DarkCurrent[2];
double varDarkCurrent[2];
double dCorr, cCorr, bCorr, aCorr;

```

```

double xMin, xMax, xMean, yMin, yMax, yMean;

void prepare_plots (void)
{
    int i;
    for (i = 0; i < 8192; i++) {
        xdata[i] = i;
        ydata[i] = 0;
        zdata[i] = 0;
    }
    p1 = create_plot (1,1,80,30);
    plot_limits (p1, 0.0, -300.0, 4000, 2100.0);
    p2 = create_plot (1,31,40,60);
    plot_limits (p2, -300.0, -100.0, 2000.0, 2000.0);
}

void plot_data (int samples)
{
    int i;
    for (i = 0; i < samples; i++) {
        ydata[i] = (adc_data[2*i] >> 4) - 2048;
        zdata[i] = (adc_data[2*i + 1] >> 4) - 2048;
    }
    clean_plot (p1);
    plotii_xy (p1, samples, xdata, ydata, LIGHTGREEN, 'd');
    plotii_xy (p1, samples, xdata, zdata, LIGHTRED, 'd');
    clean_plot (p2);
    plotii_xy (p2, samples, zdata, ydata, LIGHTGREEN, 'd');
}

void MeasureDarkCurrent (int count)
{
    int i, samples;
    double xsum, ysum, xxsum, yysum;
    double x, y;

    sprintf (buff, "Dark current: count = %d", count);
    setcolor (WHITE);
    outtextxy(340, 250, buff);
    adc_start (2*count);
    samples = (int)check_data()/2;
    sprintf (buff, "          read = %d", samples);
    setcolor (WHITE);
    outtextxy(340, 260, buff);
    plot_data (samples);
    delay(5000);
    xsum = xxsum = ysum = yysum = 0.0;
    for (i = 0; i < samples; i++) {
        x = zdata[i];
        y = ydata[i];
        xsum += x;
        xxsum += x*x;
        ysum += y;
        yysum += y*y;
    }
    xsum /= samples;
}

```

```

    ysum /= samples;
    xxsum /= samples;
    yysum /= samples;
    DarkCurrent[0] = xsum;
    DarkCurrent[1] = ysum;
    varDarkCurrent[0] = sqrt (fabs(xxsum - xsum * xsum));
    varDarkCurrent[1] = sqrt (fabs(yysum - ysum * ysum));
    sprintf (buff, "LD: %#14.7g (%g)", DarkCurrent[0], varDarkCurrent[0]);
    setcolor (LIGHTGREEN);
    outtextxy(340, 270, buff);
    sprintf (buff, "PH: %#14.7g (%g)", DarkCurrent[1], varDarkCurrent[1]);
    setcolor (LIGHTRED);
    outtextxy(340, 280, buff);
}

void eval_data (int samples)
{
    int i;
    double xsum, ysum, xxsum, yysum, xysum;
    double x, y;

    plot_data (samples);
    xsum = xxsum = ysum = yysum = xysum = 0.0;
    for (i = 0; i < samples; i++) {
        x = zdata[i] - DarkCurrent[0];
        y = ydata[i] - DarkCurrent[1];
        xsum += x;
        xxsum += x*x;
        ysum += y;
        yysum += y*y;
        xysum += x*y;
    }
    xsum /= samples;
    ysum /= samples;
    xxsum /= samples;
    yysum /= samples;
    xysum /= samples;
    dCorr = sqrt (fabs((xxsum - xsum * xsum)*(yysum - ysum * ysum)));
    dCorr = (xysum - xsum * ysum)/dCorr;
    dCorr = sqrt (fabs(1.0 - dCorr*dCorr));
    samples += 8192; /* Take into account dark current measurements */
    aCorr = (ysum * xxsum - xysum * xsum) / (samples * xxsum - xsum * xsum);
    bCorr = (samples * xysum - xsum * ysum) / (samples * xxsum - xsum * xsum);
    setcolor (BLACK);
    bar (340,300,639,479);
    setcolor (LIGHTGREEN);
    sprintf (buff, "a = %#14.7g", aCorr);
    outtextxy(340, 330, buff);
    setcolor (YELLOW);
    sprintf (buff, "b = %#14.7g", bCorr);
    outtextxy(340, 340, buff);
    setcolor (LIGHTRED);
    sprintf (buff, "c = %#14.7g", dCorr);
    outtextxy(340, 350, buff);
}
/*

```

```

void d_eval_data (int samples)
{
    int i, above, below;
    double xsum, ysum, xxsum, yysum, xysum;
    double x, y;

    plot_data (samples);
    xsum = xxsum = ysum = yysum = xysum = 0.0;
    for (i = 0; i < samples; i++) {
        x = zdata[i] - DarkCurrent[0];
        y = ydata[i] - DarkCurrent[1];
        xsum += x;
        xxsum += x*x;
        ysum += y;
        yysum += y*y;
        xysum += x*y;
    }
    xsum /= samples;
    ysum /= samples;
    xxsum /= samples;
    yysum /= samples;
    xysum /= samples;
    xMean = xsum;
    yMean = ysum;
    above = below = 0;
    for (i = 0; i < samples; i++) {
        x = zdata[i] - DarkCurrent[0];
        y = ydata[i] - DarkCurrent[1];
        if ( x < xsum) {
            xMin += x;
            yMin += y;
            below++;
        } else {
            xMax += x;
            yMax += y;
            above++;
        }
    }
    xMin /= below;
    yMin /= below;
    xMax /= above;
    yMax /= above;
    dCorr = sqrt (fabs((xxsum - xsum * xsum)*(yysum - ysum * ysum)));
    dCorr = (xysum - xsum * ysum)/dCorr;
    dCorr = sqrt (fabs(1.0 - dCorr*dCorr));
    samples += 8192; // Take into account dark current measurements
    aCorr = (ysum * xxsum - xysum * xsum) / (samples * xxsum - xsum * xsum);
    bCorr = (samples * xysum - xsum * ysum) / (samples * xxsum - xsum * xsum);
    setcolor (BLACK);
    bar (340,300,639,479);
    setcolor (LIGHTGREEN);
    sprintf (buff, "x0 = %#14.7g", xMin);
    outtextxy(340, 330, buff);
    setcolor (LIGHTGREEN);
    sprintf (buff, "x1 = %#14.7g", xMax);
    outtextxy(340, 340, buff);
}

```

```

setcolor (LIGHTGREEN);
sprintf (buff, "xm = %#14.7g", xMean);
outtextxy(340, 350, buff);
setcolor (LIGHTGREEN);
sprintf (buff, "y0 = %#14.7g", yMin);
outtextxy(340, 370, buff);
setcolor (LIGHTGREEN);
sprintf (buff, "y1 = %#14.7g", yMax);
outtextxy(340, 380, buff);
setcolor (LIGHTGREEN);
sprintf (buff, "ym = %#14.7g", yMean);
outtextxy(340, 390, buff);
}
*/

void oscilloscope_mode (void)
{
    PLOT *p1, *p2;
    int i, samples;

    adc_Rate = 100000L;

    /* initialize (21,0); We don't need to initialize the laser      */
    /* in oscilloscope mode                                          */
    adc_init ();
    for (i = 0; i < 8192; i++) {
        xdata[i] = i;
        ydata[i] = 0;
        zdata[i] = 0;
    }
    p1 = create_plot (1,1,80,30);
    plot_limits (p1, 0.0, -300.0, 1000, 2100.0);
    p2 = create_plot (1,31,80,60);
    plot_limits (p2, 0.0, -300.0, 1000, 2100.0);

    for (;;) {
        if (kbhit()) {
            getch();
            break;
        }
        adc_start (2000);
        samples = (int) check_data()/2;
        for (i = 0; i < samples; i++) {
            ydata[i] = (adc_data[2*i] >> 4) - 2048;
            zdata[i] = (adc_data[2*i + 1] >> 4) - 2048;
        }
        clean_plot (p1);
        plotii_xy (p1, samples, xdata, ydata, LIGHTGREEN, 'd');
        clean_plot (p2);
        plotii_xy (p2, samples, xdata, zdata, LIGHTRED, 'd');
    }
    getch();
    closegraph();
}

void notice (void)

```

```

{
    printf ("\n\nWARNING!\n\n");
    printf ("This version is for test only.\n");
    printf ("Please, for experiments use\n");
    printf ("program in ..\WORK directory.\n\n");
    printf ("Press CTRL/C if you want to quit...\n\n");
}

void main (int argc, char **argv)
{
    double Power, Power0;
    double WaveLength, StartWaveLength, FinWaveLength, WLStep;
    int Count, Samples;
    FILE *outfile;

    notice();

    adc_Rate = 4000;

    if (*argv[1] == '-') {
        oscilloscope_mode ();
        exit (0);
    }

    outfile = NULL;
    if (argv[1]) {
        outfile = fopen (argv[1], "wt");
        if (outfile == NULL) {
            fprintf (stderr, "Can not open output file %s\n", argv[1]);
            exit (-1);
        }
    }

    initialize (21,0);
    adc_init ();
    fprintf (stderr, "Enter laser power: [mW] ");
    scanf ("%lg", &Power);
    Power *= 1.0e-3;
    Power0 = Power;
    fprintf (stderr, "Enter start wavelength: [nm] ");
    scanf ("%lg", &StartWaveLength);
    WaveLength = StartWaveLength *= 1.0e-9;
    fprintf (stderr, "Enter final wavelength: [nm] ");
    scanf ("%lg", &FinWaveLength);
    FinWaveLength *= 1.0e-9;
    fprintf (stderr, "Enter wavelength step: [nm] ");
    scanf ("%lg", &WLStep);
    WLStep *= 1.0e-9;
    FinWaveLength += WLStep/2.0;
    Count = 8000;
    prepare_plots ();

    laser_off ();
    ieee_send (LASER, ":POW:ATT:AUTO OFF");
    ieee_send (LASER, ":POW:ATT 0.0DB");
    laser_set_wavelength (StartWaveLength);
    ieee_send (LASER, "*OPC");
}

```

```

delay (2000);
MeasureDarkCurrent (8192);
for (; WaveLength <= FinWaveLength;) {
    if (kbhit()) {
        getch();
        break;
    }
    laser_on (Power0);
    ieee_send (LASER, "*OPC");
    adc_start (Count);
    Power = laser_power();
    delay (100);
    // delay (500);
    Samples = (int) adc_stop ()/2;
    WaveLength += WLStep;
    laser_off ();
    laser_set_wavelength (WaveLength);
    ieee_send (LASER, "*OPC");
    // d_eval_data (Samples);
    eval_data (Samples);
    sprintf (buff, "w = %#12.3f nm: %d samples", 1.0e9*(WaveLength-WLStep),
Samples);
    outtextxy(340, 310, buff);
    if (outfile)
//      fprintf (outfile, "%12.6e %8.4f %8.4f %8.4f %8.4f %8.4f %8.4f %8.4f
%8.4f\n", WaveLength-WLStep, xMin, xMax, xMean, yMin, yMax, yMean, bCorr, dCorr);
        fprintf (outfile, "%12.6e %8.4f %8.4f %8.4f\n", WaveLength-WLStep, bCorr,
dCorr, Power0*1000.0);
    }
    getch();
    laser_off ();
    closegraph();
    if (outfile)
        fclose(outfile);
}

```

APENDICE 3

Programa desarrollado para procesar los datos experimentales.

```

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <nan.h>
#include <math.h>
#include <limits.h>

#include "plot/plot.h"
#include "fft/fft.h"
#include "splines/dspline.h"
#include "polapprox/polappr.h"

#ifndef NAN
#define NAN 0
#endif

#ifndef M_PI
#define M_PI 3.14159265358979323846
#endif

#ifndef PI
#define PI M_PI
#endif

#ifndef RAND_MAX
#define RAND_MAX INT_MAX
#endif

#define RMAX_2 (RAND_MAX/2)

#define zrand() (random() - RMAX_2)

static double L = 0.60 *1.0e-3;          /* Longitud de la fibra en [km]
*/
static double c = 3.0e8*1.0e9*1.0e-12; /* Velocidad de la luz en [nm/ps]
*/

void dzero_array (int size, double *x)
{
    while (--size >= 0)
        *x++ = 0.0;
}

void dcopy_array (int size, double *src, double *dst)
{
    memcpy (dst, src, size*sizeof(double));
}

```

```

void dadd_array (int size, double *src, double *dst)
{
    while (--size >= 0)
        *dst++ += *src++;
}

void dsub_array (int size, double *src, double *dst)
{
    while (--size >= 0)
        *dst++ -= *src++;
}

void dmul_array (int size, double *src, double *dst)
{
    while (--size >= 0)
        *dst++ *= *src++;
}

void ddiv_array (int size, double *src, double *dst)
{
    while (--size >= 0)
        *dst++ /= *src++;
}

/*****
Definición de una estructura y funciones para calculos estadísticos
*****/

typedef struct {
    double *array;          /* Historial          */
    double *tmp;           /* Temporal, para filtros de la media */
    double sum;            /* Suma de valores    */
    double sumsq;         /* Suma de cuadrados  */
    int maxnum;           /* Tamaño del historial          */
    int cur;              /* Cantidad de valores acumulados */
    int full;
} stat_rec;

/*****
Calculo del valor principal
*****/

double stat_mean (stat_rec *r)
{
    if (r->full)
        return r->sum/r->maxnum;
    else if (r->cur != 0)
        return r->sum/r->cur;
    else
        return NAN;
}

```

```

double stat_devi (stat_rec *r)
{
    int n;
    if (r->full)
        n = r->maxnum;
    else if (r->cur != 0)
        n = r->cur;
    else
        return NAN;
    return sqrt( fabs(r->sumsq - r->sum*r->sum / n) / n );
}

```

```

static int dcomp (const void *a, const void *b)
{
    if (*(double *)a == *(double *)b)
        return 0;
    else if (*(double *)a > *(double *)b)
        return 1;
    else
        return -1;
}

```

```

double stat_medi (stat_rec *r)
{
    int n;
    if (r->full)
        n = r->maxnum;
    else if (r->cur != 0)
        n = r->cur;
    else
        return NAN;
    if (n == 1)
        return *(r->array);
    /* n debe ser impar para el filtrado de la media */
    /* así haremos unos trucos si n es par*/
    memcpy (r->tmp, r->array, n * sizeof (double));
    qsort (r->tmp, n, sizeof (double), dcomp);
    if (n & 1) {
        /* This is for odd n */
        return r->tmp[n/2];
    } else {
        /* This is for even n */
        return (r->tmp[n/2] + r->tmp[n/2 - 1]) / 2.0;
    }
}

```

```

stat_rec *stat_init (int size)
{
    stat_rec *r;
    r = malloc (sizeof(stat_rec));
    r->array = malloc (2 * sizeof(double) * size);
    r->tmp = r->array + size;
    r->sum = r->sumsq = 0.0;
    r->maxnum = size;
    r->full = 0;
}

```

```

    r->cur = 0;
    return r;
}

void stat_add (stat_rec *r, double v)
{
    if (r->full) {
        r->sum -= r->array[r->cur];
        r->sumsq -= r->array[r->cur] * r->array[r->cur];
    }
    r->array[r->cur] = v;
    r->sum += v;
    r->sumsq += v*v;
    r->cur++;
    if (r->cur >= r->maxnum) {
        r->full = 1;
        r->cur = 0;
    }
}

void stat_free (stat_rec *r)
{
    free (r->array);
    free (r);
}

double rand_norm (void)
{
    static int need_rand = 1;
    static double d1, d2;
    if (need_rand) {
        d1 = sqrt(-2.0*log((double)random() / (double)RAND_MAX));
        d2 = 2.0 * PI * (double)random() / (double)RAND_MAX;
        need_rand = 0;
        return d1 * cos (d2);
    } else {
        need_rand = 1;
        return d1 * sin (d2);
    }
}

static void usage (char **argv)
{
    fprintf (stderr, "Usage: %s [-t w10 w11 wlstep div noise] file\n\n", argv[0]);
    fprintf (stderr, "Example: %s file.dat\n", argv[0]);
    fprintf (stderr, "          process data in file 'file.dat'\n\n");
    fprintf (stderr, "          %s -t 1553.0 1555.0 0.01 200 0.5 1000 file.dat\n",
argv[0]);
    fprintf (stderr, "          creates (overwrites) simulation file 'file.dat'\n");
    fprintf (stderr, "          with data in a range 1553..1555 nanometers with\n");
    fprintf (stderr, "          step 0.01 nanometer and approximately with 200\n");
    fprintf (stderr, "          periods per range and noise level 0.5\n");
    fprintf (stderr, "          and additional interference at 1000 periods.\n\n");
    exit (1);
}

```

```

static void ext_proc (int argc, char **argv)
{
    FILE *out;
    int i;
    double w10, w11, wlstep, N, signal, noise, ph, n, D, C2, C3;
    if (argv[1][1] != 't') {
        usage (argv);
    }
    if (argc < 8) {
        usage (argv);
    }
    argv++;
    argv++;
    sscanf (*argv++, "%lg", &w10);
    sscanf (*argv++, "%lg", &w11);
    sscanf (*argv++, "%lg", &wlstep);
    sscanf (*argv++, "%lg", &N);
    sscanf (*argv++, "%lg", &noise);
    sscanf (*argv++, "%lg", &n);

    D = 10.0; /* ps/(nm km) */

    out = fopen (*argv, "w");
    if (!out) {
        perror (*argv);
        exit (2);
    }
    C2 = 2.0 * PI * N / (1.0/w10 - 1.0/w11);
    C3 = 2.0 * PI * n / (1.0/w10 - 1.0/w11);
    for (i = 0; w10 <= w11; w10 += wlstep, i++) {
        ph = -2.0 * PI * L * c * log (w10) * D + C2 / w10;
        signal = 16000.0 *
            (
                1.0
                + 0.3 * cos (ph)
                + 0.3 * cos (C3/w10)
                + noise * rand_norm()
            );
        fprintf (out, "%#12.7g %8.2f %8.2f\n", w10*1.0e-9, signal, 0.0);
    }
    fclose (out);
    exit (1);
}

int readdata (      char *fname,          /* Nombre del archivo de entrada
*/
                 int size,              /* Numero máximo de muestras*/
                 double *lambda,        /* Longitud de onda */
                 double *signal,        /* datos del interferograma */
                 double *sigdev,        /* Desviación estandar */
                 double *source_power /* Potencia del láser */
                 )
{
    static char strbuff[256];
    FILE *inp;
    char *buff;

```

```

int overflow, line, i, count;

double  ilambda;      /* longitud de onda      */
double  isignal;      /* datos del interferograma */
double  isigdev;      /* Desviación estandar    */
double  isource_power; /* Potencia del láser      */

if ((inp = fopen (fname, "r")) == NULL) {
    perror (fname);
    exit (1);
}
printf ("Reading file %s...", fname);
fflush (stdout);
/* Default values */
ilambda = isignal = isigdev = isource_power = 1.0;
overflow = 0;
line = 0;
i = 0;
while (fgets (strbuff, sizeof (strbuff), inp)) {
    line++;
    buff = strbuff;
    while ((*buff == ' ') || (*buff == 011)) {
        buff++;          /* Saltando espacios y sangrias */
    }
    if (*buff != '#') { /* Saltando líneas de comentario */
        count = sscanf (buff, "%lg%lg%lg%lg",
            &ilambda, &isignal, &isigdev, &isource_power);
        if (count != 0) {
            if (i >= size) {
                overflow = 1;
                break;
            }
            *lambda++ = ilambda * 1.0e9; /* Usando nm como unidades */
            *signal++ = isignal;
            *sigdev++ = isigdev * 10.0; /* Amplificando el ruido en la gráfica */
            *source_power++ = isource_power;
            i++;
        }
    }
}
fclose (inp);
if (overflow) {
    fprintf (stderr, " Warning! Number of data lines exceeds limit of %d\n",
size);
} else {
    fprintf (stderr, " OK: %d samples have been read.\n", i);
}
return i;
}

void phconnect (int ssize, double *z)
{
/*
 * Esta función chequea la fase por si esta da saltos mayores a 2*PI
 * y realiza las correcciones para mirar la fase de forma continua
 */
}

```

```

int i;
double avrg, diff;
avrg = 0.0;
for (i = 1; i < ssize; i++) {
    z[i] += avrg;
    if (fabs (diff = (z[i] - z[i-1])) > PI) {
        if (diff > 0.0) {
            z[i] -= 2.0*PI;
            avrg -= 2.0*PI;
        } else {
            z[i] += 2.0*PI;
            avrg += 2.0*PI;
        }
    }
}
}

#define WRK_SIZE      (1 << 14)      /* WARNING!!! It must be power of 2 !!! */

static double x[WRK_SIZE], xd[WRK_SIZE], y[WRK_SIZE], yd[WRK_SIZE];
static double z[WRK_SIZE], zd[WRK_SIZE], pwr[WRK_SIZE];
static doublecomplex cs[WRK_SIZE];
static char command_buffer [256];

double stat_average(int n, double *y)
{
    double avrg;
    int i;
    avrg = 0.0;
    for (i = 0; i < n; i++)
        avrg += y[i];
    return avrg/n;
}

double stat_rmd (int n, double mean, double *y)
{
    double avrg, tmp;
    int i;
    avrg = 0.0;
    for (i = 0; i < n; i++) {
        tmp = y[i] - mean;
        avrg += tmp*tmp;
    }
    return sqrt(avrg/n);
}

void poly_approximation (
/*
* Esta función calcula la aproximación de una arreglo y(x)
* Con una función de peso weight(i,x), donde i es orden
* de los pares de arreglos, y x la absisa.
*/
    int size,          /* Tamaño de los arreglos x y y          */
    int maxpower,     /* Grado máximo de la aproximación polinomial */
    long double (*weight)(const int _i, const double *_x),
                    /* Función de peso          */

```

```

double *x, /* arreglo x[size] */
double *y, /* arreglo y[size], después del proceso */
/*
/* y la aproximación . */
double *yappr, /* Aproximación y[size] */
double *coeff /* Arreglo del tamaño maxpower+1 para los coeficientes */
*/
)
{
double ct;
int i, j;
printf ("Calculating approximation...\n");

wght = weight;
orthogonalization (maxpower, size, x);
printf ("\n");

dzero_array (size, yappr);
for (j = 0; j <= maxpower; j++) {
coeff[j] = scalprod (j, size, x, y);
/* printf ("%2d: %14.7g\n", j, coeff[j]); */
for (i = 0; i < size; i++) {
ct = coeff[j] * orthonorm (j, x[i]);
yappr[i] += ct;
y[i] -= ct;
}
}
/*
* plot_free (plot_sig);
* plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "dots");
* plot_xy (plot_sig, rsize, x, xd, "Approximation", "lines");
* plot_paint (plot_sig, 1);
*/
}
}

int check_and_norm_signal (
int rsize, /* Tamaño del arreglo de la señal */
double *x, /* eje de longitudes de onda */
double *y, /* Señal */
double *yd, /* Ruido */
double *pwr ) /* Potencia de la fuente para normalización */
{
double avrg, diff;
int i, j;
int adj, adjmax;

avrg = stat_average (rsize, pwr); /* Promedio de la potencia de la fuente */
diff = stat_average (rsize, yd)*10.0; /* Umbral para una desviación aceptable */
*/

/* Normalizando la señal */

if (diff == 0.0) { /* OK, si la prueba del archiva es aceptada */
diff = 1.0;
}
}

```

```

}

for (i = 0; i < rsize; i++) {
    if ((pwr[i] >= avrg/10.0) && (y[i] > 0.0) && (yd[i] < diff)) {
        y[i] /= pwr[i];
    } else {
        pwr[i] = 0.0;
        y[i] /= avrg;
    }
}

/* Quitando puntos malos */
adj = 0;
adjmax = 0;
for (i = 0, j = 0; i < rsize; i++) {
    if (pwr[i] != 0.0) {
        y[j] = y[i];
        x[j] = x[i];
        yd[j] = yd[i];
        j++;
        if (adj != 0)
            printf (" %d", adj);
        adj = 0;
    } else {
        adj++;
        if (adj > adjmax)
            adjmax = adj;
    }
}
if (adj != 0)
    printf (" %d\n", adj);
if (adj > adjmax)
    adjmax = adj;
printf ("\n%d points have been removed, maximum %d were adjacent.\n",
        rsize-j, adjmax);

return j; /* Regresando el nuevo tamaño del arreglo sin los puntos malos */
}

int make_signal_clean (
    int    rsize,          /* Tamaño del arreglo de la señal */
    double *x,            /* Eje de las longitudes de onda */
    double *y             /* La señal */
    ) /* Potencia de normalización de la fuente */
{
    double avrg, diff;
    int i, j;
    int adj, adjmax;

    avrg = stat_average (rsize, y);
    diff = stat_rmd (rsize, avrg, y) * 3.0;
    printf ("Stats: %g, %g\n", avrg, diff/3.0);

    /* Quitando puntos malos */
    adj = 0;
    adjmax = 0;

```

```

for (i = 0, j = 0; i < rsize; i++) {
    if (fabs(y[i] - avrg) < diff) {
        y[j] = y[i];
        x[j] = x[i];
        j++;
        if (adj != 0)
            printf (" %d", adj);
        adj = 0;
    } else {
        adj++;
        if (adj > adjmax)
            adjmax = adj;
    }
}

if (adj != 0)
    printf (" %d\n", adj);
if (adj > adjmax)
    adjmax = adj;
printf ("\n%d points have been removed, maximum %d were adjacent.\n",
        rsize-j, adjmax);
return j;
}

int is_almost_equal (double x1, double x2, double error)
{
    if (fabs(x1 - x2) < error)
        return 1;
    else
        return 0;
}

int insert_missed_points (int size, double *x, double *y)
{
    int i, j, numpoints, counter;
    double minstep, range, firstx, xerror;

    /* Encontrando la distancia minima entre puntos adyacentes en el eje x */
    minstep = range = x[size-1] - x[0];
    for (i = 1; i < size; i++) {
        double delta;
        if ((delta = x[i] - x[i-1]) < minstep)
            minstep = delta;
    }
    /* Encontrando el número necesario de puntos */
    numpoints = (int)(range / minstep + 1.5);
    counter = 0;
    firstx = x[0];
    xerror = minstep / 4.0;
    /* Se inicia el llenado de los arreglos del final */
    /* (donde tenemos lagunos espacios vacios) */
    for (i = size - 1, j = numpoints - 1; (j >= 0) && (i >= 0); j--) {
        double xt;
        xt = firstx + j * minstep;
        if (is_almost_equal (xt, x[i], xerror)) {
            x[j] = x[i];

```

```

        y[j] = y[i];
        i--;
    } else {
        x[j] = xt;
        y[j] = 0.0;
        counter++;
    }
}
if (i >= 0)
    printf ("insert_missed_points: Warning: processing stopped at i = %d\n",
i);
printf ("%d empty points have been inserted\n", counter);
return numpoints;
}

void calc_spectrum (int n, double *y, doublecomplex *cs)
/*
 * Esta función calcula la FFT de un arreglo y[n] y
 * lo pone dentro de cs[n] (que debe ser dado para un llamado del programa)
 * la componente cero (constante) se suprime para salvar solo el rango dinámico
 */
{
    int i;
/*
 *   double avrg;
 *   avrg = stat_average (n, y);
 */
    for (i = 0; i < n; i++) {
        cs[i].re = y[i] /* - avrg */;
        cs[i].im = 0.0;
    }
    cfftd (n, cs);
}

int nearest_power_of_2 (int rsize)
{
    int ssize;
    ssize = WRK_SIZE;
    while (ssize >= rsize) {
        ssize >>= 1;
    }
    if (ssize < WRK_SIZE) ssize <<= 1;
    return ssize;
}

SPLINE *signal_spline (int rsize, double *x, double *y)
/*
 * Esta función calcula la interpolación de una señal. Para que esta
 * interpolación no produzca ruido adicional (o si lo hace que sea mínimo) esta
 * función dobla la cantidad de muestra de la señal haciendo con esto
 * que la señal se suavice. Esto se realiza usando la FFT y entonces doblando
 * la frecuencia de muestreo. Como resultado nosotros tenemos muestras
 * adicionales entre la señal original. Las muestras resultantes x y y que se
 * encuentran en lugares pares corresponden a la señal original mientras que los
 * lugares impares son los puntos de las señales originales.
 */

```

```

{
    SPLINE *sp;
    int i, j, ssize;
    double *xd, *yd;
    doublecomplex *cs;

    printf ("Calculating spline\n");

    ssize = nearest_power_of_2 (rsize);
    cs = malloc (2 * ssize * sizeof(doublecomplex));
    xd = malloc (2 * ssize * sizeof(double));
    yd = malloc (2 * ssize * sizeof(double));
    for (i = 0; i < rsize; i++)
        yd[i] = y[i];
    for (i = rsize; i < ssize; i++)
        yd[i] = 0.0;
    calc_spectrum (ssize, yd, cs);
    ssize = 2 * ssize;
    for (i = ssize/2 - 1, j = ssize - 1; i >= ssize/4; i--, j--) {
        cs[j] = cs[i];
    }
    for (i = ssize/4; i <= j; i++) {
        cs[i].re = 0.0;
        cs[i].im = 0.0;
    }
    cfftd (-ssize, cs);
    ssize = 2 * rsize - 1;
    for (i = 0; i < ssize; i++) {
        yd[i] = cs[i].re;
        if (i & 1) {
            xd[i] = (x[i/2] + x[i/2 + 1]) / 2.0;
        } else {
            xd[i] = x[i/2];
        }
    }
    free (cs);
    sp = new_spline (ssize, xd, yd);
    free (yd);
    free (xd);
    return sp;
}

void show_spectrum (PLOT *plot, int n, doublecomplex *cs, double *z)
/*
 * Grafica la amplitud del espectro cs[n]
 * (se debe dar un arreglo para la amplitud z[n/2] para llamadas del programa)
 */
{
    double *yd;
    int i, hsize;
    yd = malloc (n * sizeof (double));
    hsize = n/2;
    for (i = 0; i < hsize; i++) {
        z[i] = sqrt(cs[i].re * cs[i].re + cs[i].im * cs[i].im);
        yd[i] = i;
    }
}

```

```

    plot_free (plot);
    plot_xy (plot, hsize, yd, z, "Spectrum", "impulses");
    plot_paint (plot, -1);
    free (yd);
}

void cplx2polar (int n, doublecomplex *cs, double *ampl, double *phase)
/*
 * Convierte los datos complejos cs a su representación polar (ampl * exp (i * phase))
 */
{
    int i;
    for (i = 0; i < n; i++) {
        phase[i] = atan2 (cs[i].im, cs[i].re);
        ampl[i] = sqrt(cs[i].re * cs[i].re + cs[i].im * cs[i].im);
    }
}

void polar2cplx (int n, doublecomplex *cs, double *ampl, double *phase)
/*
 * Convierte los datos polares (ampl * exp (i * phase)) en su representación compleja cs.
 */
{
    int i;
    for (i = 0; i < n; i++) {
        cs[i].re = ampl[i] * cos (phase[i]);
        cs[i].im = ampl[i] * sin (phase[i]);
    }
}

void gauss_filter (int ssize, double mmax, double width, doublecomplex *cs)
/* Esta sección realiza un filtrado gaussiano */
{
    double diff;
    int i;
    width = width * sqrt(2.0 / log(2.0)); /* -3 dB at (max +/- width) */
    for (i = 0; i < ssize/2; i++) {
        diff = (double)(i - mmax)/width;
        diff = diff * diff;
        diff = exp (-diff);
        cs[i].re *= diff;
        cs[i].im *= diff;
    }
    mmax = ssize - mmax;
    for (i = ssize/2; i < ssize; i++) {
        diff = (double)(i - mmax)/width;
        diff = diff * diff;
        diff = exp (-diff);
        cs[i].re *= diff;
        cs[i].im *= diff;
    }
}

void rect_filter (int ssize, int mmax, int width, doublecomplex *cs)
/* Esta sección realiza un filtrado rectangular */
{

```

```

int i, imin, imax;
imin = mmax - width/2;
imax = mmax + width/2;
for (i = 0; i < imin; i++) {
    cs[i].re = 0.0;
    cs[i].im = 0.0;
}
for (i = imax+1; i < ssize/2; i++) {
    cs[i].re = 0.0;
    cs[i].im = 0.0;
}
mmax = ssize - mmax;
imin = mmax - width/2;
imax = mmax + width/2;
for (i = ssize/2; i < imin; i++) {
    cs[i].re = 0.0;
    cs[i].im = 0.0;
}
for (i = imax+1; i < ssize; i++) {
    cs[i].re = 0.0;
    cs[i].im = 0.0;
}
}

void Hilbert (int ssize, doublecomplex *cs)
{
    int i;
    for (i = ssize/2; i < ssize; i++) {
        cs[i].re = 0.0;
        cs[i].im = 0.0;
    }
    cs[0].re = 0.0;
    cs[0].im = 0.0;
}

void nonlin (double (*func)(double), int n, double *from, double *to)
{
    int i;
    for (i = 0; i < n; i++) {
        to[i] = func(from[i]);
    }
}

double sqr (double x)
{
    return x*x;
}

static double grav_center (int imin, int imax, double *ampl)
/*
* Calcula el centro de gravedad del pico (para la distribución de potencia)
*/
{
    int st, i;
    double sum, last, center;

```

```

    st = (imin + imax) / 2;
    sum = 0.0;
    last = 0.0;
    for (i = imin; i < st; i++) {
        sum -= ampl[i] * ampl[i];
    }
    for (i = st + 1; i <= imax; i++) {
        sum += ampl[i] * ampl[i];
    }
    /* printf ("%4d: %g\n", st, sum); */
    while (sum <= 0) {
        sum += ampl[st] * ampl[st];
        st--;
        sum += ampl[st] * ampl[st];
        /* printf ("%4d: %g\n", st, sum); */
    }
    while (sum > 0) {
        last = sum;
        sum -= ampl[st] * ampl[st];
        st++;
        sum -= ampl[st] * ampl[st];
        /* printf ("%4d: %g\n", st, sum); */
    }
    center = (sum * (st - 1) - last * st) / (sum - last);
    /* printf ("st = %d, GC = %g\n", st, center); */
    return center;
}

long double wghtinp (const int i, const double *x)
{
    return 1.0;
}

static double phborder = 10000000.0;
static double *phase_wght;

long double wghtphase (const int i, const double *x)
{
    if (fabs(x[i] - ortho_shift) <= phborder)
        return /* 1.0 */ phase_wght[i];
    else
        return 0.0;
}

int clean_phase (int size, double *x, double *y, double *p)
/*
 * Quita los puntos "malos" de los arreglos x, y. El Criterio de malo esta
 * basado bajo el tercer arreglo p, el cual puede ser
 * por ejemplo, la potencia de la señal. En otras palabras,
 * Los puntos que corresponde a potencias pequeñas se quitan de los
 * arreglos.
 */
{
    int i, j;
    double threshold;

```

```

threshold = stat_average (size, p) / 2.0;
for (i = 0, j = 0; i < size; i++) {
    if (p[i] >= threshold) {
        x[j] = x[i];
        y[j] = y[i];
        p[j] = p[i];
        j++;
    }
}
printf ("%d points have been removed\n", size - j);
return j;
}

double ddispersion (int n, double *dphase, double *wavelength)
/*
 * Esta función calcula la dispersión a partir de la primera derivada de la fase.
 */
{
    double l, d1, d2;

    l = x[n];
    d1 = dphase[n] + dphase[n+1];
    d2 = (dphase[n+1] - dphase[n]) / (x[n+1] - x[n]);

    return -1/(2.0*PI*L*c) * (l * d2 + d1);
}

double dispersion (int n, double *phase, double *wavelength)
/*
 * Esta es la dispersión encontrada a partir de la fase. La primera y segunda derivada.
 * son calculadas aqui. This text was generated by MapleV.
 */
{
    double t1, t3, t5, t8, t11, t14, t29;
    int t4, t7;
    double *x, *y;

    x = wavelength;
    y = phase;
    t1 = x[n];
    t3 = t1*y[n];
    t4 = n+1;
    t5 = x[t4];
    t7 = n-1;
    t8 = x[t7];
    t11 = y[t7]*t8;
    t14 = y[t4];
    t29 = 2.0*(-t3*t5+t3*t8+t11*t5-t11*t1+t14*t1*t5-t14*t8*t5)/(t1-t8)/(-t5+
        t1)/(t8-t5);
    return -t1/(2.0*PI*L*c)*t29;
}

double theory_phase (double x, double *poly)
{
    double t1,t4,t8,t11,t21,t13,lambda,D0,D1,C,ct;
    ct = -2.0 * PI * L * c;

```

```

lambda = x;
C = ortho_shift;
D0 = poly[1];
D1 = poly[2];
t1 = lambda*lambda;
t4 = log(C);
t8 = C*lambda;
t11 = C*C;
t13 = log(lambda);
t21 = -1.0/2.0/lambda*(t1*D1-2*D0*lambda-2*lambda*D0*t4+
    2*t8*D1*t4+2*D0*C-t11*D1+2*lambda*D0*t13-2*t8*D1*t13);
return -ct * t21;
}

double theory_phase4 (double lambda, double *d)
/*
* Esta función calcula la fase a partir de que sabemos que la dispersión esta
* representada como una serie de Taylor : disp = sum (d[i]*(lambda-C)^i), donde i = 0..4.
* This text was generated by MapleV.
*/
{
    double t2,t5,t6,t8,t10,t13,t16,t19,t31,t44,t47,t50,t53,t65,t71,C;
    C = ortho_shift;
    t2 = C*C;
    t5 = lambda*lambda;
    t6 = t5*t5;
    t8 = t5*lambda;
    t10 = t2*t2;
    t13 = log(lambda);
    t16 = log(C);
    t19 = t2*C;
    t31 = 30.0*d[2]*t2*lambda+5.0*d[3]*t6+10.0*d[2]*t8
        -15.0*d[3]*t10+60.0*d[0]*C+60.0*t13*d[0]*lambda
        -60.0*t16*d[0]*lambda+20.0*d[2]*t19-60.0*d[0]*lambda
        +30.0*d[1]*t5+65.0*d[4]*t10*lambda+90.0*d[3]*t5*t2
        -20.0*d[4]*t6*C-30.0*d[3]*t8*C;
    t44 = t19*lambda;
    t47 = C*lambda;
    t50 = t2*lambda;
    t53 = t10*lambda;
    t65 = -60.0*d[2]*t5*C+60.0*d[4]*t8*t2+3.0*d[4]*t6*lambda
        -50.0*d[3]*t19*lambda+12.0*d[4]*t10*C-30.0*d[1]*t2
        +60.0*t16*d[3]*t44+60.0*t16*d[1]*t47+60.0*t13*d[2]*t50
        -60.0*t16*d[4]*t53-60.0*t13*d[3]*t44-60.0*t16*d[2]*t50
        -60.0*t13*d[1]*t47+60.0*t13*d[4]*t53-120.0*d[4]*t5*t19;
    t71 = -0.3141592653589793E1*L*c*(t31+t65)/lambda/30;
    return t71;
}

void plot_title (PLOT *plot, char *str)
{
    char buff[100];
    sprintf (buff, "set title \"%s\"", str);
    gnuplot_command (plot, buff);
}

```

```

/*
*Aqui nosotros tenemos tres funciones para preparar la señal antes de la FFT.
*nosotros consideramos que los arreglos primarios (ya considerados en la interpolación)
*son preclasificados con incrementos de x (la cual es la longitud de onda)
*tambien debemos tener en cuenta que la fase de la señal de interferencia es registrada
*debe de incrementarse con respecto al numero de onda. (el arreglo óptico debe ser diseñado de esta manera)
*por lo tanto cuando preparamos la señal nosotros hacemos que el numero de onda se incremente
*mientras que la longitud de onda decrece.
*/

int prepare_simple_signal (int rsize, double *x, double *y, SPLINE *sp)
/*
* Se llene el resto de los arreglos con 0's.
* advertencia: el resto del arreglo x esta indefinido !!!
*/
{
    int ssize, i, is;
    is = sp->size / rsize;
    ssize = nearest_power_of_2 (rsize);
    for (i = 0; i < rsize; i++) {
        x[rsize - i - 1] = sp->x[is * i];
        y[rsize - i - 1] = sp->y[is * i];
    }
    for (i = rsize; i < ssize; i++) {
        y[i] = 0.0;
    }
    return ssize;
}

int prepare_signal_along_wavelen (int rsize, double *x, double *y, SPLINE *sp,
double limit)
{
    int i, ssize;
    double stwn, fiwn, spwn;
    ssize = nearest_power_of_2 (rsize);
    printf ("Calculation array along wavelength scale\n");
    stwn = sp->x[sp->size-1];
    fiwn = sp->x[0];
    spwn = (fiwn - stwn) / (ssize - 1);
    for (i = 0; i < ssize; i++) {
        x[i] = stwn + spwn * i;
    }
    eval_spline (sp, ssize, x, y);
    for (i = 0; i < ssize; i++) {
        if (fabs(y[i]) > limit) {
            y[i] = 0.0;
        }
    }
    return ssize;
}

int prepare_signal_along_wavenum (int rsize, double *x, double *y, SPLINE *sp,
double limit)
{
    int i, ssize;
    double stwn, fiwn, spwn;

```

```

        ssize = nearest_power_of_2 (rsize);
        printf ("Calculation array along wavenumber scale\n");
        stwn = 1.0e6/sp->x[sp->size-1];      /* Using lines per mm as wavenumbers */
        fiwn = 1.0e6/sp->x[0];
        spwn = (fiwn - stwn) / (ssize - 1);
        for (i = 0; i < ssize; i++) {
            x[i] = 1.0e6/(stwn + spwn * i);
        }
        eval_spline (sp, ssize, x, y);
        for (i = 0; i < ssize; i++) {
            if (fabs(y[i]) > limit) {
                y[i] = 0.0;
            }
        }
        return ssize;
    }

void dispersion_compensation (int ssize, double *x, double *y, double *coeff)
{
    int i;
    doublecomplex *cs;

    cs = malloc (ssize * sizeof(doublecomplex));
    calc_spectrum (ssize, y, cs);
    Hilbert (ssize, cs);
    cfftd (-ssize, cs);
    for (i = 0; i < ssize; i++) {
        double c, s, ph, tr, ti;
        ph = -theory_phase4(x[i], coeff);
        c = cos (ph);
        s = sin (ph);
        tr = cs[i].re * c - cs[i].im * s;
        ti = cs[i].im * c + cs[i].re * s;
        cs[i].re = tr;
        cs[i].im = ti;
        y[i] = 2.0 * cs[i].re;
    }
}

int main (int argc, char **argv)
{
    int i, j, rsize, ssize, hsize, psize, ic;
    int imin, imax, mmax, ww;
    int maxpolpower;
    /* int compensate_dispersion = 0; */
    double avrg, diff, pmax, grav;
    double min_wl = 1500.0, max_wl = 1600.0;
    double coeff[_ORTO_DIM];
    double poly[_ORTO_DIM];
    PLOT *plot_sig, *plot_spec, *plot_port;
    SPLINE *sp;
    double ct;
    char qqq;

    if (argc == 1) {
        usage (argv);
    }
}

```

```

    } else if (*argv[1] == '-') {
        /* Si la opción especificada este llama un proceso extendido */
        ext_proc (argc, argv);
    };

/* Lee los datos experimentales del archivo */

    rsize = readdata (argv[1], WRK_SIZE, x, y, yd, pwr);

/*
 *   x   - longitud de onda
 *   xd  -
 *   y   - signal, y(x)
 *   yd  - desviación, yd(x)
 *   z   -
 *   zd  -
 *   pwr - potencia de la fuente, pwr(x)
 */

/* Prepara la ventana grafica para visualizar las graficas*/

    plot_sig = plot_open ("Data vs wavelength");
    plot_title (plot_sig, argv[1]);
    gnuplot_command (plot_sig, "set xlabel \"Wavelength, nm\"");

    plot_spec = plot_open ("Spectrum");
    plot_title (plot_spec, argv[1]);
    gnuplot_command (plot_spec, "set xlabel \"Periods per wavelength range\"");

    plot_port = plot_open ("Phase portrait");
    plot_title (plot_port, argv[1]);
    gnuplot_command (plot_port, "set xlabel \"Re(s)\");
    gnuplot_command (plot_port, "set ylabel \"Im(s)\");

    printf ("Initial data\n");
    plot_free (plot_sig);
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "lines");
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, yd, "Standard deviation 10x", "lines");
    plot_paint (plot_sig, -1);

/* Quita los puntos malos de la señal para hacer un procesado más preciso */
/*
    rsize = check_and_norm_signal (rsize, x, y, yd, pwr);

    plot_free (plot_sig);
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "lines");
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, yd, "Standard deviation 10x", "lines");
    plot_paint (plot_sig, 1);

/* Calcula la aproximación para hacer la señal más o menos uniforme */
/* usando una normalización */

poly_approximation (rsize, 10, chebyshev, x, y, xd, coeff);

/* Después de esta operación, en el arreglo nosotros tenemos una unicamente */

```

```

/* una parte alternativa de la señal (las componentes directas y de variación lenta se eliminan)*/

plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "dots");
plot_xy (plot_sig, rsize, x, xd, "Approximation", "lines");
plot_paint (plot_sig, 1);

/* La normalización nos da una señal más uniforme ( la señal original*/
/* podría estar modulada por una señal no uniforme, etc. */

printf ("Normalization\n");
ddiv_array (rsize, xd, y);

plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "lines");
plot_paint (plot_sig, -1 /* 2 */);

/* Despues de la normalización de la señal puede contener algunos puntos */
/* que pueden estar más alla del rango real los cuales no tienen sentido. */
/* por lo que estos son eliminados de la señal. */

rsize = make_signal_clean (rsize, x, y);

/*
*   x   - longitud de onda
*   xd  -
*   y   - señal (normalizada)
*   yd  -
*   z   -
*   zd  -
*   pwr -
*/

/* Vamos a calcular la desviación estandar de la señal para ver cuanto varia */
/* podríamos calcularla después de la interpolación. Si después de los */
/* cálculos de interpolación, si esta mas alla de los rango aceptables*/
/* serán forzados a ser 0. */

diff = stat_rmd (rsize, 0.0, y) * 3.0;

/* OK, ahora podemos considerar que la señal contiene unicamente puntos validos. Sin embargo. */
/* podríamos tener algunos puntos muy lejanos y esto no*/
/*bueno para el procesado por lo que llenamos estos espacios por 0. */

rsize = insert_missed_points (rsize, x, y);

plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Signal", "lines");
plot_paint (plot_sig, -1 /* 0 */);

/* Preparando la interpolación ... Bueno, esta es una función truco... tomamos */
/* a esta función por si misma por encima porque esto no es un cálculo de */
/* una interpolación pero antes esto también adiere algunos puntos extras tomados del la */
/* interpolación no produce mucho ruido debido a los calculos no lineales. */

sp = signal_spline (rsize, x, y);

```

```

/* Antes de usar la FFT generamos una señal con una cantidad de puntos */
/* cuya potencia sea de 2. La señal original puede tener diferente cantidad.*/
/* Nosotros tenemos tres opciones aquí para generar la señal que puede ser */
/* usada para calcular la fase ... Nosotros generamos (reconstruimos) justamente */
/* la señal original, o la señal con puntos equidistantes a lo largo de la longitud de onda, */
/* o una con puntos equidistantes a lo largo de la escala del número de onda. */
/* En procesos futuros esta diseñada de manera tal que se muestra un */
/* resultado válido para algún tipo de señal. Nosotros tenemos que cambiar aquí la última */
/* la de : la señal con puntos equidistantes a lo largo de la escala del número de onda. */
/* NOTA: vea estas tres funciones encima. */

    ssize = prepare_signal_along_wavenum (rsize, x, y, sp, diff);
    printf ("Using array of %d samples\n", ssize);
    hsize = ssize/2;

/*
*   plot_free (plot);
*   plot_xy (plot, ssize, x, yd, "Signal (from spline)", "lines");
*   plot_xy (plot, rsize, sp->x, sp->y, "Original signal", "points");
*   plot_paint (plot, -1);
*/
    calc_spectrum (ssize, y, cs);
    show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);

/*
*   compensate_dispersion = 1;
*   if (compensate_dispersion) {
*       printf ("Dispersion compensation...\n");
*       ortho_limits (min_wl, max_wl);
*       coeff[0] = 12.895;
*       for (i = 1; i < 5; i++) {
*           coeff[i] = 0.0;
*       }
*       dispersion_compensation (ssize, x, y, coeff);
*       calc_spectrum (ssize, y, cs);
*       show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);
*   }
*/

/* TRABAJANDO EN EL DOMINIO DE LA FRECUENCIA */

/*
*   x   - new wavelength
*   xd  -
*   y   - new signal y(x) (calculated from spline)
*   yd  -
*   z   - spectrum power
*   zd  -
*   pwr -
*/
again:
    rsize = ssize; /* No para reconstrucción de la señal original */

    printf ("Enter first and last points: [min max] ");
    scanf ("%d%d", &imin, &imax);

```

```

sprintf (command_buffer, "set xrange [%d:%d]", imin, imax);
gnuplot_command (plot_spec, command_buffer);

/* Veamos para el maximo dentro de este intervalo */

mmax = imin;
pmax = z[mmax];
for (i = imin+1; i <= imax; i++) {
    if (z[i] > pmax) {
        pmax = z[i];
        mmax = i;
    }
}
printf ("Found maximum at %d\n", mmax);
show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);

/* Ahora, vamos a checar las frecuencias alrededor de el maximo */
/* Tomaremos 3 muestras, y checamos la energia */
/* sumaremos con cada nuevo par de muestras */

pmax = (z[mmax]*z[mmax] + z[mmax-1]*z[mmax-1] + z[mmax+1]*z[mmax+1])/3.0;
for (ic = 2, i = mmax-2, j = mmax+2; (i >= imin) && (j <= imax); i--, j++,
ic++) {
    diff = (z[i]*z[i] + z[j]*z[j])/2.0;
    printf ("%3d %6.2f\n", ic, diff*100.0/pmax);
    /* pmax += diff; */
    if (ic > 32) break;
}

printf ("How many pairs of samples to take? ");
scanf ("%d", &ic);
ww = ic;
imin = mmax - 2*ic;
imax = mmax + 2*ic;
grav = grav_center (imin, imax, z);
mmax = (int) (grav + 0.5);
printf ("Gravity center at %d (%g)\n", mmax, grav);
imin = mmax - ic;
imax = mmax + ic;

gauss_filter (ssize, grav, ww, cs);
/* rect_filter (ssize, mmax, ww, cs); */
Hilbert (ssize, cs);

show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);

/* Inverse Fourier Transform */

cfft (-ssize, cs);

/* TRABAJANDO EN EL DOMINIO DE LONGITUD DE ONDA */

for (i = 0; i < rsize; i++) {
    y[i] = 2.0 * cs[i].re;
    z[i] = 2.0 * cs[i].im;
}

```

```

    }
/*
 *   x   - new wavelength
 *   xd  -
 *   y   - new filtered signal Re(y(x))
 *   yd  - signal from spline
 *   z   - new filtered signal Im(y(x))
 *   zd  -
 *   pwr -
 */
    plot_free (plot_port);
    plot_xy (plot_port, rsize, y, z, "Phase portrait", "lines");
    plot_paint (plot_port, 0);
/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "Re (Signal)", "lines");
 *   plot_xy (plot_sig, rsize, x, yd, "Signal from spline", "lines");
 *   plot_xy (plot_sig, sp->size, sp->x, sp->y, "Initial signal", "points");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */
    /* Calculating the phase of the signal */

    for (i = 0; i < rsize; i++) {
        pwr[i] = cs[i].re * cs[i].re + cs[i].im * cs[i].im;
        z[i] = atan2 (cs[i].im, cs[i].re);
    }
/*
 *   x   - new wavelength
 *   xd  -
 *   y   -
 *   yd  -
 *   z   - phase
 *   zd  -
 *   pwr - signal power, pwr(x);
 */
/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, rsize, x, y, "P-1", "dots");
 *   plot_xy (plot_sig, rsize, x, zd, "P+1", "dots");
 *   plot_xy (plot_sig, rsize, x, z, "P0", "dots");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */
    phconnect (rsize, z);

    /* Normalizing the phase just to show it */

    diff = (z[rsize - 1] - z[0]) / (rsize - 1);
    for (i = 0; i < rsize; i++) {
        zd[i] = z[i] - diff * i;
    }
    plot_free (plot_sig);
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, zd, "Phase", "dots");
    plot_paint (plot_sig, -1);

    plot_free (plot_sig);
    plot_xy (plot_sig, rsize, x, pwr, "Power", "lines");

```

```

    plot_paint (plot_sig, -1);

/* Calcula la diferencia de fase entre puntos adyacentes */
/* obtiene la derivada de la fase sobre la longitud de onda. */

    for (j = 0, i = 1; i < rsize; i++, j++) {
        diff = atan2((cs[j].re * cs[i].im - cs[i].re * cs[j].im),
                    (cs[j].re * cs[i].re + cs[i].im * cs[j].im));
        yd[j] = diff;
        xd[j] = (x[i] + x[j])/2.0; /* Longitud de onda entre */
        zd[j] = diff/(x[i] - x[j]); /* Derivada */
        y[j] = (pwr[i] + pwr[j])/2.0; /* potencia de la señal */
    }
    j = rsize - 1;
    i = 0;
    diff = atan2((cs[j].re * cs[i].im - cs[i].re * cs[j].im),
                (cs[j].re * cs[i].re + cs[i].im * cs[j].im));
    yd[j] = (yd[0] + yd[j-1]) / 2.0 /* diff */;
    psize = rsize - 1;

    plot_free (plot_sig);
    plot_xy (plot_sig, psize, xd, yd, "Phase difference", "lines");
    plot_paint (plot_sig, 0);

/*
 *   calc_spectrum (ssize, yd, cs);
 *   show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);
 */
/* goto stop; */

/*
 *   x   - wavelength
 *   xd  - new wavelength
 *   y   - new signal power y(xd);
 *   yd  - phase difference between adjacent samples
 *   z   - phase
 *   zd  - phase derivative zd(xd);
 *   pwr - signal power, pwr(x);
 */

/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, y, "Signal power", "lines");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */

/*
 *   rsize = make_signal_clean (rsize, x, zd);
 */

/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, zd, "Phase derivative", "lines");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */

```

```

ortho_limits (min_wl, max_wl);
ct = -ortho_scale / (2.0 * PI * L * c);
for (i = 0; i < psize; i++) {
    zd[i] *= ct * xd[i] * xd[i];
}

plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, psize, xd, zd, "-- lambda^2*d(phi)/d(lambda)", "lines");
plot_paint (plot_sig, -1);
/* psize = clean_phase (psize, xd, zd, y); */

/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, zd, "-- lambda^2*d(phi)/d(lambda)", "lines");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */

printf ("Calculating approximation...");
fflush(stdout);
phborder = 0.5*fabs(xd[psize-1] - xd[0])*(1.0-1.0/ww);
phase_wght = y;
wght = wghtphase;
maxpolpower = 1;
orthogonalization (maxpolpower, psize, xd);

/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, yd, "Weight function", "lines");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 *   for (i = 0; i < psize; i++) {
 *       yd[i] *= zd[i];
 *   }
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, yd, "Weight * data", "lines");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 *
 *   printf ("\n");
 */

/*
 *   x   - wavelength
 *   xd  - new wavelength
 *   y   - new signal power y(xd);
 *   yd  - phase difference between adjacent samples
 *   z   - phase
 *   zd  - phase derivative zd(xd);
 *   pwr - signal power, pwr(x);
 */
for (i = 0; i < psize; i++) {
    yd[i] = 0.0;
}
for (j = 0; j <= _ORTO_DIM; j++)
    poly[j] = 0.0;
for (j = 0; j <= maxpolpower; j++) {

/*
 *       for (i = 0; i < psize; i++) {

```

```

*         pwr[i] = orthonorm (j, xd[i]);
*     }
*     printf ("Orthogonal function #%d\n", j);
*     plot_free (plot_sig);
*     plot_xy (plot_sig, psize, xd, pwr, "Orthogonal function", "dots");
*     plot_paint (plot_sig, -1);
*     diff = 0.0;
*     for (i = 0; i < psize; i++) {
*         diff += (pwr[i] * zd[i] * wght(i, xd));
*     }
*     printf ("Orthogonal function #%d multiplied to work array\n", j);
*     printf ("Scalar product = %g\n", diff);
*     plot_free (plot_sig);
*     plot_xy (plot_sig, psize, xd, pwr, "Of * wa", "dots");
*     plot_paint (plot_sig, -1);
*/

coeff[j] = scalprod (j, psize, xd, zd);
printf ("%2d: %#14.8g:", j, coeff[j]);
diff = 1.0;
for (i = 1; i <= maxpolpower; i++) {
    ct = coeff[j] * ortho_maincoeff * ortho_weight[j][i];
    poly[i-1] += ct * diff * i;
    diff *= ortho_scale;
}
/*
*     printf ("%#14.7g", poly[i]);
*/
}
/*
*     printf ("\n");
*     printf ("%32s:", "Series");
*/
for (i = 0; i < maxpolpower; i++) {
    printf ("%#14.7g", poly[i]);
}
printf ("\n");
for (i = 0; i < psize; i++) {
    avrg = coeff[j] * orthonorm (j, xd[i]);
    yd[i] += avrg;
    zd[i] -= avrg;
}
/*
*     for (i = 0; i < psize-1; i++) {
*         z[i] = ddispersion (i, y, x) * 1.0e5;
*     }
*/
plot_free (plot_sig);
/*
*     plot_xy (plot_sig, psize, xd, yd, "Approximation", "dots");
*/
plot_xy (plot_sig, psize, xd, zd, "Approximation error", "dots");
/*
*         plot_xy (plot_sig, psize-1, x, z, "Dispersion, x10^5", "dots");
*/
plot_paint (plot_sig, 1);
}

```

```

/*
 *   plot_free (plot_sig);
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, yd, "Approximation", "dots");
 *   plot_xy (plot_sig, psize, xd, zd, "Approximation error", "dots");
 *   plot_paint (plot_sig, -1);
 */

/* Calculo de la fase a partir de la dispersión estimada */
/*
 *   printf ("Enter dispersion to compensate: ");
 *   scanf ("%lg", &poly[0]);
 */
/* poly[0] = 12.895; This was previous estimation */
for (i = 1; i < 5; i++) {
    poly[i] = 0.0;
}
for (i = 0; i < rsize; i++) {
/*
 *   double l;
 *   l = x[i];
 *   yd[i] = ct * (l * log(l/ortho_shift) - l + ortho_shift) / l;
 */
    yd[i] = theory_phase4 (x[i], poly);
}

plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, rsize, x, yd, "Calculated phase", "dots");
plot_paint (plot_sig, -1);

/* Normalizing the phase */
/*
 *   x   - wavelength
 *   xd  - new wavelength
 *   y   -
 *   yd  - calculated phase
 *   z   - phase
 *   zd  -
 *   pwr - signal power, pwr(x);
 */

for (i = 0; i < rsize; i++) {
    zd[i] = z[i] - yd[i];
    xd[i] = 1.0/x[i];
    y[i] = pwr[i];
}

psize = clean_phase (rsize, xd, zd, y);

printf ("Calculating approximation...");
fflush(stdout);
phborder = fabs(xd[psize-1] - xd[0])*(0.5-0.5/ww);
phase_wght = y;
wght = wghtphase;
orthogonalization (1, psize, xd);
avrg = scalprod (0, psize, xd, zd);

```

```

diff = scalprod (1, psize, xd, zd);
for (i = 0; i < rsize; i++) {
    yd[i] += avrg * orthonorm (0, 1.0/x[i]) + diff * orthonorm (1, 1.0/x[i]);
}

for (i = 0; i < rsize; i++) {
    z[i] -= yd[i];
}
psize = clean_phase (rsize, x, z, pwr);
plot_free (plot_sig);
plot_xy (plot_sig, psize, x, z, "Phase difference", "dots");
plot_paint (plot_sig, -1);

/* Multiplying complex signal to phase conjugated */
/* theoretically calculated signal */

for (i = 0; i < rsize; i++) {
    double c, s, ph, tr, ti;
    ph = -yd[i] + 2.0 * PI * i * mmax / ssize;
    c = cos (ph);
    s = sin (ph);
    tr = cs[i].re * c - cs[i].im * s;
    ti = cs[i].im * c + cs[i].re * s;
    cs[i].re = tr;
    cs[i].im = ti;
}

cfft (ssize, cs);
printf ("Corrected spectrum...\n");
show_spectrum (plot_spec, ssize, cs, z);
printf ("Try again ??? [y/n] ");
scanf ("%c", &qqq);
if ((qqq == 'y') || (qqq == 'Y')) {
    /* To get back wavelength in x[] */
    prepare_signal_along_wavenum (rsize, x, yd, sp, diff);
    goto again;
}
plot_close (plot_sig);
plot_close (plot_spec);
plot_close (plot_port);
free_spline (sp);
return 0;
}

```

APENDICE 4

Definiciones las concentraciones de erbio (ρ .)

En seguida proporcionamos las relaciones básicas que existen para definir las concentraciones del Er y de los co-dopantes que son usadas generalmente en la literatura.

Sabemos que el número de moléculas por centímetro cúbico de SiO_2 y Er_2O_3 está dado por:

$$n(\text{SiO}_2) = x(\text{SiO}_2) \frac{DN}{W} \text{ cm}^{-3}$$

$$n(\text{Er}_2\text{O}_3) = x(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{DN}{W} \text{ cm}^{-3},$$

donde D es la densidad del vidrio, N es el número de Avogadro que es igual a 6.02×10^{23} y W es el peso total de una molécula de la composición del vidrio dado por:

$$W = x(\text{SiO}_2)z(\text{SiO}_2) + x(\text{Al}_2\text{O}_3)z(\text{Al}_2\text{O}_3) + \dots + x(\text{Er}_2\text{O}_3)z(\text{Er}_2\text{O}_3)$$

La densidad de los iones Er^{3+} por centímetro cúbico está dado por:

$$\rho(\text{Er}^{3+}) = x(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{2DN}{W} \text{ iones / cm}^3$$

La concentración de Er_2O_3 en partes por millón en concentración molar (ppm-mol) está definida como:

$$\rho(\text{Er}_2\text{O}_3) = 10^6 \frac{n(\text{Er}_2\text{O}_3)}{n(\text{SiO}_2)} \text{ ppm - mol}$$

$$\rho(Er_2O_3) = \frac{10^6}{x(SiO_2)} \frac{W}{2DN} \rho(Er^{3+}) ppm - mol$$

La concentración de Er_2O_3 en porcentaje del peso total (wt%) ésta definido como:

$$\rho(Er_2O_3) = 100 \frac{\rho(Er^{3+}) cm^{-3}}{2DN} z(Er_2O_3) wt\%$$

Y finalmente, definimos la concentración de Er^{3+} en partes por millón del peso total a través de:

$$\rho(Er^{3+}) = 10^6 \frac{\rho(Er^{3+}) cm^{-3}}{D} \frac{z(Er^{3+})}{N} ppm - wt$$

Como se puede observar a partir de estas relaciones se pueden determinar las diferentes definiciones de la densidad de concentraciones del Er y los co-dopantes conociendo una de ellas. En la columna 7 de las tablas III y IV se presentan los valores de $x(i)$ que es la concentración fraccionaria molar (en mol%) dada por la composición del óxido del vidrio y z la correspondiente masa molecular. Donde para $z(Er^{3+})=167.3g$. En la columna 5 se dan los valores de las concentraciones de los elementos de: Al_3 , Si, P_2 Ge y Er_2 en porcentaje del peso total (wt%) y en la columna 6 las concentraciones para varios óxidos también en porcentaje del peso total (wt%). Donde la densidad en g/cm^3 para la fibra con baja concentración es igual a 2.30 y para la fibra con alta concentración es igual a 2.32. Como ya mencionamos en el capítulo 4 estos datos fueron proporcionados por el fabricante (INO NOI Institut National D'Optique/National Optics Institute).