Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

"Comparación entre el método tradicional de obtención de fase con el método de Takeda en la medición de la dispersión en fibras"

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física Aplicada

por

Efrén Santamaría Juárez

asesorado por

Juan Castillo Mixcóatl y Georgina Beltrán Pérez

Puebla Pue.
Noviembre 2015

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

”Comparación entre el método tradicional de obtención de fase con el método de Takeda en la medición de la dispersión en fibras”

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física Aplicada

por

Efrén Santamaría Juárez

asesorado por

Juan Castillo Mixcóatl y Georgina Beltrán Pérez

Puebla Pue.
Noviembre 2015

Título: "Comparación entre el método tradicional de obtención de fase con el método de Takeda en la medición de la dispersión en fibras"
Estudiante: Efrén Santamaría Juárez

COMITÉ

Severino Muñoz Aguirre
Presidente

Carlos Robledo Sánchez
Secretario

Alejandro Cornejo Rodríguez
Vocal

Alejandro Cornejo Rodríguez
Vocal

Juan Castillo Mixcóatl y Georgina Beltrán Pérez
Asesor

Índice general

Índice de figuras

Índice de tablas

Agradecimiento

Agradezco en primer lugar a mi madre María Alberta Juárez Martínez quien con su esfuerzo, apoyo, paciencia y confianza por el tiempo que me tomo acabar esta carrera.
A mis hermanos Luis, Gregorio, Raymundo y Juan Alberto que estuvieron cerca de mi brindándome su apoyo, sus experiencia, la conversaciones culturales que me ayudaron a tener una mejor visión de las cosas y sobre todo mi carrera, así como preocuparse por mí en los momentos en que me enfermaba.
A mis asesores Dr. Juan Castillo Mixcóatl y Dra. Georgina Beltrán Pérez por las recomendaciones y en las correcciones de la tesis, así como en el apoyo en el laboratorio para así obtener los resultados, pero sobre todo al Dr. Juan Castillo que siempre estuvo ahí para ayudarme en mis estudios, siempre estuvo disponible.
Al jurado Dr. Severino Muñoz Aguirre, Dr. Carlos Robledo Sánchez por su valioso tiempo brindado en la revisión y sugerencia en la tesis, pero también reconozco su labor como docente cuando tuve la oportunidad de que me impartieran clases.
Al Dr. Alejandro Cornejo Rodríguez que fuera parte del jurado, además de su apoyo, paciencia que me brindo para poder acabar la tesis de licenciatura, así como respaldarme para continuar mis estudios en el INAOE.
A Rosario Vazquez Axotla por el apoyo, el cariño y la motivación para salir adelante en los momentos más difíciles de la carrear, llenos de obstáculos, altas y bajas que sufrimos pero con la determinación de lograr acabar juntos esta carrera.
A mis compañeros de generación.

A todos ustedes Muchas Gracias.

Resumen

La dispersión temporal en fibras ópticas es un parámetro muy importante puesto que este efecto limita fuertemente la razón de transmisión de información a través de sistemas desarrollados. Existen distintos métodos para evaluar el llamado coeficiente de dispersión en fibras ópticas sin embargo uno de los más sencillos de implementar es aquel que se basa en el uso de un sistema interferométrico. En este tipo de arreglos la idea general es medir la diferencia de fase entre los brazos del interferómetro que se emplea de manera que en uno de ellos se coloque la fibra bajo estudio (señal) y en el otro, el haz se propage en aire (referencia). Con esto la diferencia de fase contiene la información del cambio del índice de refracción como una función de la longitud de onda (se debe usar una fuente de espectro amplio). De aquí que para obtener esta información es necesario evaluar la fase del interferograma espectral que se obtiene a la salida del interferómetro. Usualmente esta medición se lleva a cabo estableciendo las longitudes de onda para cada uno de los máximos locales de manera que la fase se incremente por un factor de 2π a medida que se pase de un máximo a otro, a esta técnica lo llamaremos a lo largo de este trabajo como la técnica tradicional de obtención de fase. En este trabajo se realiza una comparación general entre la técnica tradicional para obtener la fase y el llamado método de extracción de fase en el dominio de Fourier (a veces llamado método de Takeda) para determinar cuál de estos resulta una mejor herramienta al momento de determinar el coeficiente de dispersión en una fibra óptica. Particularmente se utilizó un trozo de fibra de 84 cm de largo llamada Truewave. Se muestran curvas de la fase obtenida en ambos métodos así como las recomendaciones generales que deben seguirse para obtener los mejores resultados posibles con ambos métodos.

Objetivos

El objetivo general de este trabajo es la comparación de entre el método tradicional y el conocido método de Fourier (Takeda), ambos, para la extracción de fase. Para lograr el objetivo anterior se propone los siguientes objetivos particulares:

- Desarrollar un programa en Matlab para la determinación de la fase mediante el método tradicional.
- Crear un programa para la determinación de la fase a través del método de Fourier.
- Implementar un programa para la determinación del coeficiente de dispersión en la fibra óptica bajo prueba, empleando la fase obtenida mediante el método tradicional y el método de Fourier.
- Comparar los resultados obtenidos en ambos métodos.

Introducción

La fibra óptica es un medio de transmisión utilizado principalmente en Internet y redes locales de datos. Permite enviar grandes cantidades de datos a largas distancias, a velocidades muy altas y con una alta fiabilidad. El modo de funcionamiento consiste en concentrar un haz de luz en el núcleo de la fibra, con un ángulo de reflexión suficiente (por encima del ángulo límite de reflexión total) para garantizar su propagación. Las principales ventajas es que al utilizar luz como portadora de la información, los pulsos no se ven afectados por las interferencias electromagnéticas. Su ancho de banda es muy grande, y con las técnicas de multiplexación adecuadas se pueden enviar hasta 100 haces de luz con longitudes de onda distintas a velocidades de 10 Gb/s. La dispersión es el fenómeno que limita de forma más importante la distancia y velocidad de transmisión de datos que se puede alcanzar con una fibra. La dispersión en la fibra puede ser de dos tipos: intermodal o cromática. En la fibra multimodo tenemos los dos tipos de dispersión pero la intermodal es la más significativa, mientras que en la fibra monomodo tan sólo tenemos dispersión cromática [1] .

La dispersión cromática se origina a partir de la variación del índice de refracción de una fibra óptica o un dispositivo óptico como una función de longitud de onda. Es una característica esencial para las fibras ópticas y muchos otros dispositivos fotónicos, ya que es un parámetro importante que afecta a la anchura de banda de un sistema de transmisión óptica de alta velocidad a través de ensanchamiento del pulso y la distorsión óptica no lineal.
Además, la pendiente de dispersión cromática o la segunda dispersión de orden (SOD) de una fibra es un parámetro importante en un sistema de multiplexación por división de longitud de onda (WDM). Si SOD no se gestiona con precisión con respecto a todas las longitudes de onda en un sistema WDM, "walk off"puede ocurrir cuando la dispersión se acumula en los canales más altos y más bajo de longitud de onda, que puede causar la distorsión de señal [$2-3$]. El método «time-of-flight» y el desplazamiento de fase de modulación (MPS) se utilizan para la medición de dispersión cromática [4].
Estos, se han desarrollado para muestras de fibras ópticas largas. El método «time-of-flight» es una forma de medir los retrasos temporales relativos de pulsos a diferentes longitudes de onda, mientras que la técnica de MPS mide el retardo de fase de una señal modulada en función de la longitud de onda.
A pesar de que el método MPS es una técnica estándar adaptado en la mayoría de las empresas de fabricación de fibra óptica, tiene una serie de inconvenientes. En primer lugar, la resolución del método está restringida debido a la estabilidad de la longitud de onda y la fluctuación de fase de una fuente de láser [4].
En segundo lugar, se requiere una configuración experimental complicado y equipos caros, como un modulador óptico de alta velocidad, un detector y un filtro óptico sintonizable. Por último, no se puede utilizar para la determinación de la dispersión cromática de una corta longitud de la fibra óptica.

El combate de la dispersión cromática es un área de investigación muy activa, donde continuamente se innovan y se descubren nuevos métodos para neutralizarla.
Dentro las numerosas técnicas que se utilizan, está la de utilizar dispositivos dispersivos cuya dispersión se oponga a la fibra. Dos de estos dispositivos son DCF (Fibra Compensadora de Dispersión Cromática) y DCFBG (Fiber Bragg Grating). El requisito que tienen que cumplir estos métodos de caracterización de dispositivos frente a la dispersión es que tienen que ser suficientemente precisos, rápidos y fáciles de utilizar por los usuarios.

La medición de la dispersión cromática juega un papel importante en limitar el ancho de banda al cual puede operar un sistema de comunicación óptico, en los sistemas de gran longitud se observa como los pulsos óptico digitales se ensanchan debido a tres elementos del sistema.
El primer elemento es que la dispersión cromática depende intrínsicamente de la fibra, lo cual se han venido mejorando conforme pasan los años, de igual forma como las atenuaciones de las fibras van disminuyendo.
El segundo elemento es la fuente de radiación que se usa, se espera menor ensanchamiento del pulso a medida que la fuente tiende a ser perfecta, esto es que emita una sola longitud de onda (monocromática) aunque esto no existe en realidad, lo que existen son fuentes quasi-monocrómaticas, como un diodo láser o un IRED.
El tercer elemento que limita el ancho de banda es el tramo de la fibra, lo cual hace que no se puedan tener sistemas de comunicación con longitudes infinitas.
Para realizar un sistema de fibra óptica se hacen dos análisis uno de ancho de banda (en estado pulsante) y el otro de análisis de potencia (en estado continuo «continuous wave») [1].

Capítulo 1

Fibras ópticas

Básicamente, una fibra óptica es un filamento delgado de algunas cuantas micras de diámetro de un material dieléctrico, generalmente óxido de silicio (SiO_2), el cual sirve como guía para una onda luminosa [$6-9$]. Como primera aproximación, la propagación de la luz en una fibra óptica puede ser explicada a partir de la óptica geométrica.

La Figura 1.1, muestra la estructura de una fibra óptica, la cual consta de un núcleo sólido de forma cilíndrica (núcleo) de radio a e índice de refracción n_1. El núcleo, a su vez, está rodeado por otro recubrimiento dieléctrico de índice de refracción n_2, menor que n_1 y finalmente las dos estructuras son encapsuladas en un material plástico que proporciona protección y facilidad en su manejo. Normalmente las fibras son 50/125, 62.5/125 o 10/125 nm, donde estos numeros representan las razones de los diametros de núcleo y cubierta. El índice de refracción es la relación de la velocidad de la luz en el espacio libre con respecto a la velocidad de propagación de la luz en un material, esto es:

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.1}$$

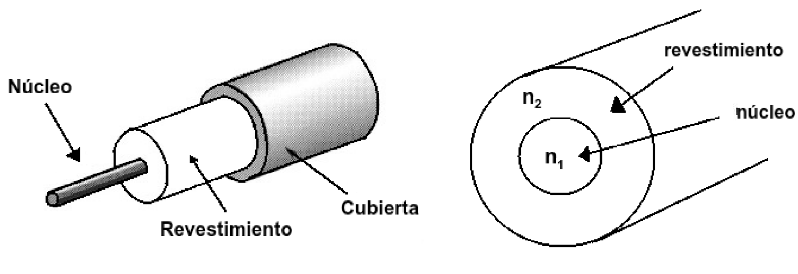

Figura 1.1: Guía de onda para luz en la que se puede ver el núcleo con índice de refracción n_1 rodeado de la envoltura con índice de refracción n_2. La condición es que $n_1 > n_2$

1.1. Leyes de la óptica geometrica

La luz puede trasmitirse, reflejarse o refractarse al incidir, con cierto ángulo, en la superficie de separación que existe entre dos medios de diferente índice de refracción. Si ambos medios son homogéneos y sin pérdidas, el resultado es una división del rayo en dos, uno reflejando y otro refractado, propagandose, cada uno de ellos por cada uno de los medios existentes. El primero lo hará siguiendo una trayectoria que forma un ángulo con la normal al plano de separación de los medios, igual al de incidencia, mientras que el refractado lo hará de acuerdo con la Ley de Snell (figura 1.2)

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \tag{1.2}$$

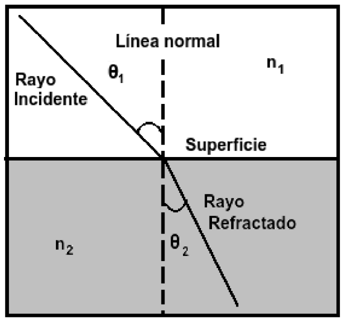

Figura 1.2: Representación de la ley de Snell

La figura 1.3 muestra el esquema de un corte longitudinal de una fibra óptica donde un rayo luminoso se encuentra confinado en el núcleo de la fibra. El rayo entra al núcleo de la fibra, proveniente de un medio de índice de refracción n_0 con un ángulo θ_0 con respecto al eje de la fibra y alcanza la superficie de separación de núcleo y el recubrimiento con un ángulo normal ϕ. Si el rayo alcanza esta superficie de separación con un ángulo tal que produzca la reflexión total interna, éste seguirá una trayectoria en forma de zigzag a lo largo del núcleo de la fibra, pasando por el eje de la guía después de cada reflexión.

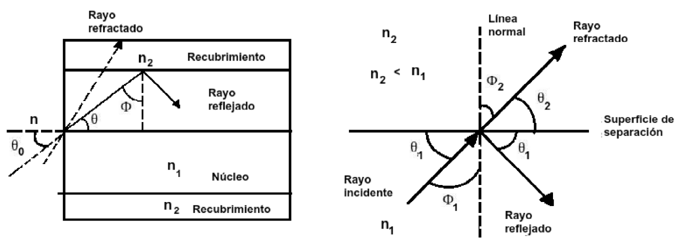

Figura 1.3: Representación de los mecanismos de propagación de un rayo luminoso a través de una fibra óptica

De la ecuación (1.3) el ángulo mínimo que producirá la reflexión total interna para el rayo luminoso está dado por la siguiente expresión:

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1} \tag{1.3}$$

Éste ángulo se le conoce como ángulo crítico. A continuación se utilizara este ángulo para definir el ángulo de aceptancia de la guia

1.2. Ángulo de aceptación

Una vez que hemos visto como se produce el guiado en una fibra perfecta debido a la reflexión total entre el núcleo y la recubrimiento, vamos a ir un poco más allá (aunque seguiremos considerando una fibra perfecta) en nuestro análisis y vamos a incluir un tercer medio, ya que la luz que hemos supuesto en el interior de la fibra ha entrado desde el exterior, desde un medio con un índice de refracción distinto a n_1 y n_2. No todos los rayos emitidos por una fuente luminosa se transmitirán en el interior de la fibra, en la figura (1.4) podemos ver un esquema en el que se aprecia que dos rayos distintos A y B seguirán distintas trayectorias en el interior de la fibra, el rayo será transmitido porque una vez en el interior su ángulo es menor que el crítico mientras que el B tiene un ángulo superior y llega al recubrimiento y se pierde por radiación al exterior. Todo rayo cuyo ángulo de entrada sea menor o igual que θ_a será guiado, mientras que si es mayor el rayo será radiado al exterior de la fibra, perdiendose su energía.

Por tanto el ángulo de aceptación θ_a será aquel que haga que cuando el rayo esté en el interior de la fibra su ángulo de incidencia con la intercara núcleo/recubrimiento sea el ángulo crítico. Si la fibra tiene una sección regular (es decir, no hay irregularidades en la intercara) todo rayo meridional cuyo ángulo de entrada en la fibra sea menor o igual que el ángulo de aceptación se reflejará totalmente en la intercara núcleo/recubrmiento y se transmitirá hasta el final de la fibra. Igualmente y por consideraciones de simetría a la salida de la fibra los rayos emergentes tendrán el mismo ángulo que a la entrada y por tanto todos los rayos a la salida tendrán un ángulo menor o igual que θ_a. Como aclaración final hay que decir que no es necesario que los rayos incidentes entren por el eje de la fibra, cualquier punto de la intercara entre el núcleo y el exterior será válido si durante la trayectoria en el interior de la fibra el rayo pasa por el eje.

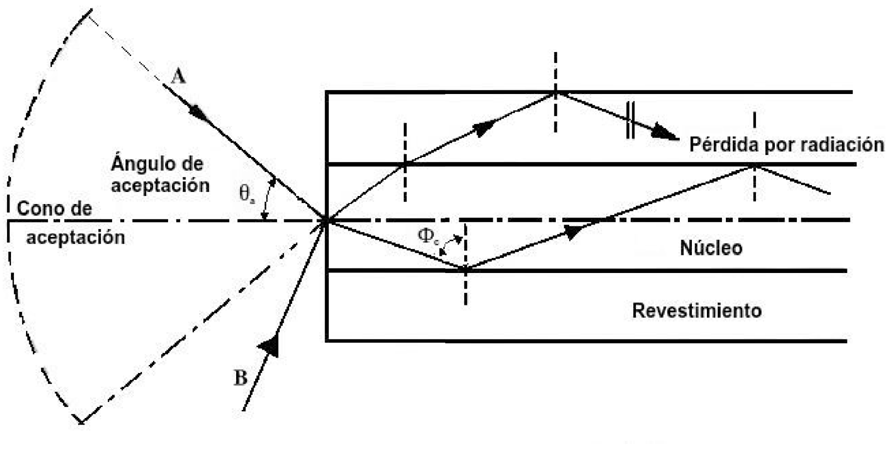

Figura 1.4: Visión esquemática del ángulo de aceptación θ_a cuando la luz entra en la fibra óptica.

1.3. Apertura numérica

Es posible, a partir de los índices de refracción del núcleo de la fibra, de la envoltura y del exterior, definir un término (que es el más aceptado para definir la facilidad para acoplar luz en la fibra) que es la apertura numérica (NA). Aunque pueda parecer pesado, volvemos a recordar que esto es sólo para rayos meridionales.

Si volvemos a mirar a la figura (1.4) y en ella al rayo A que es el que entra con un ángulo igual al de aceptación θ_a veremos que, el rayo inicialmente está en un medio de índice de refracción n_0, considerando la ley de Snell llegamos a

$$n_0 \sin(\theta_a) = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right) \tag{1.4}$$

ya que el ángulo entre el eje de la fibra y la intercara es de $\frac{\pi}{2}$ aplicando las leyes básicas de la trigonometría podemos deducir que

$$n_0 \sin(\theta_a) = n_1 \cos(\theta_c) \tag{1.5}$$

si usamos la relación $\sin^2(\phi) + \cos^2(\phi) = 1$ la ecuación anterior puede escribirse como

$$n_0 \sin(\theta_a) = n_1 \sqrt{1 - \sin^2(\theta_c)} \tag{1.6}$$

si sustituimos $\sin(\theta_c)$ según la ecuación (1.3)

$$NA = n_0 \sin(\theta_c) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \tag{1.7}$$

obtendremos la definición de la apertura numérica. Cuando el medio desde el que entra la luz sea el aire $n_0 = 1$ y la NA se reducirá a $\sin(\theta_c)$, ver figura 1.5

La NA también puede calcularse a partir de la diferencia relativa de índices de refracción entre Δ el núcleo y el recubrimiento de la fibra. Δ se define como

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}, si\Delta << 1 \tag{1.8}$$

si ahora reunimos las definiciones de NA y de Δ tendremos que

$$NA = n_1\sqrt{2\Delta} \tag{1.9}$$

Las ecuaciones (1.8) y (1.10) nos serán muy útiles para conocer la capacidad que tiene una fibra para aceptar luz. Este factor es independiente del diámetro hasta valores de aproximadamente 8 μm, por debajo de este valor la aproximación geométrica deja de ser válida, por qué motivo, por que para tener una visión realista habría que utilizar calculos a partir de teoría electromagnética.

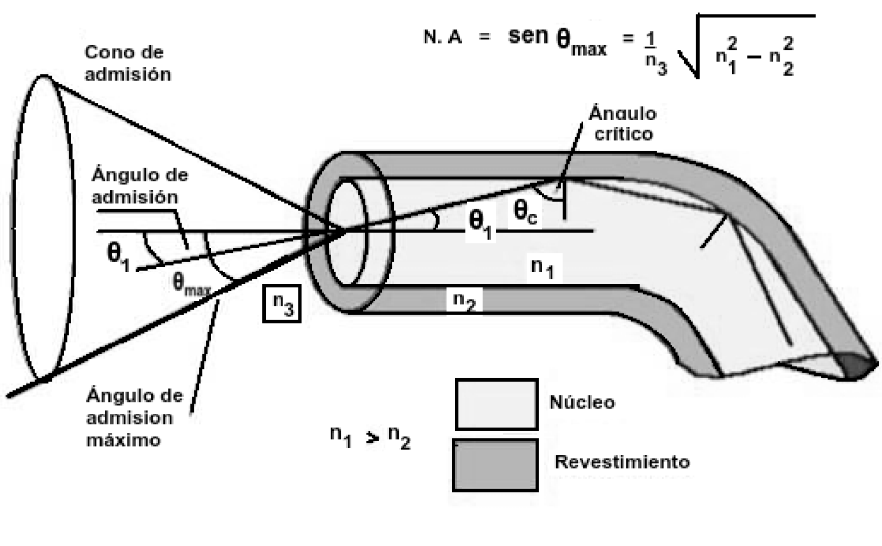

Figura 1.5: Cono que limita la incidencia de luz en la fibra óptica.

1.4. Teoría electromagnética para propagación óptica

Para entender mejor los fenómenos que se producen en una fibra óptica es necesario tener en cuenta la teoría de campos electromagnéticas, dado que nuestro interés no radica en el análisis fundamental de la transmisión sino en la compresión de sus conceptos, vamos a tratar sólo los puntos más relevantes aunque en algunos casos habrá partes que tendremos que aceptar como axiomas sin serlo [10]. Partiremos de la ecuación de una onda plana, la notación más usada de la cual es

$$\psi = \psi_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \tag{1.10}$$

donde ω es la frecuencia angular o pulsación de la onda, t es el tiempo, $\vec{k}$ es el vector de propagación y $\vec{r}$ es el punto espacial donde se observa la onda. Siendo λ la longitud de onda en el vacio, la magnitud del vector de propagación o constante de propagación de fase en el vacio k (donde $k = |\vec{k}|$) viene dada por

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{1.11}$$

k en este caso también se conoce como número de onda. Esta será nuestra base de partida.

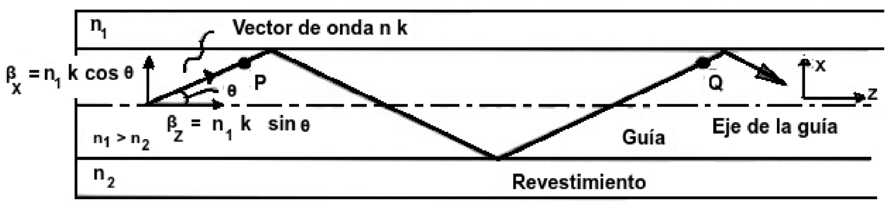

Figura 1.6: Onda plana y monocromática desplazándose en el interior de la guía, la línea oscura muestra su vector de onda o rayo equivalente

1.5. Modos en una guía-onda plana

No todos los rayos que entran en una fibra se transmiten, aunque su ángulo sea menor que el de aceptación, esto es debido a que no son rayos sino ondas. El análisis de una guía-onda cilíndrica es bastante complejo, es preferible entender lo que son los modos de propagación en una guía-onda plana. Vamos a pasar del concepto de rayo al de onda considerando el desplazamiento de una onda plana y monocromática por el camino en que antes consideramos que se desplazaba el rayo en el interior de la guía, para ayudarnos veamos la figura (1.6) [10]. Como el índice de refracción es n_1, la longitud de onda disminuye respecto a la del vacio quedando como $\frac{\lambda}{n_1}$, incrementando el número de onda hasta $n_1 k$. El vector de propagación o rayo equivalente se puede dividir en dos componentes, una en la dirección de la fibra (z) y otra perpendicular a ella (x). La componente de la constante de propagación de fase o número de onda en ambas direcciones quedará como sigue

$$\beta_z = n_1 k \cos\theta \tag{1.12}$$

$$\beta_x = n_1 k \sin\theta \tag{1.13}$$

La componente en la dirección x es reflejada en la intercara entre el núcleo y la envoltura, si cuando volvemos al mismo punto tras dos reflexiones (un camino completo) la fase ha cambiado $2m\pi$ radianes tendremos interferencia constructiva, si no será destructiva. Ahora ya podemos entender lo que significa un modo de propagación, sólo podrán propagarse aquellas ondas que tengan una interferencia constructiva, cada una tendrá un ángulo θ y una m por lo cual será llamada modo de propagación (en adelante modo). La forma en la hemos definido modo implica que el espesor de la guía-onda determinará el número de modos que pueden ser transmitidos ya que en una primera aproximación el número de modos que caben en una fibra se calcularía igual que el número de modos que cabían en una cavidad láser, si nos fijamos la definición es la misma, por tanto ese número de modos vendría definido por:

$$\#_{modos} = \frac{2l}{\lambda} \tag{1.14}$$

donde l es el espesor de la guía-onda y λ la longitud de onda del rayo transmitido. Cada modo formará una onda estacionaria en el eje x y tendrá una componente variable en el eje z, en la figura (1.7) pueden verse las ondas estacionarias de los cuatro primeros modos, cabe señalar que el campo está confinado en la guía pero no sólo en el nucleo sino también en la envoltura, a la parte que está en la envoltura se la llama onda evanescente.

Como la componente variable está sólo en el eje z se simplifica la notación y se llamará β a la componente en el eje variable, es decir, $\beta = \beta_z$ asumimos una dependencia temporal para la propagación de la onda electromagnética la parte variable resultará $\exp i(\omega - \beta z)$, siendo z la distancia recorrida en el eje z. La luz se define como una onda electromagnética y por tanto consiste en un campo eléctrico E y magnético H ambos variables y orientados de forma ortogonal. En la figura (1.7) se ha supuesto que H estaba en la dirección de propagación y E en el eje x, cuando esto ocurre tenemos modos transversales eléctricos o TE (como puede verse en la figura (1.7)), si cambiamos la dirección de los campos E y H tendríamos modos transversales magnéticos, en el caso de que el campo estviese confinado en dos direcciones (un cable de cobre, por ejemplo) podríamos tener modos transversales electromagnéticos o TEM (estos no ocurren en la transmisión por fibra).

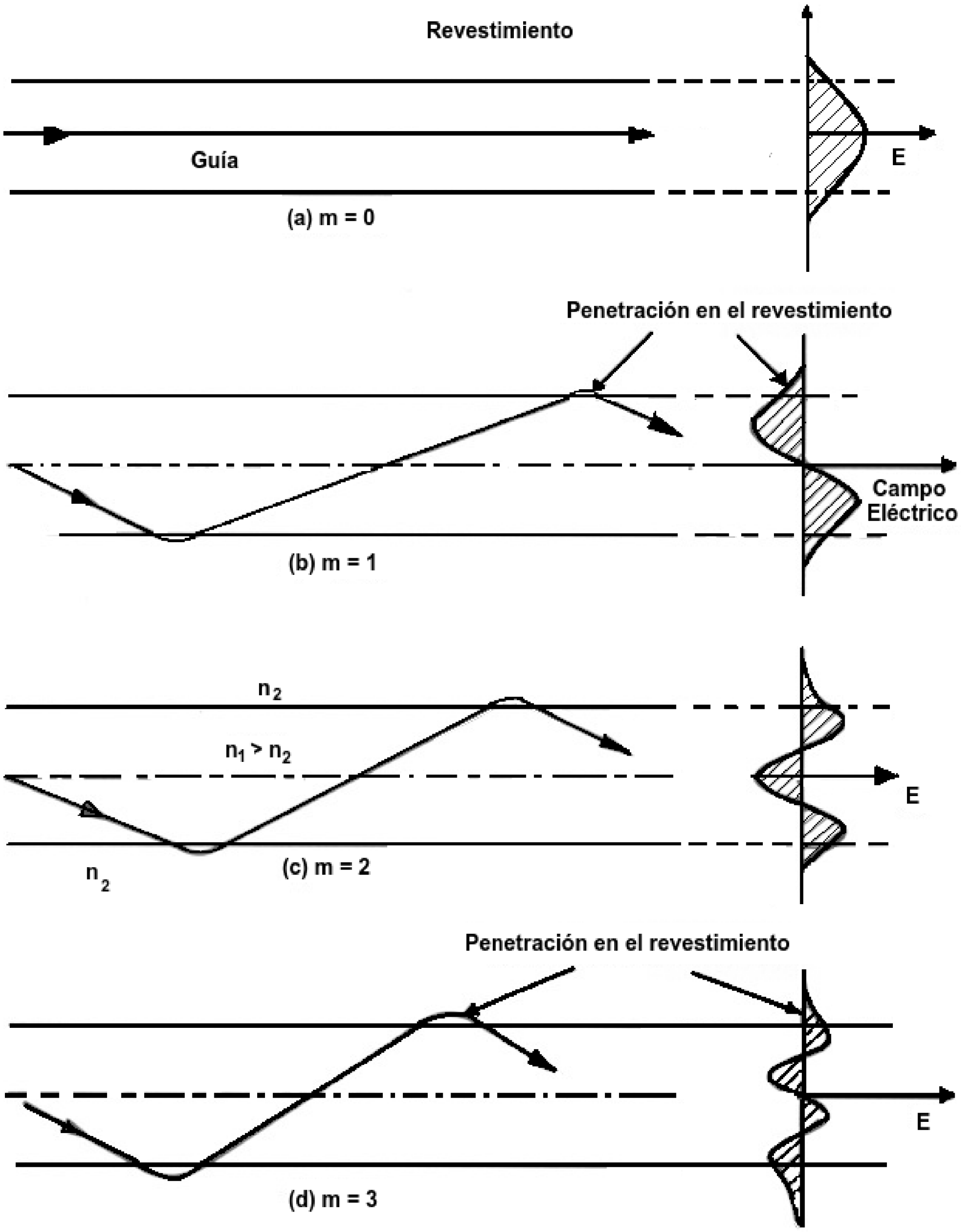

Figura 1.7: Los cuatro primeros modos de propagación y la componente estacionaria que generan en el eje x

1.6. Velocidad de fase y de grupo

Los frentes de onda es una superficie formada por puntos de fase constante. Cuando una onda monocromática se propaga en una guía-onda en el eje z el frente de onda se mueve a una velocidad llamada de fase que viene dada por:

$$\nu_p = \frac{\omega}{\beta} \tag{1.15}$$

donde ω es la pulsación o frecuencia angular y β el número de onda. El problema es que en la práctica es imposible tener ondas monocromáticas y las ondas luminosas están compuestas de la suma de ondas planas de distintas frecuencias. A menudo nos encontramos con la situación de que un grupo de ondas de frecuencia muy similares se propagan formando lo que se ha dado en llamar paquete de ondas. Para tener una idea de a que nos referimos en la figura (1.8) está representado un paquete de ondas. Este paquete no viaja a la velocidad de fase de ninguna de sus componentes sino a la velocidad de grupo ν_g que viene dada por:

$$\nu_g = \frac{d\omega}{d\beta} \tag{1.16}$$

Esta velocidad de grupo será de gran importancia para el estudio de las características de transmisión en la fibra óptica. Si la propagación fuera en un medio infinito (sin bordes) con índice de refracción n_1 la constante de propagación se hubiese escrito como:

$$\beta = n_1 k = n_1 \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n_1 \omega}{c} \tag{1.17}$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacio, utilizando ahora la ecuación (1.17) tenemos la siguiente ecuación que nos da también la velocidad de fase y que ya conociamos

$$\nu_p = \frac{c}{n_1} \tag{1.18}$$

De la misma forma la ecuación (1.17) puede desarrollarse si convertimos la ecuación en derivadas parciales en derivadas totales

$$\nu_g = \frac{d\lambda}{d\beta}\frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda}\left(n_1 \frac{2\pi}{\lambda}\right)^{-1}\left(\frac{-\omega}{\lambda}\right) = \frac{-\omega}{2\pi\lambda}\left(\frac{1}{\lambda}\frac{dn_1}{d\lambda} - \frac{n_1}{\lambda^2}\right)^{-1} = \frac{c}{\left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}\right)} = \frac{c}{N_g} \tag{1.19}$$

El parámetro $N_g = n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}$ se conoce como índice de refracción de grupo.

1.7. Campo evanescente

Una de las cosas que más sorprende cuando se empieza a estudiar temas relacionados con transmisión por fibra óptica es la existencia del campo evanescente. Como ya vimos en el apartado (1.5) en la figura (1.8) la onda estacionaria que se genera en cada uno de los modos no está totalmente confinada en el núcleo de la fibra, a pesar de que cuando estudiamos la transmisión desde el punto de vista geométrico dijimos que por debajo del ángulo crítico la reflexión era total. Hay una parte del campo para cada modo que está situado en la envoltura de la fibra, este campo tiene la misma forma funcional en todos los modos, es un campo exponencial decreciente. El campo evanescente tiene una justificación matemática que vamos a saltarnos , pero si podemos intentar entender otro tipo de justificación. Nosotros ya sabemos que cuando una onda, que se desplaza en un medio de índice de refracción n_1, se encuentra con otro medio de índice de refracción menor siendo el ángulo de incidencia mayor o igual que el crítico se produce reflexión total. Esto no impide que haya un determinado campo distinto de cero en la intercara (la onda no sabía que allí iba a encontrarse con

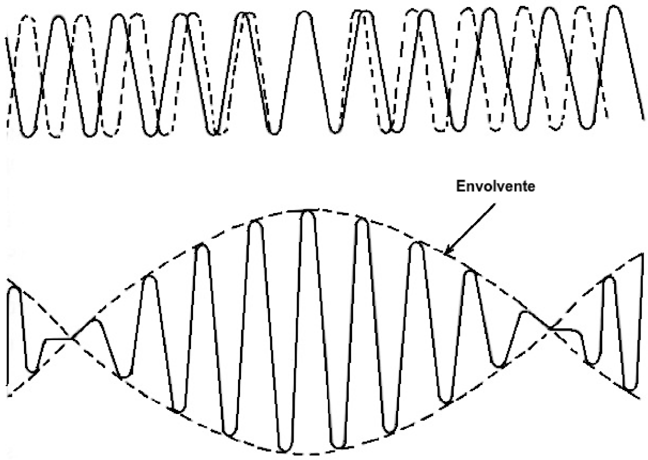

Figura 1.8: Formación de una paquete de ondas a partir de dos ondas de frecuencias similares. La envolvente del paquete de ondas viaja a la velocidad de grupo v_g

un cambio de índice de refracción). Las leyes del electromagnetísmo impiden las discontinuidades de campo, por tanto el campo no puede ser cero al otro lado de la intercara, pero támpoco puede transmitirse. La única solución que queda es que el campo se atenue en el segundo medio y como la funcion de onda tiene una forma exponencial el exponente que antes era un número complejo ahora deberá ser un número negativo. La existencia de este campo evanescente implica que ya no sólo es el núcleo de la fibra el que transmite la señal sino también la envoltura, por lo tanto será el conjunto el que tendrá que ser diseñado para el correcto funcionamiento como sistema de transmisión. Deberemos exigir buenas características a ambos componentes de la fibra.

Capítulo 2

Tipos de fibras ópticas

Las fibras ópticas se clasifican de acuerdo al modo de propagación que dentro de ellas describen los rayos de luz emitidos, ver figura 2.1. En esta clasificación existe dos tipos:

- Multimodo
- Modo único o monomodo.

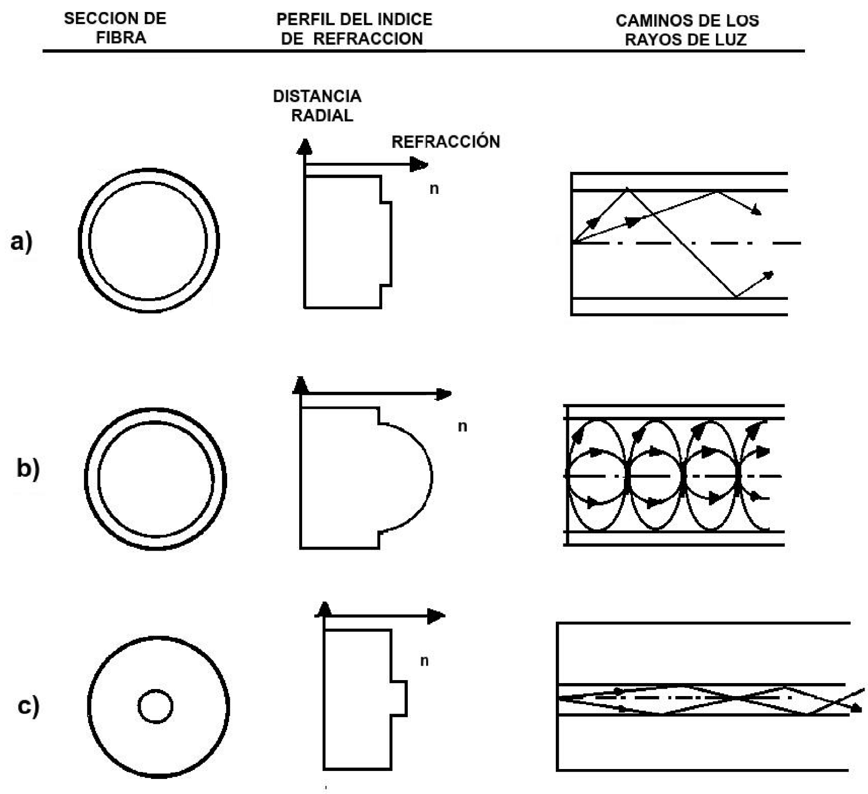

Figura 2.1: Tipo de fibra óptica: (a) fibra multimodo de salto de índice, (b) fibra multimodo de índice gradual y (c) fibra monomodo.

2.1. Fibras multimodo

Este tipo de fibra fue el primero en fabricarse y comercializarse. Su nombre proviene del hecho de que transporta múltiples modos de forma simultánea, ya que este tipo de fibras se caracteriza por tener un diámetro del núcleo mucho mayor que las fibras monomodo.

El número de modos que se propagan por una fibra óptica depende de de su apertura numérica o cono de aceptación de rayos de luz a la entrada. El mayor diámetro del núcleo facilita el acoplamiento de la fibra, pero su principal incoveniente es que tiene un ancho de banda reducido como consecuencia de la dispersión modal. Los diámetros de núcleo y recubrimento de estas fibras son 50/125 y 62.5/125 mm.

Existen dos tipos de fibras ópticas multimodo: de salto de índice y de índice gradual.

2.1.1. Fibras de índice escalonado

Son aquellas en las que las cuales el valor del índice de refracción en el núcleo permanece siempre constante y mayor que el valor del revestimiento. Como se conoce en la fabricación de una fibra un núcleo cilíndrico de vidrio o plástico con índice de refracción n_1 es cubierta por un recubrimiento igualmente de vidrio o plástico con un índice de refracción menor n_2.

Una fibra que esté constituida por un núcleo de vidrio y recubrimiento de plástico se le denomina fibra PCS (Plástic- Clad Silica). Se pueden obtener elevadas aperturas númericas (NA) con éste tipo de fibras que además se caracterizan por tener un diámetro de núcleo ancho, elevada atenuación y pequeño ancho de banda. Lo importante de éste tipo de fibra es que al ser elevado el NA, permite el uso de LED como emisor de superficie de bajo costo, así como conectores baratos.

En estos tipos de fibras los distintos modos de propagación o rayos siguen distintos caminos y llegan al otro extremo en instantes diferentes, provocando un ensanchamiento de la señal óptica transmitida.

El número máximo de modos de luz (caminos para los rayos de luz) que pueden existir en el núcleo de una fibra depende de su apertura númerica, de su dámetro y de la longitud de onda de la luz.

Ésta propiedad de la luz relacionada con el hecho de que la propagación de la potencia en las fibras ópticas puede dar en muchos modos, debe considerarse como una desventaja debido a que se generen muchas trazas y consecuentemente distintos tiempos de tránsito (Fenómeno Fading).

La luz de un emisor es distribuida uniformemente en el cono de aceptación de la fibra y la potencia óptica del pulso de entrada es distribuida uniformemente en todos los modos. Debido a que cada modo tiene un tiempo diferente de propagación (por que recorrerán distintas distancias), se producirá el efecto siguiente: Distorsión del pulso y se tendrá un ancho de banda limitado. A éste fenómeno se le llama la distorsión multimodo.

La distorsión multimodo recibe también el nombre de dispersión modal y la relación entre tiempos de recorridos del recubrimiento y del núcleo.

2.1.2. Fibras de índice gradual

Éste tipo de fibra consiste de un núcelo cuyo índice de refracción varía con la distancia a lo largo del eje con el objetivo de disminuir los efectos de la dispersion modal. Al igual que la fibra de índice escalonado, el núcleo está rodeado por el vidrio del cladding ó revestimiento de menor índice refractivo.

Las fibras de índice gradual ofrecen una buena aceptación de luz y ancho de banda, mejor de las ofrecidas por las fibras de índice escalonado. Otras características ofrecidas son:

- Diámetro del núcleo moderado
- Bajo NA
- Atenuación moderada.

El ancho de banda mejorado se debe a la estructura especial de la fibra que permite un índice de refracción distribuido.

Debido a que las velocidades de la luz decrece con el crecimiento del índice de refracción, la velocidad de la luz para modos cerca del centro del núcleo es menor que en la zona cerca al limite con el recubrimiento. Para perfiles parabólicos del índice de refracción, el tiempo de propagación reduce la distorsión debido a la propagación multimodo.
Las fibras de índice gradual fueron diseñadas especialmente para las telecomunicaciones, por largo tiempo los diámetros estándares han sidode 50 y 62.5 μm con cladding de 125 μm, alguna son fabricadas con un núcleo de 82.5 μm

2.2. Fibras monomodo

Estas fibras están caracterizadas por contener un núcleo de diámetro entre 8.3 a 10 μm, lo que permite que se transmita un único modo y se evite la dispersión multimodal. Los diámetros de núcleo y rcubrimiento para estas fibras son de 9/125 mm, pequeña NA, de baja atenuación y gran ancho de banda. Tiene una banda de paso del orden de los 100 GHz/Km. Los mayores flujos se consiguen con estas fibras, pero también es la más compleja de implantar, construir y manipular. El requerimiento básico para tener una fibra monomodo es que el núcleo sea lo suficientemente pequeño para restringir la comunicación a un solo modo. Este modo de orden menor puede propagarse en toda la fibra con núcleo pequeño. Desde que una transmisión en modo único evita la dispersión modal, el ruido modal, y otros efectos típicos de una transmisión multimodo, esta fibra puede transmitir señales a mayor velocidad y es que se ha adoptado como estándar en las telecomunicaciones.
Al tipo de fibra monomodo más simple, frecuentemente se le denomina fibra monomodo estándar, y tiene un perfil del tipo step-index, con una frontera de separación adrupta entre el índice superior del núcleo y el índice inferior del cladding.

2.2.1. Fibra óptica monomodo estandar

La fibra sin desplazamiento de dispersión, introducida en 1983 tiene una dispersión cromática baja en la ventana de 1300 nm y una alta dispersión cromática en la ventana de 1500 nm lo que reprensenta un obstáculo para largas distancias. Esta fibra se caracteriza por una atenuación en torno a los 0.2 dB/km y una dispersión cromática de unos 16 $ps/km-m$ en tercera ventana (1500 nm). La longitud de onda de dispersión nula se sitúa en torno a los 1310 nm (segunda ventana) donde su atenuación aumenta ligeramente.

Algunos ejemplos de este tipo de fibra serían: $SMF-28$ (Corning) y AllWave (Lucent). En el segundo caso, además, la fibra se caracteriza por eliminar el pico de absorción de OH, por lo que dispone de una mayor anchura espectral para la transmisión en sistemas multicanal CWDM

2.3. Fibra óptica dispersión desplazada

La fibra con desplazamiento de dispersión fue introducida en 1985 y se logra una dispersión cromática mínima en ambas ventanas 1300 y 1500 nm. A pesar de que esta fibra es muy atractiva para sistemas de un solo canal, tiene impedimentos para transmitir múltiples longitudes de onda de los amplificadores de erbio (EDFA), este tipo de fibra solamente permite la cuidadosa transmisión de longitud de onda seleccionadas.

Mediante la modificación geométrica del perfil de índice de refracción, se puede conseguir desplazando la longitud de onda de dispersión nula a la tercera ventana, surgiendo de este modo las fibras de dispersión desplazada. Sus pérdidas son ligeramente superiores (0.25 dB/km a 1500 nm), pero su principal inconveniente de los efectos no lineales, ya que su área efectiva es bastante más pequeña que en el caso de la fibra monomodo estándar.

2.4. Fibra óptica dispersión desplazada

Para resolver los problemas de no linealidad de la fibra de dispersión desplazada surgieron este tipo de fibras, que se caracterizan por valores de dispersión cromática reducidos pero no nulos. En el mercado se pueden encontrar fibras con valores de dispersión tanto positivos ($NZDSF+$) como negativos ($NZDSF-$), con el fin de ser utilizadas en sistemas de gestión de dispersión.

La fibra con deplazamiento de dispersión no cero se introdujo en 1995, esta fibra tiene una pequeña dispersión cromática en la banda de 1530 a 1565 nm. Teniendo una mínima dispersión que garantiza tanta tanto la transmisión de varias longitudes de onda y alcanzar grandes distancias antes de requerir regeneradores.

Algunos ejemplos se este tipo de fibras serían: LEAF(Corning), True-Wave (Lucent) y Teralight (Alcatel).

2.5. Fibra óptica de cristal fotónico

Recientemente han surgido un nuevo tipo de fibras de silice caracterizada por una microestructura de agujeros de aire que se extiende a lo largo de la misma. El inusual mecanismo de guiado, basado en el denominado guiado intrabanda, hace que se presenten toda una serie de propiedades únicas que la diferencia de la fibra ordinaria.

Entre estas propiedades, destaca la posibilidad de construirlas con núcleos de tamaño muy pequeño para acrecentar los efectos no lineales, así como con bandas de propagación monomodo muy extensas. Además, la dispersión cromática de estas fibras puede ajustarse mediante el diseño adecuado de su geometría, o sea de su microestructuras, pudiendo obtenerse valores inalcanzables con la tecnología de fibra óptica convencional.

2.6. Fibra óptica de plastico

Las fibra óptica de plastico constituyen una solución de bajo costo para realizar conexiones ópticas en distancia cortas, como por ejemplo en el interior de dispositivos, automóviles, redes en el hogar, etc.

Se caracterizan por una pérdidas de $0{,}15 - 0{,}2$ dB/m a 659 nm (se suele emplear como transmisor un LED rojo) y por un ancho de banda reducido como consecuencia de su gran apertura numérica (diámetro de núcleo de orden de 1 mm).

Ofrecen como ventajas un manejo e instalación sencilla y una robustez. Como ejemplo, las pérdidas que se producen son muy bajas con radios de curvatura de hasta 25 mm, lo que facilita su instalación en paredes y lugares estrechos. Además, avances recientes están propiciando mayores anchos de banda y distancias.

2.7. Frecuencia de corte para la fibra monomodo

Un parámetro para las fibras monomodo es la frecuencia de corte, la cual es designada por λ_{corte} y especifica el valor más pequeño de longitud de onda para el cual existe sólo el modo fundamental, esto es, la fibra trasmite luz en un solo modo únicamente para longitudes de onda mayores que λ_{corte}. La fibra soporta más de un modo si la longitud de onda de luz es menor que λ_{corte}. Una fibra es monomodo a 1310 nm, y a 1550 nm, pero no necesariamente a 850 nm.

Cuando una fibra es fabricada para uso monomodo la λ_{corte} usualmente se elige mucho menor que la longitud de onda de operación deseada. Por ejemplo, una fibra monomodo fabricada para una λ de operación de 1310 nm puede tener una λ de corte de 1275 nm

2.8. Fibras índice escalonado multimodo

A partir de la teoría de rayos, el modo más rápido y más lento podemos deducir que son respectivamente el rayo que va por el eje de la fibra a través del núcleo, en dirección hacia el revestimiento, produciendo un ángulo crítico, producido por el cambio de índice entre el núcleo y el revestimiento (supongamos que esté, hay un modo permitido). Los caminos que toman cada uno de estos rayos en una fibra perfecta se pueden ver en la figura (2.2). El retardo entre la llegada de estos modos cuando viajan a través de una fibra nos permite una estimación de la dispersión intermodal. Como los dos rayos viajan a la misma velocidad, ya que atraviesan el mismo material de índice de refracción n_1, la diferencia temporal en recorrer la fibra vendrá determinada por la diferencia entre sus caminos ópticos, así pues el tiempo que tarda el rayo axial para una fibra de longitud L será

$$T_{min} = \frac{L}{\nu} = \frac{L}{\left(\frac{c}{n_1}\right)} = \frac{Ln_1}{c} \tag{2.1}$$

mientras que para el rayo con ángulo crítico el tiempo será el máximo y valdrá

$$T_{max} = \frac{\left(\frac{L}{\cos\theta}\right)}{\left(\frac{c}{n_1}\right)} = \frac{Ln_1}{c\cos\theta} \tag{2.2}$$

si utilizamos la ley de Snell ecuación (1.2)

$$\sin\theta_c = \frac{n_1}{n_2} = \cos\theta \tag{2.3}$$

y sustituimos en la ecuación (2.2) obtenemos

$$T_{max} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} \tag{2.4}$$

si ahora hacemos la diferencia entre el T_{min} y el T_{max} obtendremos δT_s la diferencia entre los dos modos citados

$$\delta T_s = T_{max} - T_{min} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} - \frac{Ln_1}{c} = \frac{Ln_1}{c}\left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) \tag{2.5}$$

que puede aproximarse como

$$\delta T_s \approx \frac{Ln_1\Delta}{c}, si\Delta << 1 \tag{2.6}$$

utilizando la relación entre Δ y NA obtenemos

$$\delta T_s \approx \frac{Ln_1(NA)^2}{2n_1c}, si\Delta << 1 \tag{2.7}$$

Las expresiones (2.6) y (2.7) se usan para estimar el ensanchamiento máximo en una fibra abrupta debido a dispersión modal, de todas formas hay que tener encuenta que no hemos utilizado para nada los rayos no axiales que tienen ángulos de apertura $\theta_{as} > \theta_a$. Si ahora queremos ver el ancho de banda de nuestro sistema deberíamos ver cuanto valdría el valor cuadrático medio para obtener la velocidad de transmisión y con ella obtener el ancho de banda del sistema. Cuando la señal de entrada a la fibra es un pulso $p_i(t)$ de área unidad tenemos que

$$\int_{-\infty}^{\infty} p_i(t)dt = 1 \tag{2.8}$$

y que la la altura del pulso es constante e igual a $\frac{1}{\delta T_s}$ durante el intervalo

$$\frac{-\delta T_s}{2} \leq p(t) \leq \frac{\delta T_s}{2} \tag{2.9}$$

El ensanchamiento cuadrático medio σ_s a la salida de la fibra debido a la dispersión modal para una fibra abrupta multimodo cumple por definición

$$\sigma_s^2 = M_2 - M_1^2 \tag{2.10}$$

donde M_1 es el valor medio del pulso (primer momento temporal) y M_2 es el valor cuadrático medio (segundo momento temporal). Así pues

$$M_1 = \int_{-\infty}^{\infty} tp_i(t)dt \tag{2.11}$$

$$M_2 = \int_{-\infty}^{\infty} t^2 p_i(t)dt \tag{2.12}$$

El valor medio M_1 es cero y por tanto tenemos que

$$\sigma_s^2 = M_2 = \int_{-\infty}^{\infty} t^2 p_i(t)dt \tag{2.13}$$

si integramos en la zona en que la señal es distinta de cero tenemos que

$$\sigma_s^2 = M_2 = \int_{\frac{-\delta T_s}{2}}^{\frac{\delta T_s}{2}} t^2 \frac{1}{\delta T_s} dt = \frac{1}{\delta T_s}\left[\frac{t^3}{3}\right]_{\frac{-\delta T_s}{2}}^{\frac{\delta T_s}{2}} = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{\delta T_s}\right)^2 \tag{2.14}$$

sustituyendo en la ecuación (2.6) resulta

$$\sigma_s \approx \frac{Ln_1\Delta}{2\sqrt{3c}} \approx \frac{L(NA)^2}{4\sqrt{3}n_1c} \tag{2.15}$$

De esta fórmula podemos deducir que el ensanchamiento de un pulso es directamente proporcional a Δ y a L y por lo tanto para reducir la dispersión modal de índice escalonado el único sistema es reducir Δ, es decir, hacer que la fibra tenga un guiado débil. Esta solución tiene un inconveniente ya que disminuye θ_a y por tanto la NA complicando las condiciones de inyección de luz en la fibra.

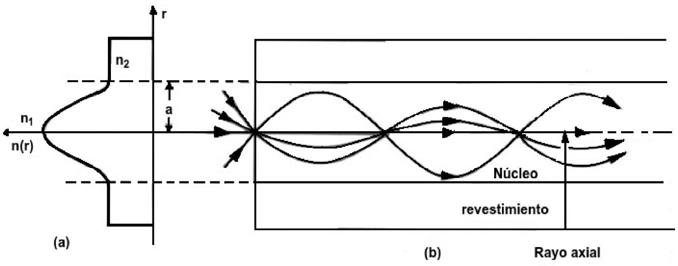

Figura 2.2: Fibra multimodo de índice gradual: (a) Perfil de índice de refracción parabólico; (b) Rayos meridionales en el núcleo de la fibra.

2.9. Fibras multimodo de índice gradual

La dispersión modal en fibras multimodo se reduce con el uso de fibras de índice gradual, de este modo las fibras graduales tienen mucho mayores anchos de banda. La razón para esta mejora puede entenderse observando el diagrama de rayos de la figura (2.2). La fibra de la figura tiene un perfil de índice de refracción parabólico, si recordamos la forma matemática del índice

$$n(r) = n_1\sqrt{1 - 2\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^2}, r < a(núcleo)$$

$$n(r) = n_1\sqrt{1 - 2\Delta}, r \geq a(revestimiento) \tag{2.16}$$

En la figura (2.2(b)) se pueden ver varios rayos en el núcleo de la fibra, puede apreciarse que ellos siguen trayectorias sinusoidales (ya lo vimos en el capítulo anterior) debido a el perfil de índice de la fibra. Ahora bien, como ya sabemos, la velocidad de grupo de cada modo es inversamente proporcional al índice de refracción local, de este modo y como las curvas que viajan a zonas más alejadas del eje de la fibra lo hacen por zonas de índice de refracción menor van a una velocidad media mayor y esto iguala los tiempos de transmisión de los distintos modos. Como los distintos rayos de la figura (2.2) son equivalentes a los modos citados hemos de concluir que este tipo de perfíl reduce las diferencias entre las velocidades medias de los modos y por tanto la dispersión modal.

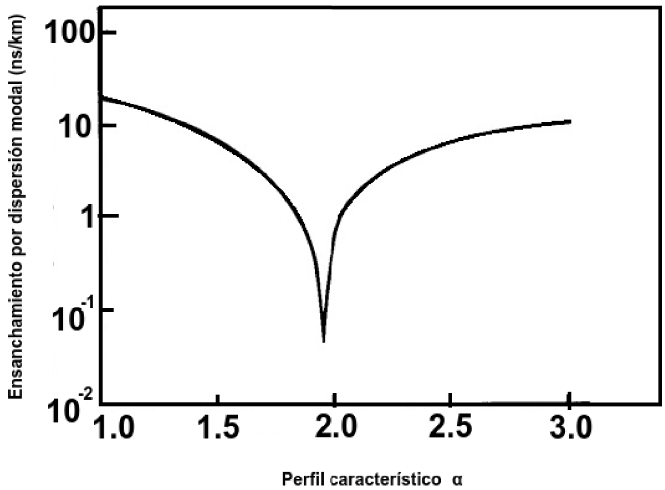

Figura 2.3: Ensanchamiento para una fibra gradual en función del perfil característico y para $\Delta = 1\,\%$.

La mejora obtenida utilizando una fibra parabólica frente a una abrupta (ambas multimodo) puede medirse si tenemos en cuenta la diferencia temporal entre el modo más lento y más rápido y lo comparamos con la ecuación (2.6). Las matemáticas son bastante más complejas en este caso por lo que daremos el dato directamente

$$\delta T_g = \frac{L n_1 \Delta^2}{8c} \tag{2.17}$$

La relación entre ambos retardos es

$$\frac{\delta T_s}{\delta T_g} = \frac{8}{\Delta} \tag{2.18}$$

entonces para una $\Delta = 0{,}02$ que es algo muy normal tendríamos que la relación sería 400. Este cálculo no es totalmente correcto ya que no se obtiene un ensanchamiento gaussiano en la dispersión en fibras graduales. La relación de los ensanchamientos cuadráticos medios entre una fibra parabólica y una abrupta se rige por la ecuación

$$\sigma_g = \frac{\Delta}{D}\sigma_s \tag{2.19}$$

donde D es una constante que vale entre 4 y 10 dependiendo del perfil exacto de la fibra. La α que determina el perfil de la fibra será muy importante para reducir el retardo modal. El perfil óptimo para reducir al máximo la dispersión modal resulta ser

$$\alpha_{opt} = 2 - \frac{12\Delta}{5} \tag{2.20}$$

con este perfil óptimo se pueden conseguir una mejora de 1000 respecto a una fibra de índice escalonado. Para que tengamos una visión gráfica de la diferencia que supone el perfil en la dispersión modal veamos la figura (2.3). Los perfiles prácticos que se pueden obtener en fibras restadolos permiten conseguir productos longitud-ancho de banda de entre 0.5 y 2.5 $GigaHertzKm$.

Capítulo 3

Características de transmisión de fibras ópticas

Las características de transmisión son de importancia primordial cuando se evalúa el uso de algún tipo de fibra. Las características de mayor interés son la atenuación (pérdidas de señal) y el ancho de banda. Inicialmente el desarrollo de la fibra vino determinado por el tremendo potencial de las comunicaciones ópticas en lo que se refiere al ancho de banda de transmisión, pero la gran limitación venía fijada por las enormes pérdidas. De hecho unos pocos metros de un bloque de vidrio eran suficientes para reducir la señal a niveles despreciables de señal. El arranque de las posibilidades reales de la fibra surgieron en 1970 cuando se anuncio la consecución de una fibra con una atenuación de 20 dB/Km, cantidad considerada la mínima para competir con las líneas de cobre. Desde entonces se han conseguido progresos considerables, las fibras comerciales tienen atenuaciones inferiores a 1 dB/Km, algunas fibras especiales han llegado a 0.01 dB/Km lo que posibilita la transmisión a distancias considerables sin regeneración de la señal. La otra característica importante a analizar es el ancho de banda real, este nos determina el número de bits que pueden transmitirse por unidad de tiempo. Cuando se consiguió bajar la atenuación a valores aceptables se empezó a trabajar en este punto consiguiendose anchos de banda de decenas de Gigahertz para distancias de varios kilómetros. En este capítulo vamos a tratar las características de transmisión óptica con detalle para poder entender los mecanismos que producen la atenuación y la dispersión temporal [10].

3.1. Atenuación

La atenuación o perdidas de transmisión han demostrado ser la espoleta que ha disparado la aceptación de estos sistemas como medio de transmisión en telecomunicaciones. La atenuación del canal es lo que fija la distancia entre repetidores (amplificadores de señal), así pues la fibra empezó a ser un medio muy interesante cuando bajó su atenuación por debajo de los 5 dB/Km que es la atenuación típica de un conductor metálico. La atenuación, como en los demás medios de transmisión, se mide en decibelios. El decibelio, que se usa para comparar dos niveles de potencia, se puede definir para una deteminada longitud de onda como el cociente entre la potencia óptica a la entrada de la fibra P_i y la potencia óptica a la salida P_0 según la siguiente fórmula:

$$\#decibelios(dB) = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_0} \tag{3.1}$$

Esta unidad logarítmica tiene la ventaja que las multiplicaciones y divisiones se transforman en sumas y restas, por lo contrario las sumas y restas aunque complejas no se usan casi nunca. En comunicaciones ópticas la atenuación se expresa en decibelios por unidad de longitud según.

$$\alpha_{dB} L = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_0} \tag{3.2}$$

donde α_{dB} es la atenuación por unidad de longitud y L es la longitud de la fibra.

Ahora sabemos como se define la atenuación, nos queda por conocer los mecanismos por los que esta se produce. Estos mecanismos dependen de la composición de la fibra, la técnica de preparación y purificación del material y la estructura de la fibra. Se dividen en áreas que incluyen la absorción del material, la dispersión del material (dispersión lineal y no lineal), perdidas por curvaturas y microcurvaturas y perdidas por acoplamiento hacia modos no permitidos o con pérdidas.

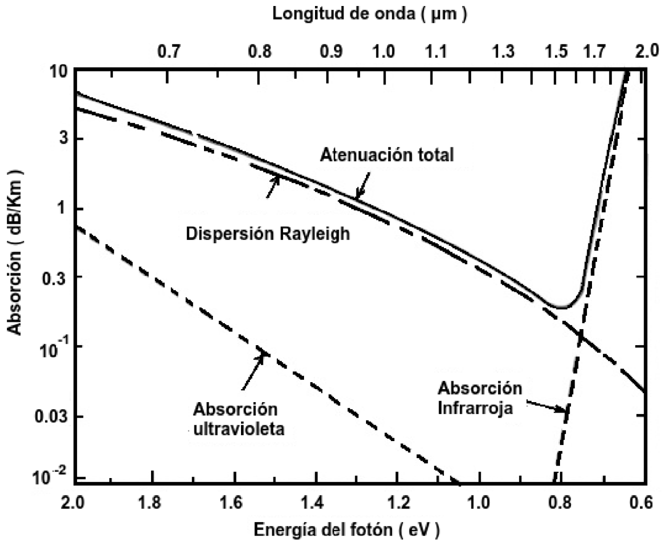

Figura 3.1: Espectro de atenuación teórico para los mecanismos de pérdidas intrínsecas en vidrios de $SiO_2 - GeO_2$

3.2. Pérdidas por absorción del material en fibras de sílice

Estas pérdidas son debidas a la composición de la fibra y al método de fabricación. La potencia perdida se transforma en calor en la fibra. La absorción puede ser intrínseca (causada por los componentes del vidrio) o extrínseca (causada por impurezas no deseadas).

3.3. Absorción intrínseca

Un vidrio de sílice tiene muy poca absorción debida a su estructura atómica en el rango espectral del infrarrojo cercano. Sin embargo, hay dos mecanismos de absorción intrínseca en otras zonas del espectro y que generan una absorción en el rango entre 0.8 y 1.7 μm. Esto puede apreciarse en la figura (3.1), donde se muestra la curva de atenuación en función de la energía del fotón y de la longitud de onda para un material sin ninguna impureza. Vemos las colas de dos picos de absorción, uno fundamental situado en la zona ultravioleta que es debido a excitación electrónica (cambio de nivel de un electrón) y otro en el infrarrojo (alrededor de las 7 μm) que se produce por la interacción de los fotones con vibraciones moleculares. Estan absorciones son las relacionadas con enlaces como los siguientes: $Si - O$ (9.2 mum), $Ge - O$ (11.0 μm). La atenuación de las fibras para $\lambda > 1.5 \mu m$ viene causada por las colas de estos picos. Ambos picos de absorción aunque lejanos de la zona de interés limitan la mínima atenuación que puede conseguirse. Los efectos principalmente de la absorción debida a las vibraciones moleculares pueden limitarse. Por ejemplo, en algunos vidrios sin contenido en óxidos como los compuestos de fluoruros y cloruros tienen sus picos de absorción mucho más alejados de la zona de interés, por encima de las 50 μm, reduciendo mucho la atenuación producida por la cola del pico.

Tabla 3.1: Perdidas por absorción causadas por algunas impurezas metálicas ionizadas (para una concentración de 10^{-9}), junto con la longitud de onda de máxima absorción.

	Pico de absorción (nm)	Atenuación (dB/Km)
Cr^{3+}	625	1.6
C^{2+}	685	0.1
Cu^{2+}	850	1.1
Fe^{2+}	1100	0.68
Fe^{3+}	400	0.15
Ni^{2+}	650	0.1
Mn^{3+}	460	0.2
V^{2+}	725	2.7

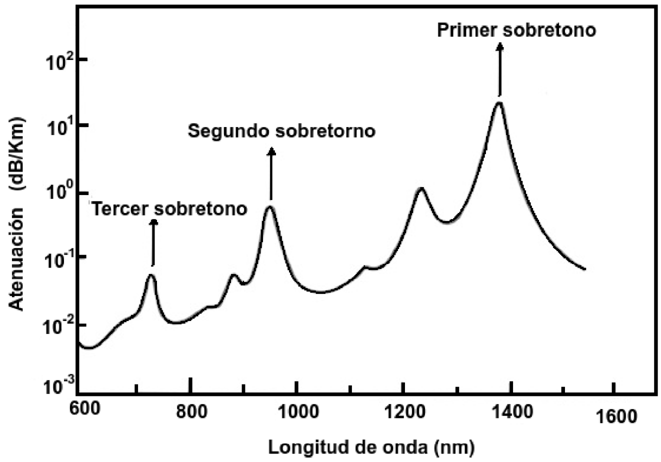

Figura 3.2: Espectro de absorción del ión OH^- en la sílice

3.4. Absorción extrínseca

En fibras comerciales fabricadas por medio de técnicas de manejo de material fundido, las principales fuentes de atenuación son causadas por la absorción de materiales no deseados que son típicamente metales de transición. Algunas de las impurezas más típicas se muestran en la tabla (3.1), junto con la concentración necesaria para causar la susodicha atenuación. La contaminación por metales de transición puede reducirse a niveles de concentración de 10^{10} mediante métodos como la oxidación en fase vapor que elimina gran parte de este problema. Otro problema relacionado con la absorción extrínseca es la causada por el agua (más concretamente el ión OH) disuelta en el vidrio. Este ión está ligado a la estructura del vidrio y tiene picos de absorción por vibración que pueden estar entre 2,7 y 4,2 μm dependiendo a que punto de la red del vidrio esté ligado. Estas vibraciones fundamentales dan sobretonos que aparecen de forma harmónica a $1{,}38, 0{,}95$ y $0{,}72 \mu m$, como puede verse en la figura (3.1). Además aparecen combinaciones de los sobretonos y las absorciones fundamentales del SiO_2 a 1.24, 1.13 y 0.88 μm con lo que se completa la figura

(3.2). Como todos son picos son bastante abruptos aparecen valles entre los picos en la zona de 1.3 y 1.55 μm donde la atenuación se reduce, aparecen lo que se han dado en llama las ventanas de transmisión.

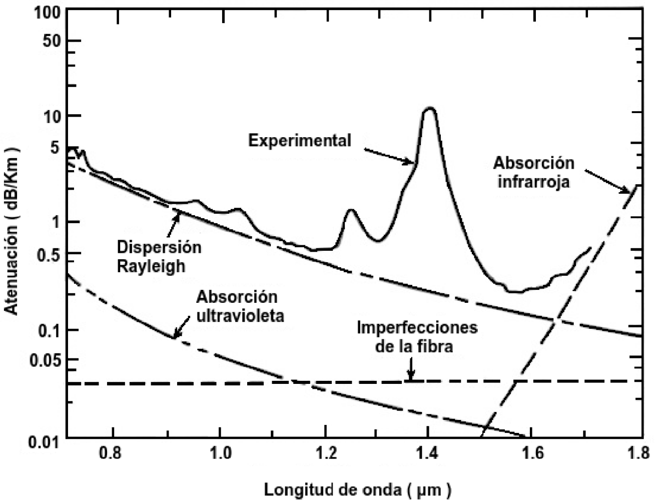

Figura 3.3: Espectro de atenuación medido para una fibra monomodo de ultra baja absorción. En la figura también aparecen los límites teóricos para la absorción intrínseca y Rayleigh

Hay tres ventanas las dos anteriormente citadas más otra alrededor de 0.8 μm (esta más por motivos históricos. Cuando en transmisión por fibra se habla de segunda ventana nos referimos a la transmisión en 1.3 μm y en tercera ventana en 1.55 μm. Si volvemos a mirar la figura (3.2) nos extrañaremos de que no se cite una ventana a 1.05 μm, la explicación la podemos encontrar en la figura (3.3), en ella se presenta una medida real de absorción de una fibra monomodo. Aquí podemos apreciar mejor la segunda y tercera ventana de transmisión. La primera viene dada por que en un principio los únicos emisores que existían con potencia suficiente eran los láseres de GaAs que emiten en el rango de las 0.8 μm.

3.5. Perdidas lineales por dispersión espacial

La dispersión lineal transfiere parte de la potencia contenida en un modo de propagación a otro modo de forma lineal (proporcional a la potencia del modo). Este proceso produce una atenuación ya que parte de la potencia transferida puede pasar a un modo no permitido que será radiado al exterior. Otra característica de este tipo de pérdidas es que no hay cambio de frecuencia (o longitud de onda) en el proceso de dispersión. Hay dos tipos principales en la dispersión lineal la Rayleigh y la Mie.

3.6. Dispersión Rayleigh

Es el mecanismos de dispersión predominante entre las colas de los picos de absorción ultravioleta e infrarrojo. Es causado por las inhomogeneidades de pequeña escala, pequeñas al compararlas con el tamaño de la longitud de onda transmitida. Estas inhomogeneidades se manifiestan como fluctuaciones del índice de refracción y surgen debido a variaciones de composición en la fibra que se producen cuando esta se enfría en su fabricación. Estas variaciones pueden ser reducidas mediante mejoras en la fabricación, pero las fluctuaciones de índice debidas a la congelación de defectos inhomogéneos (la densidad de defectos no es constante) es algo de caracter fundamental y no puede evitarse, esto es lo que se representa en la figura (3.1). La dispersión debido a estas inhomogeneidades, que ocurre en todas direcciones, produce una atenuación proporcional λ^-4 según la fórmula

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c K T_F \tag{3.3}$$

de entre los términos de los que depende la relación anterior nos interesan que es el índice de refracción y T_F que es una temperatura ficticia que depende del método de fabricación. Podemos apreciar que la atenuación disminuye con la longitud de onda, con lo que es preferible ir a longitudes de onda mayores (infrarrojo medio o lejano) y a índices de refracción menores (la elección del material también cuenta).

3.7. Dispersión Mie

La dispersión lineal también puede ser causada por inhomogeneidades de un tamaño similar a la longitud de onda transmitida. Son debidas a la estructura no exáctamente cilíndrica de la fibra que es causada por imperfecciones de la fibra como las irregularidades en la intercara núcleo-envoltura, estas pueden ser la variación de la diferencia del índice de refracción a lo largo de la fibra, fluctuaciones en el diámetro, tensiones o burbujas. Cuando la inhomogeneidad es mayor que $\lambda = 10$ la intensidad dispersada depende mucho del ángulo. Esta dispersión puede aminorarse

- reduciendo las imperfecciones debidas al proceso de fabricación
- controlar el proceso de la extrusión y recubrimiento
- incrementar la diferencia de índices de refracción.

de este modo se puede reducir este tipo de dispersión a niveles despreciables.

3.8. Perdidas no lineales por dispersión

La fibras ópticas no siempre se comportan como canales de transmisión lineales en los cuales el incremento en la potencia de entrada implique un incremento proporcional de la potencia de salida. Hay varios efectos no lineales que en el caso que nos ocupa, la dispersión, provoca unos incrementos muy altos en la atenuación. Este efecto ocurre para elevadas potencias ópticas. Esta dispersión no lineal genera que potencia de un modo sea transferida a otro, tanto en la misma dirección de propagación como en la contraria, este otro modo tendrá además una longitud de onda distinta. Esta disperción depende fuertemente de la densidad de potencia óptica y sólo es significativa sobre determinados umbrales de potencia. Los dos tipos de dispersión más importantes son la dispersión por estimulación Brillouin y la Raman, ambos tipos sólo son observados a altas densidades de potencia en fibras ópticas monomodo de gran longitud. Estos fenomenos dispersivos de hecho proporcionan ganancia óptica pero con una variación de la longitud de onda. Estos fenomenos pueden aprovecharse para amplificación óptica .

3.9. Dispersión por estimulación Brillouin

La dispersión por estimulación Brillouin puede explicarse como una modulación de la luz debida a vibraciones térmicas moleculares en el interior de la fibra. La luz dispersada aparece como unas bandas de frecuencia laterales (como una modulación de frecuencia), estas bandas laterales aparecen en transmisión en la dirección contraria a la de la luz dispersada. Aparte detalles físicos que no son nuestra prioridad podemos establecer que el umbral de potencia P_B para el que aparece esta dispersión es

$$P_B = 4{,}410^{-}3d^2\lambda^2\alpha_{dB}\nu \tag{3.4}$$

donde d y λ son el diámetro del núcleo y la longitud de onda transmitida, ambas en micrometros, α_{dB} es la atenuación de la fibra en decibelios por kilómetro y ν es el ancho de banda de emisión (láser) en gigaherzios.

3.10. Dispersión por estimulación Raman

La dispersión por estimulación Raman es similar a la Brillouin excepto porque la modulación que genera las bandas laterales se produce a mayor frecuencia (las bandas están más alejadas de la frecuencia fundamental). La dispersión Raman puede ocurrir tanto en la dirección de la propagación como en la contraria y suele tener una potencia umbral P_R unos tres ordenes de magnitud mayor que la Brillouin. Usando el mismo criterio para las variables que en el apartado anterior podemos ver que

$$P_R = 5{,}910^{-2}d^2\lambda\alpha_{dB} \tag{3.5}$$

podemos deducir que pueden evitarse estos tipos de dispersión si se transmite por debajo de un cierto nivel de potencia óptica y que la dispersión Raman ocurre para un nivel de potencia en este caso superior en setenta veces a la Brillouin. Se han observado dispersiones Brillouin para niveles de potencia de $10mW$. Los umbrales para las dispersiones no lineales en las fibras multimodo son tan elevados que no sueleb presentarse, debemos recordar que el diámetro de estas es muy superior.

3.11. Transmisión en el infrarrojo medio y lejano

En la zona del infrarrojo cercano la atenuación fundamental de la fibra está dominada por la dispersión Rayleigh y por el borde de absorción infrarrojo (figura (3.3)). Las pérdidas totales de la fibra disminuyen cuando λ aumenta hasta llegar a un mínimo alrededor de las 1,55 μm, para longitudes de onda mayores vuelve a aumentar la absorción debido al borde infrarrojo. Las absorciones de las que hablamos son fundamentales y no pueden ser reducidas, la única forma, pues, de reducir la absorción de la fibra es desplazarse a longitudes de onda mayores en el infrarrojo medio (2-5 μm) y lejano (8-12 μm) si conseguimos desplazar el borde de absorción infrarrojo también hacia esas longitudes de onda.

La forma de reducir la atenuación total es cambiar el material de la fibra para que las absorciones debidas a vibraciones térmicas moleculares. Las investigaciones en este tipo de fibras intentar conseguir atenuaciones muy pequeñas para sistemas de transmisión de larga distancia sin repetidores, no vamos a insistir en composiciones materiales, sólo nos interesa analizar la figura (3.4), en la que podemos ver como se pueden conseguir atenuaciones teóricas inferiores a los 0,01 dB/Km para fibras de B_aF_2 y Z_nCl_2. El problema de este tipo de fibras es que no hay emisores para estas longitutes de onda con eficiencia suficiente para una transmisión correcta.

3.12. Diferencias entre tipos de fibras

Los tres tipos típicos de fibras y su efecto sobre la dispersión temporal de las señales que se transmiten por ellas están representadas en la figura (3.5).

Puede observarse que las fibras multimodo sufren de una dispersión temporal mayor que las monomodo y entre las multimodo la de índice abrupto tienen una dispersión mucho mayor que las de índice gradual. El ancho de banda de las fibras monomodo está en el rango de la Gigahertz mientras que en las multimodo estamos en el rango de entre decenas a cientos de Megahertz. Por supuesto no sólo el tipo de fibra fija el ancho de banda sino también la longitud del enlace,

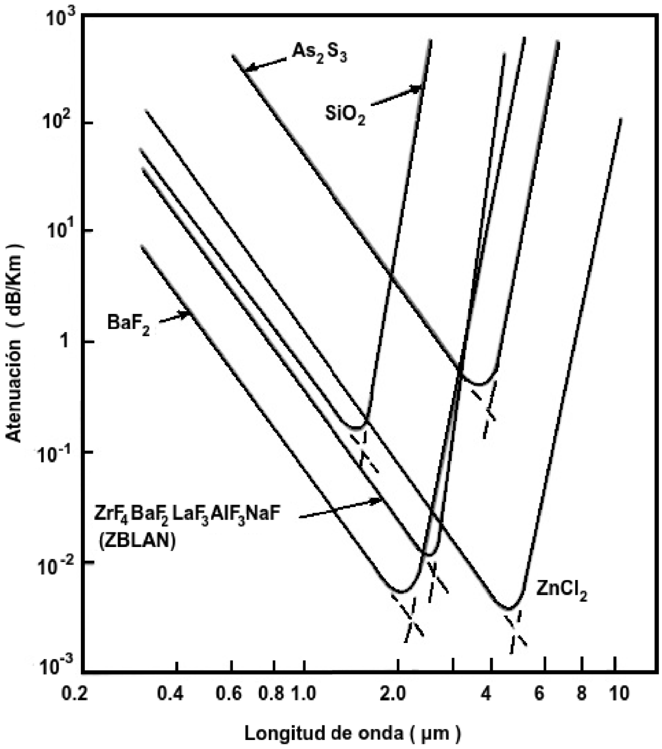

Figura 3.4: Pérdidas intrínsecas teóricas para algunos materiales válidos para la transmisión en infrarrojo medio y lejano.

así pues para la comunicación por fibra óptica entre dos puntos el ancho de banda una vez fijado el tipo de fibra viene determinado por la distancia entre repetidores regenerativos (amplifican la señal y la regeneran eliminando pues el ensanchamiento). Tras estos datos ya podemos entender el motivo por el cual la medida de las propiedades dispersivas de una fibra concreta se hace como el ensanchamiento de la señal (tiempo) sobre una unidad de distancia, por ejemplo ns/Km.

El ancho de banda es inversamente proporcional a la distancia, esto conduce a la definición de un parámetro para la capacidad de la fibra para transmitir información, este parámetro se conoce como el producto longitud-ancho de banda (LB_opt). Como valores típicos de este parámetro (perdidas intrínsecas en materiales para los tres tipos de fibras de la figura (3.4) tenemos 20 *Megahertz Km*, 1 *Gigaherztz Km* y 100 *Gigaherztz Km* para las fibras abruptas multimodo, graduales multimodo y monomodo respectivamente. Para saber a que se debe la dispersión temporal hay que conocer los mecanismos por los que esta se produce.

3.13. Dispersión temporal intramodal

La dispersión intramodal o cromática puede darse en todos los tipos de fibra y es debido a que el emisor óptico no es totalmente monocromático sino que tiene un ancho de banda espectral. En el caso de los láseres el ancho de banda es pequeño pero en los LEDs ya es un porcentaje significativo respecto a la frecuencia central de emisión, este ancho de banda no nulo implica que puede haber diferencias en la velocidad de transmisión de cada una de las componentes espectrales de la señal. Las diferencias en la velocidad de transmisión ensancharán los pulsos de luz dentro de un modo, por ello se llama intramodal. Las diferencias en los retardos de las diferentes componentes cromáticas de cada modo pueden ser debidas a dos motivos, las propiedades dispersivas del material de la fibra (dispersión del material) y al guiado en la estructura de la fibra (dispersión de la guía-onda).

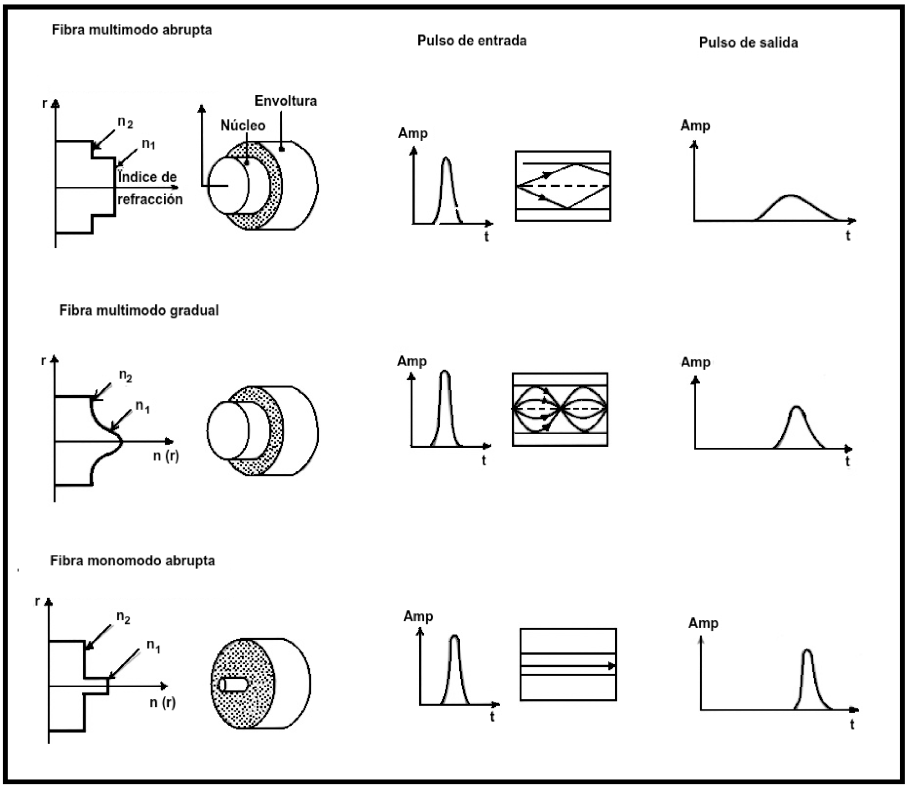

Figura 3.5: Representación de una fibra abrupta multimodo, una gradual multimodo y una abrupta monomodo. En cada una se muestra el ensanchamiento por dispersión temporal.

3.14. Dispersión del material

El ensanchamiento del pulso debido a la dispersión del material es el resultado de las velocidades de los distintos componentes cromáticos que forman parte del espectro del emisor. La velocidad de fase de una onda plana propagándose en el interior de la fibra varía de forma no lineal con la longitud de onda, se dice que un dieléctrico sufre de dispersión del material cuando la segunda derivada del índice de refracción frente a la longitud de onda es distinto de cero ($\frac{d\beta}{d\omega} \neq 0$). El ensanchamiento del pulso debido a la dispersión del material puede obtenerse a partir del retardo de grupo τ_g que es la inversa de la velocidad de grupo ν_g. El retardo de grupo es entonces

$$\tau_g = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{c}\left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}\right) \tag{3.6}$$

donde n_1 es el índice de refracción del núcleo de la fibra . El tiempo que tarda un pulso τ_m determinado para atravesar una fibra de longitud L es pues

$$\tau_m = \frac{L}{c}\left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}\right) \tag{3.7}$$

Para un emisor con anchura espectral de valor cuadrático medio σ_λ y una longitud de onda media λ el valor cuadrático medio del ensanchamiento debido a la dispersión material σ_m puede obtenerse de la expansión en serie de Taylor de la ecuación (3.7) tomando como variable λ según

$$\sigma_m = \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} + 2\sigma_\lambda \left(\frac{d^2\tau_m}{d\lambda^2}\right) + ... \tag{3.8}$$

como el primer término de la ecuación anterior es el que típicamente domina podemos aproximarla por

$$\sigma_m \approx \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} \tag{3.9}$$

ahora si derivamos la ecuación (3.7) respecto a λ

$$\frac{d\tau_m}{d\lambda} = \frac{L\lambda}{c}\left(\frac{dn_1}{d\lambda} - \frac{d^2n_1}{d\lambda^2} - \frac{dn_1}{d\lambda}\right) = \frac{-L\lambda}{c}\left(\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right) \tag{3.10}$$

Sustituyendo en la ecuación (3.9) obtenemos

$$\sigma_m \approx \frac{\sigma_\lambda L}{c}\left|\lambda\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right| \tag{3.11}$$

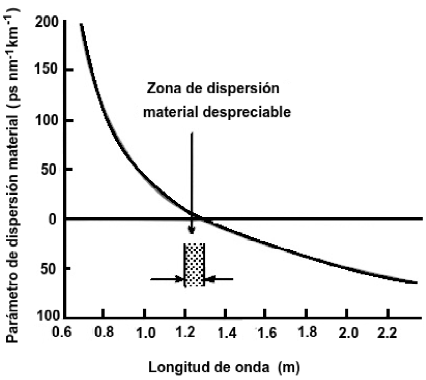

Figura 3.6: El parámetro de dispersión del material frente a la longitud de onda para la sílice.

La dispersión del material para fibras ópticas suele darse como el valor $\left|\lambda^2\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right|$ o también como $\left|\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right|$. Sin embargo lo más normal es proporcionar el parámetro de dispersión del material M que se define como

$$M = \frac{1}{L}\frac{d\tau_m}{d\lambda} = \frac{\lambda}{c}\left|\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}\right| \tag{3.12}$$

y que típicamente tiene como unidades $psnm^{-1}Km^{-1}$

En la figura (3.6) puede verse M frente a λ para la sílice. Podemos observar que M tiende a cero en una zona del espectro alrededor de 1.3 μm. Este detalle nos proporciona un nuevo acicate (además de la menor atenuación) para utilizar longitudes de onda superiores a las 0.8 μm. Otro método de reducir la dispersión material es utilizar emisores de ancho de banda espectral estrecho y por tanto prima a los láseres frente a los LEDs.

3.15. Dispersión de la guía-onda

El fenómeno de guiado en el interior de la fibra también puede causar dispersión temporal. Es debido a la variación de la velocidad de grupo con la longitud de onda para un modo particular. Basándonos en la aproximación geométrica sabemos que un modo se define con el ángulo que hay entre el rayo y el eje de la fibra. Si este ángulo se modificara al cambiar la longitud de onda tendríamos dispersión ya que los caminos recorridos serían distintos para cada longitrud de onda. Para un modo cuya constante de propagación es β, tendremos dispersión de la guía-onda si ($\frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \neq 0$). Las fibras multimodo en las que los modos principales se transmiten lejos de la longitud de onda de corte están prácticamente libres de este fenómeno, de hecho es despreciable frente a la dispersión del material. En las fibras monomodo el modo fundamental está cercano a la longitud de onda de corte y la dispersión de la guía-onda ya no es despreciable, aunque es difícil separar ambos tipos de dispersión de forma numérica.

3.16. Dispersión temporal intermodal

El ensanchamiento de los pulsos debido a dispersión temporal intermodal, también llamada dispersión modal, es debida a los retardos de propagación entre distintos modos y por tanto no afecta a las fibras monomodo. Los distintos modos que constituyen un pulso lumínico tienen distintas velocidades de grupo y por tanto el ensanchamiento del pulso depende de las diferencias entre los tiempos de transmisión del modo más lento y más rápido. Las fibras multimodo sufren este fenómeno y entre ellas en mucha mayor medida las de índice abrupto, por tanto a partir de ahora todos los comentarios irán dedicados a fibras multimodo. El ensanchamiento en fibras graduales es mucho menor que el que se obtiene en fibras con índice abrupto, la relación entre ambas puede ser de 100. Esto implica que las fibras graduales tienen una gran ventaja por su mucho mayor ancho de banda. Para entender la diferencia entre ambos tipos de fibras es interesante que las comparemos desde el punto de vista de la aproxiación geométrica.

3.17. Dispersión por modo de polarización

El modo fundamental de propagación de la luz en fibras monomodo se descompone en dos modos de polarización (componente horizontal y vertical del campo eléctrico). Una forma de describir la polarización, o los modos de polarización de la luz es a través de los vectores Jones, Así, el vector de campo eléctrico $\vec{E}$ en un punto de la fibra óptica está dado por E_x, E_y, que son las componentes del vector campo eléctrico o modos de polarización en la dirección "x" e "y" respectivamente. Estos campos se propagan por la fibra óptica a una velocidad de grupo determinada por el índice de refracción "n".
La birrefringencia se debe a la pérdida de simetría en el índice de refracción del núcleo de la fibra debido a cambios moleculares del material (anisotropía) y/o pérdida de la geometría circular del núcleo de la fibra óptica. Las causas por las que una fibra óptica puede perder su geometría circular son: esfuerzos en el proceso de fabricación e instalación durante su vida útil, contracción y dilatación debido a cambios de temperatura, tensiones, curvaturas, etc.
El efecto neto de la birrefringencia en una fibra óptica es inducir un retardo entre los dos modos de polarización. Este retardo es conocido como DGD, se introduce un pulso óptico con una polarización distinta al de los ejes de birrefringencia, el cual se descompone en dos pulsos que viajan independientemente a distintas velocidades de grupo, llegando al final de la fibra óptica en distintos tiempos, produciendo un ensanchamiento del pulso óptico total.

Capítulo 4

Teoría para la medición de la dispersión

Entre los métodos más importantes que se utilizan para medir la dispersión cromática en fibras ópticas de gran longitud se pueden mencionar los siguientes: el método de pulso-retraso que mide la diferencia entre el modo de pulsos ópticos con diferentes longitudes de onda. A pesar de que este es un muy simple y la técnica de bajo costo, ensanchamiento del pulso debido a la dispersión cromática degrada su exactitud, ya que esta hace difícil determinar con precisión el tiempo de llegada de un pulso [11]. Otra técnica es la técnica de modulación por desplazamiento de fase que utilizan el método de tiempo de vuelo para medir la dispersión cromática, este método es preciso y repetible. Señales ópticas con modulación de fase se transmiten a través de una muestra larga de una fibra óptica, y sus retardos de fase se miden como una función de la longitud de onda. Sin embargo, esta técnica tiene varios inconvenientes. En primer lugar, la exactitud de este método está restringido cuando la longitud de onda seleccionada está lejos de la longitud de onda de referencia, con grandes diferencias de fase entre la referencia y las ambigüedades de generación de los brazos de la prueba de la muestra en la medición de cambio de fase. En segundo lugar, se requiere una configuración experimental y equipo costoso complicado tal como un modulador óptico de alta velocidad y un filtro sintonizable óptico. Por último, no se puede medir la dispersión cromática de una muestra de fibra corta [4, 5]. En este trabajo se presenta un sistema interferométrico experimental para medir la dispersión cromática en las fibras ópticas de longitud corta usando una configuración basada en un interferómetro de Mach-Zehnder. La fibra bajo prueba se encuentra en un brazo, mientras una referencia, brazo de aire, se utiliza para obtener el interferograma espectral. Esta técnica es capaz de realizar un barrido de varias longitudes de onda en milisegundos, además de que es muy sencillo de implementar. La versatilidad de esta configuración experimental permite la fácil sustitución de la fibra bajo prueba para su caracterización. Con esto, podemos medir la dispersión cromática en las fibras no convencionales que no tienen hoja de datos disponibles acerca de su coeficiente de dispersión. Los resultados obtenidos con la presente técnica pueden ser utilizados para optimizar los sistemas de comunicación basados en elementos ópticos compuestos por fibra, aumentar la capacidad de transmisión de datos y disminuir la tasa de error en la recepción.

4.1. Interferómetro de Mach-Zehnder

El interferómetro de Mach-Zehnder el cual pertenece, al igual que el de Michelson, a la familia de interferómetros de doble haz por división de amplitud. Su ventaja principal es que permite interponer elementos en uno de los haces sin que el otro sea afectado, y de esta manera se altera la diferencia de camino óptico [15].

En el interferómetro Mach-Zehnder un haz de luz coherente que proviene de un láser es dividido en dos partes por un semiespejo o divisor de haz. Estos haces divididos siguen dos caminos diferentes. Mediante espejos se consiguen que la luz siga una trayectoria como la que se muestra en la figura (4.1), y mediante un segundo semiespejo o divisor de haz se vuelven a combinar sumándose así las dos contribuciones de luz e interfiriendo entre sí.

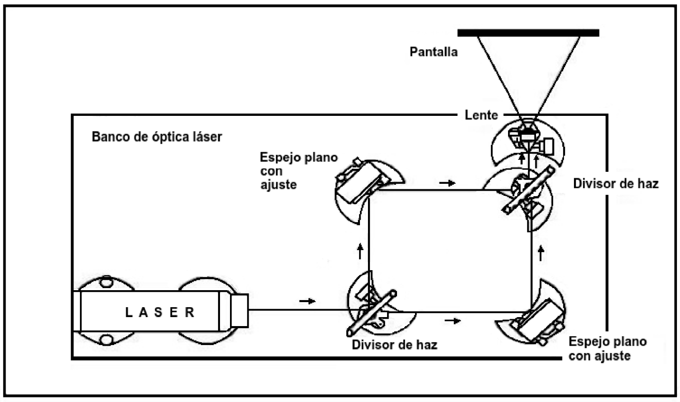

Figura 4.1: Esquema de un interferómetro de Mach-Zehnder.

La estructura básica de un interferómetro de Mach-Zender también puede ser implementada en una estructura de guias de onda. En la figura 4.2 se muestra un ejemplo de la implementación de uno de estos interferómetro. Este consta de dos acopladores direccionales de 3 dB (un divisor (splitter) y un combinador) interconectados mediante dos caminos de diferentes longitudes, siendo la diferencia Δl . La señal introducida por una de las entradas se divide en dos replicas iguales al atravesar el divisor . Debido a la diferencia de caminos se introduce un desfase en una de las réplicas. Dependiendo de la longitud de onda de la señal se tendrá una interferencia constructiva o destructiva a la salida al combinarse las señales.

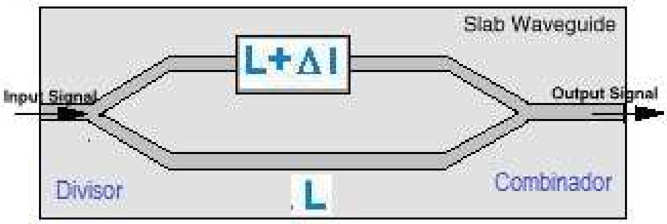

Figura 4.2: Esquema de un interferómetro de Mach-Zehnder en una guia de onda.

4.2. Algoritmo de detección de fase

La interferometría óptica , considerada como una técnica de medición de diferencia de caminos ópticos, se basa en la superposición de dos o más haces luminosos que satisfacen las condiciones necesarias para permitir la detección de un patrón de interferencia. Este patrón se percibe como una serie de regiones brillantes y oscuras distribuidas sobre un plano de observación, De acuerdo al valor de las fase que mantengan los haces en una región determinada, es que ésta aparece brillante (diferencia de fase igual a 2π radianes, o un múltiplo) u oscuro (diferencia de fase igual a π radianes, o un múltiplo impar). La irradiancia de una región es intermedia cuando dicha relación de fase conserva un valor entre los extremos mensionados. Dado que dichas regiones adoptan frecuentemente la forma de bandas o franjas, son conocidas justamente como «franjas» o «patrones de franjas».

Uno de los problemas esenciales de la interferometría consiste en determinar la distribución de fase entre los haces sobre la base de un patrón de interferencia, esto es, fundándose en las variaciones de la irradiancia a lo largo y ancho del campo de observación. La manera en que se modifica un patrón de interferencia dandose paso a otra diferente, permite conocer también cómo evoluciona la distribución de fase.

Aunque mediante la interferometría se busca, por lo general, determinar las propiedades ópticas del medio transmisor de los haces que interfieren (como el índice de refracción, directamente relacionado con la velocidad de la luz), el conocimiento relativo a la distribución de la fase no se limita a esto y proporciona, generalmente, información diversa que depende del área de aplicación y de las circunstancias particulares en las que se realicen las mediciones.

Dentro del campo de mediciones interferométricas ópticas de gran precisión, resulta de fundamental importancia la determinación del frente de onda, es decir, la detreminación de la superficie que contiene únicamente puntos con un mismo valor de fase.

La determinación interferométrica de diferencias de fase enter dos ondas luminosas, puede conducir al conocimiento de la distribución de fase de uno de los frentes de onda cuando se conoce la del segundo. La razón de ello estriba, por un lado, en que la información de la fase debe extraerse partiendo de una distribución espacial de irradiancias que no sólo es afectado por la fase misma, sino también por los cambios de amplitud que cada uno de los frentes de onda posean en el espacio. Desde finales de los años 70 se ha venido desarrollando una técnica que consiste en introducir una fase adicional f en alguna de las ondas que se interfieren, de manera que module el patrón de interferencia en forma conveniente para su procedimiento posterior.

La modulación del patrón puede ser temporal o espacial. Es esencialmente temporal si la fase introducida únicamente varía en el tiempo ($f = f(t)$). El patrón puede resultar modulado sólo espacialmente, cuando f surja al inclinar uno de los frentes de onda (p.e., formando un ángulo respecto de la dirección x). Así, $f = f(x)$, donde f resulta directamente proporcional a x [8]. Este segundo tipo de modulación da lugar a los métodos de procesamiento asociado con el análisis de Fourier y fundamentados en el filtraje (llevando a cabo en el plano de las frecuencias espaciales) alrededor de uno de los primeros órdenes del espectro del patrón modulado. Así, la fase introducida actúa como una frecuencia portadora espacial [16].

La modulación del patrón de interferencia puede conseguirse introduciendo un pequeño corrimiento en la frecuencia de uno de los dos haces, resultando así una modulación sinusoidal en cualquier punto del patrón y que se comporta con una frecuencia igual a la diferencia de frecuencias introducida entre los haces. Así la irradiancia sobre un punto fijo del patrón varía temporalmente con una fase determinada por la diferencia de fase entre los haces sobre ese mismo punto. Este procedimiento permite medir la fase en cualquier posición dentro del patrón de franjas.

Puesto que los cambios de irradiancia de patrón de franjas son causados por tres cantidades desconocidas (la fase, y los cambios espaciales de amplitud de cada haz), la precisión correspondiente a la determinación de las diferencias de fase entre dos frentes de ondas, puede mejorase incorporando un fase f adicional apropiada en una de las ondas que interfieren realizando corrimientos, los cuales determinarán la manera en que las franjas del patrón de interferencia se desplacen sobre un punto del plano de observación. Suponiendo un desplazmiento lineal, la irradiancia sobre un punto del plano de observación varía sinusoidalmente. Esta modulación particular, junto con la correspondiente detección de los cambios de irradiancia, recibe el nombre de técnica de amarre de fase (phase-lock), principalmente por compartir una detección y un proceso típico de señales continuas.

Si el desplazamiento aplicado se incrementa por intervalos, las franjas del patrón se desplazan también por etapas. Al tener un cierto número n de intervalos, se produce un número igual de patrones de interferencia. Sobre un punto fijo del plano de observación, y mediante los n valores distintos de irradiancia, correspondientes a cada patrón puede definirse un sistema lineal de ecuaciones, con auxilio del valor del corrimiento inducido de fase respectivo $f = f_n$. En este sistema de ecuaciones, las incógnitas son además de la fase, los cambios espaciales de las amplitudes de cada onda que interfiere (o equivalentemente, la irradiancia promedio del patrón y la modulación de las franjas). Este método se conoce como corrimiento de fase

4.3. Métodos de medición de fase de portadora espacial

Los métodos de la medición de fase de portadora espacial se basan en la idea de la superposición de una franja portadora en el patrón de las franjas de los interferogramas [13, 14]. El patrón de franjas está dada por

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos[\phi(x, y) + 2\pi f_0 x] \tag{4.1}$$

donde f_0 es la frecuencia portadora en la dirección x. Los dos enfoques básicos para la técnica de portadora espacial incluyen en ambas el método de la transformada de Fourier (FTM) y de la transformada inversa de Fourier (FTIM) , donde el procesamiento se realiza en el dominio de la frecuencia, y en las coordenadas espaciales.

El método de transformada de Fourier fue concebido y demostrado por Takeda (1982) que emplea el método de la transformada rápida de Fourier (FFT). Siguiendo el método de Takeda escribimos la ecuación (4.1) de la siguiente forma

$$g(x, y) = a(x, y) + c(x, y)e^{i2\pi f_0 x} + c^*(x, y)e^{-i2\pi f_0 x} \tag{4.2}$$

donde

$$c(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)e^{i\phi(x,y)} \tag{4.3}$$

Al patrón de franjas se le aplica la transformada de Fourier con respecto a x, quedado

$$G(f_x, y) = A(f_x, y) + C(f_x - f_0, y) + C^*(f_x - f_0, y) \tag{4.4}$$

donde las letras mayúsculas denotan los espectros de Fourier y f_x es la frecuencia en la dirección x. Para que el método funcione, las variaciones espaciales de $\phi(x, y)$ deben ser lentas en comparación con f_0 y los espectros de Fourier serán separados como se muestra esquemáticamente en la figura (4.2). Mediante el uso de una función de filtro $H(f_x - f_0, y)$ en el plano frecuencia de la función $C(f_x - f_0, y)$ puede ser aislado y cambiado por f_0 hacia el origen para eliminar el portador y obtener $C(f_x, y)$ como se muestra en la figura (4.2). A continuación, la transformada inversa de Fourier de esta función se calcula y, como resultado da una función compleja $c(x, y)$ para la ecuación (4.3) es obtenida. La fase puede entonces ser determinada por dos operacioes equivaletes.

El primer logaritmo complejo de $c(x, y)$ se calcula con

$$\log[c(x, y)] = \log[\frac{1}{2}b(x, y) + \phi(x, y)] \tag{4.5}$$

La fase de la parte imaginaria está completamente separada de la variación de la amplitud $b(x,y)$ de la parte real.

En el segundo método (más comúnmente utilizado) la fase se obtiene de la siguiente manera

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\frac{Im[c(x,y)]}{Re[c(x,y)]} \tag{4.6}$$

donde Re e Im representan las partes real e imaginaria respectivamentede $c(x,y)$

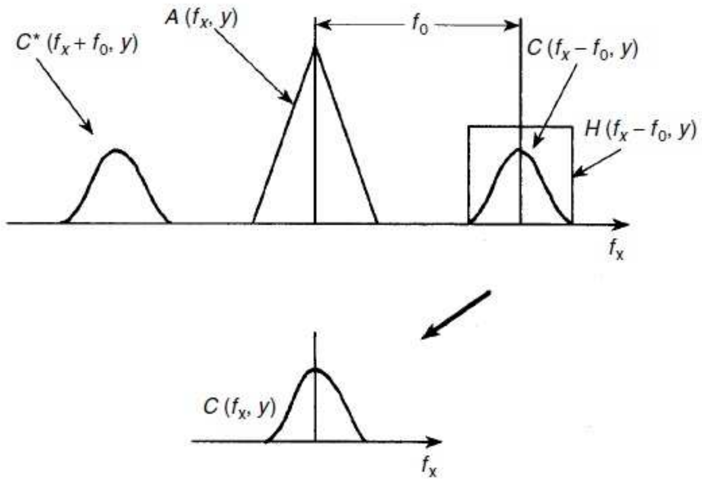

Figura 4.3: Espectros de Fourier separado de un patrón de franjas inclinadas.

4.4. Medición de coeficiente de dispersión

Cuando una fibra de muestra se pone en un brazo de un interferómetro de Mach-Zehnder, medimos el interferograma de correlación cruzada en el dominio de la frecuencia [12]. El espectrograma medido contiene la información de fase espectral de una muestra como una función de la frecuencia óptica. El interferograma espectral dependiente de la frecuencia se escribe generalmente como

$$\langle I(f)\rangle = \left\langle |E(f)|^2 \right\rangle + a^2 \left\langle |E(f)|^2 \right\rangle + 2a \left\langle |E(f)|^2 \right\rangle \cos(\phi(f)) \tag{4.7}$$

donde f es la frecuencia óptica $\left\langle |E(f)|^2 \right\rangle$ es la intensidad espectral de una fuente de banda ancha, a^2 es la potencia óptica relativa de la señal óptica transmitida a través de una fibra de prueba $\phi(f)$ es de fase relativo entre una señal de referencia y una señal transmitida a través de una fibra probado, y $\langle\rangle$ denota el promedio temporal. La fase relativa puede expresarse como $\phi(f) = \beta(f)L - \beta_0 L_0$ donde $\beta(f)$ es la constante de propagación de la luz transmitida en una prueba de fibra, L es la longitud de la fibra probada, β_0 es la constante de propagación en vacío, L_0 es la longitud del brazo de referencia en un interferómetro. Cuando c es la velocidad de la luz en el vacío, $n(f)$ es el índice de refracción de una fibra de prueba, tenemos $\beta(f) = \frac{2\pi}{c \cdot n(f) \cdot f}$ y $\beta(f)_0 L_0 = \frac{2\pi}{\lambda L_0} = 2\pi\tau_0 f$ donde se utiliza la relación $\lambda \cdot f = c$ entre la frecuencia f y la longitud de onda óptica $\lambda f = c$. El tiempo de retardo asociado con el brazo de referencia de un interferómetro se define como $\tau_0 = \frac{L_0}{c}$.

Esto puede ser controlado mediante el ajuste de forma arbitraria una etapa de traslación en el brazo de referencia de un interferómetro. A continuación, la fase relativa puede expresarse como

$$\phi(f) = \beta(f)l - 2\pi\tau_0 f \tag{4.8}$$

Si tomamos la derivada de la fase relativa con respecto a la frecuencia óptica, obtenemos

$$\frac{1}{2\pi}\frac{d\phi(f)}{df} = \tau_g(f) - \tau_0 \tag{4.9}$$

donde hemos utilizado

$$\tau_g(f) = \frac{L}{v_g(f)} = \frac{L}{2\pi}\frac{d\beta(f)}{df} \tag{4.10}$$

v_g es la velocidad de grupo de la luz en una fibra de la muestra, y $\tau_g(f)$ es el retardo de grupo después de transmitir a través de una fibra de muestra dada cuya longitud es L. El coeficiente de dispersión cromática $D(\lambda)$ de una fibra es la variación en el retardo de grupo con respecto a la longitud de onda por unidad de longitud de una fibra.

$$D(\lambda) = \frac{1}{L}\frac{\partial\tau_g(\lambda)}{\partial\lambda} \tag{4.11}$$

En nuestro experimento, recuperamos fase $\phi(f)$ directamente a partir de un interferograma espectral $\langle|I(f)|\rangle$ y calcular el retardo de grupo $\tau_g(f)$ coeficiente de dispersión $D(\lambda)$, y el coeficiente de dispersión de segundo orden $\frac{dD(\lambda)}{d\lambda}$ de una fibra de probada de la función de fase relativa.

4.5. Procedimientos

La figura (4.4) muestra el diagrama esquemático de nuestra configuración experimental propuesto para medir la dispersión cromática en una fibra óptica. La configuración se basa en una fibra de Mach-Zehnder con un diodo emisor de luz (LED) se utiliza como una fuente de luz de banda ancha con una longitud de onda central de 1550 nm y un ancho de banda de 3-dB de 50 nm. Un acoplador de fibra 3-dB se utiliza para dividir la luz en dos caminos diferentes. Un controlador de polarización de fibra (PC) se utilizó para obtener la máxima visibilidad en un patrón de franjas interferométrico. Una fibra de prueba se inserta en uno de los brazos del interferómetro y el otro brazo tiene propagación en el espacio libre con dos colimadores de fibra.

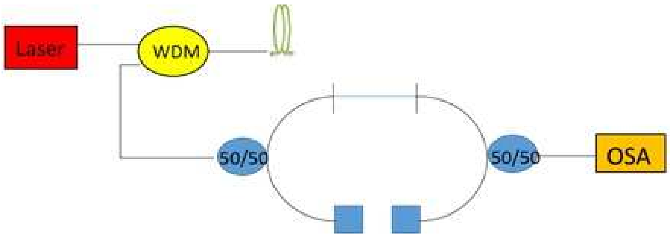

Figura 4.4: Esquema experimental del interferómetro de Mach-Zehnder que se utilizó para la medición del coeficiente de dispersión en fibras ópticas

La longitud de la línea de retardo espacio libre se puede ajustar por una etapa de traducción impulsado con un micrómetro en la que se monta un colimador de fibra. La longitud de la línea de retardo espacio libre se puede ajustar por una fase impulsada con un micrómetro en la que se monta un colimador de fibra. Una de longitud de fibra monomodo «Truewave» con 84 cm fueron utilizados como muestra. Dos señales ópticas transmitidas se combinan para formar un interferograma de correlación cruzada. La señal de interferencia óptica en el dominio espectral se midió con un OSA y se transfiere a una computadora personal para el procesamiento numérico. La dispersión cromática de una fibra de muestra se puede obtener mediante la medición de la fase dependiente de la longitud de onda en el interferograma espectral.

El procesamiento básicamente consta de los siguientes pasos:

1. A partir del interferograma se obtiene la fase: a) Método tradicional o b) Método de Fourier.
2. Se expresa la fase en términos de la frecuencia ($c = \lambda f$)
3. Se ajustan los datos de fase experimentales en 2, mediante un polinomio de grado 3.
4. Se deriva el resultado en 3, respecto de la frecuencia, se obtiene el valor del tiempo de retraso (Ecuación 4.10)
5. El tiempo de retraso, obtenido en 3, se expresa nuevamente en términos de la longitud de onda, enseguida se obtiene la derivada respecto de lambda para obtener el coeficiente de dispersión (Ecuación 4.11)

Particularmente el método tradicional para obtener la fase, realiza lo siguiente:

I. Se ubican los máximos a través del ajuste de alguna función con un máximo en un intervalo alrededor de la posición del máximo en los datos.

II. En este trabajo se empleó un ajuste cuadrático para determinar estos máximos.

III Por cada máximo hallado se incrementa la fase por un factor de 2π

Por otro lado en el método de extracción de fase de Fourier (presentado por Takeda) las acciones a realizar son las siguientes:

I. Se obtiene la transformada de Fourier del interferograma (espectro del interferograma).

II. Se genera un filtro con perfil gaussiano centrado en la región y con el ancho de adecuado a las frecuencias de interés.

III. Se multiplican el espectro del interferograma con el filtro para obtener la señal filtrada.

IV. Se evalúa la transformada inversa de Fourier de la señal filtrada.

V. Finalmente se evalúa la fase como: $\tan^{-1}(Im(Señalfiltrada)/Re(Señalfiltrada))$, donde Im y Re son las partes imaginaria y real de la señal filtrada.

Se realizaron programas que llevan a cabo todas estos pasos para simplificar todos los análisis. A continuación se presentan los resultados a partir de esta metodología y el arreglo experimental utilizado.

Capítulo 5

Resultados

A continuación se muestran los resultados obtenidos a partir de los interferogramas del sistema interferométrico que se muestra en la figura 5.1. En todo los interferogramas obtenidos se utilizaron los métodos: tradicional y de la transformada de Fourier (Takeda) para obtener la fase de cada interferograma.

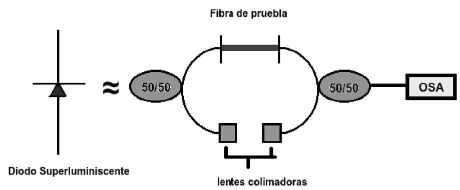

Figura 5.1: Esquema experimental del interferómetro de Mach-Zehnder que se utilizó para la medición del coeficiente de dispersión en fibras ópticas

Solo para recordar el método tradicional consiste básicamente en determinar la longitud de onda en cada máximo del interferograma y asociar un cambio de 2π por cada cambio de máximo a máximo, ver figura 5.2. Como se verá más adelante la elección del máximo es crítica, sobre todo en datos experimentales donde el ruido no permite determinar este valor de manera sencilla, este efecto se ilustra en la figura 5.3.

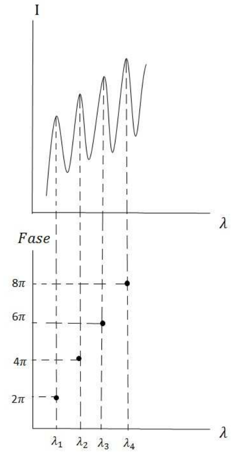

Figura 5.2: Método tradicional para la obtención de fase. Por cada cambio consecutivo en los máximos del interferograma la fase se incrementa por 2π .

Para evitar la ambigüedad que genera el ruido en la determinación de la posición de los máximos locales se utilizaron ajustes parabólicos de manera que la posición del máximo correspondía a la respectiva posición del vértice de la parábola ajustada, ver figura 5.3.

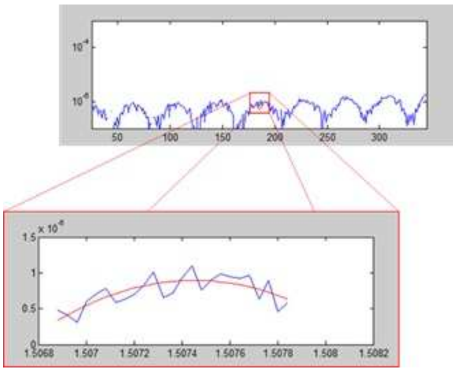

Figura 5.3: La determinación de los máximos locales en un interferograma experimental se ve complicada debido a la presencia de ruido. Por esta razón se decidió hacer un ajuste cuadrático en la vecindad de cada máximo y elegir la posición del máximo igual a la posición del vértice de la parábola.

Para esto se realizó un programa en ambiente de Matlab el cual ajustaba parábolas para cada máximo local presente en el interferograma. Esto se hizo con la ayuda del usuario que ingresaba de manera aproximada la posición del máximo y el programa ajustaba los datos vecinos mediante la función $polyfit()$. A medida que se encontraba los máximos con la parábola ajustada se generó una variable llamada fase que se incrementaba por un factor de 2π cada que se hallaba un máximo.

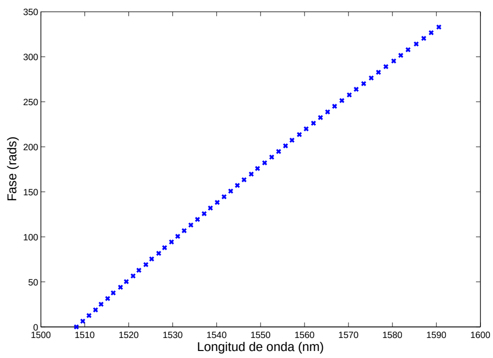

Figura 5.4: Fase determinada mediante el método tradicional. Esta curva se obtuvo a partir de interferograma experimental.

Por otra parte para determinar la fase mediante el método de Takeda se realizó un programa en ambiente de Matlab el cual realizaba lo siguiente: (1) Se evalúa la transformada de Fourier del interferograma, (2) Se filtraba este espectro con un filtro pasa banda (puede elegirse un perfil tipo pulso cuadrado o uno gaussiano), (3) Se obtiene la transformada inversa del espectro filtrado y se recupera la fase de esta señal a través de una función de tangente inversa con los valores de las partes imaginarias y real del espectro filtrado. En la figura 5.5 se muestra la fase recuperada con el programa desarrollado para el mismo interferograma

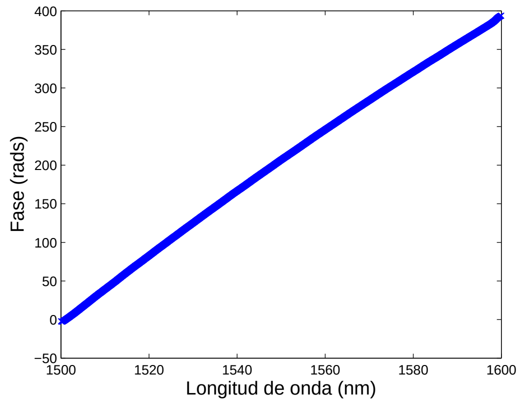

Figura 5.5: Fase recuperada mediante el método de Takeda, para el mismo interferograma de la figura 5.4. Por comparación se emplearon también símbolos para esta gráfica, como puede observase la densidad de puntos en mucho mayor que la presente que en la figura 5.4

Como ya se mencionó anteriormente para realizar una medida de la dispersión en las fibras se debe analizar la fase del interferograma obtenido a través del arreglo de la figura 5.1. Antes de continuar es interesante mencionar algunos aspectos característicos que pueden presentarse en este interferograma. Particularmente como se mostró en la ecuación 4.7 la fase del interferograma es:

$$\phi(f) = \beta(f)L - \beta_0 L_0 \tag{5.1}$$

Si por el momento suponemos de manera simplista que $\beta(f) = \frac{2\pi n(f)}{\lambda_0}$ y $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, donde λ_0 es la longitud de onda en el vacío y $n(f)$ es un índice efectivo en la fibra, y es en donde, por supuesto, se encuentra los efectos dispersivos. Si observamos $n(f)$ de manera cuidadosa, descubriremos que esta variable luce en general como la curva que se presenta en la figura 5.6.

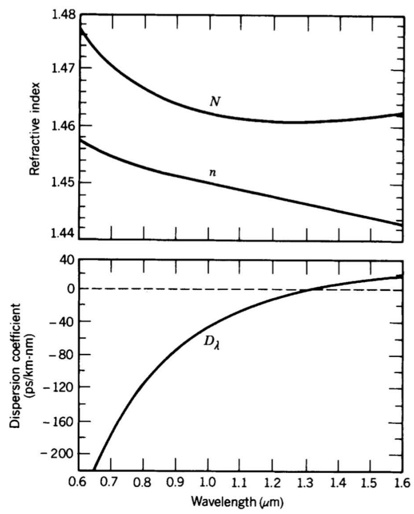

Figura 5.6: Dependencia del índice de refracción del vidrio respecto a la longitud de onda, se muestra también los valores del coeficiente de dispersión y de índice efectivo en la fibra.

Como se observa a partir de la figura 5.6 el cambio en el índice de refracción es muy pequeño (menos de 0.02) de aquí que podemos entonces decir que $n(f)$ puede ser escrito como:

$$n(f) = n + \Delta n(f) \tag{5.2}$$

Que puede simplificarse como

$$\phi(f) = \frac{2\pi nL}{\lambda_0} + \frac{2\pi\Delta n(f)L}{\lambda_0} \tag{5.3}$$

De aquí es importante notar que el factor $nL - L_0$ (diferencia de caminos ópticos) desempeña la labor de la frecuencia de oscilación del interferograma y que esta puede ser modificada simplemente con cambiar la longitud de brazo en aire (L_0). Esto tiene repercusiones importantes sobre todo para el método tradicional de la medición de la dispersión. Esto puede entenderse debido a que para hallar la fase en dicho método es necesario establecer la posición de los máximos por lo que el número de esto es particularmente importante, por ejemplo si $nL - L_0 = 0$, el patrón de interferencia prácticamente desaparece (se observó experimentalmente) lo que significa que no sería posible medir la fase con dicho método. Por otra parte si esta diferencia es muy grande puede tenerse una gran cantidad de máximos sin embargo este valor puede opacar la influencia del termino $\Delta n(f)L$. En conclusión parece que debe haber un valor óptimo de esta diferencia que debiera ser investigada si desea utilizarse el método tradicional de fase. Esto se hará en un trabajo a futuro.

Dado que el objetivo principal de este trabajo es establecer una comparación directa entre el método tradicional y el de la transformada de Fourier para evaluar la fase se decidió utilizar solamente algunos valores cualesquiera de la diferencia de caminos ópticos.

En la figura 5.7 se muestran los resultados de la fase obtenida tanto con el método tradicional como el método de Fourier. Como puede observarse uno de los aspectos que más resalta es que en el método de Takeda se tiene una mayor cantidad de puntos (de hecho tantos como los datos en el interferograma) respecto de método tradicional. Por otro lado existe también una diferencia constante entre ambas curvas esto debido a que en el método tradicional se elige normalmente cero como la fase de inicio mientras que en el método de Fourier este valor fluctúa entre cero y 2π. En cualquier caso esta diferencia es irrelevante dado que para evaluar el coeficiente de dispersión es necesario evaluar dos operaciones de derivada.

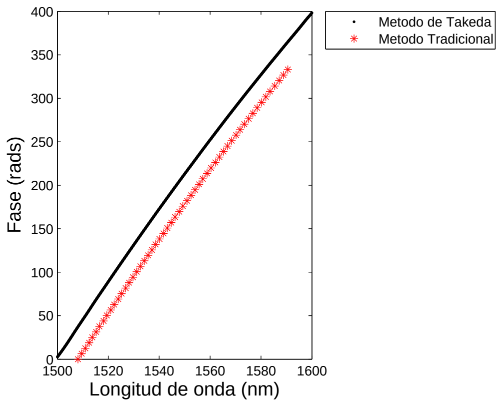

Figura 5.7: Fase encontrada experimentalmente: (a) cuadrados método tradicional y (b) asteriscos en método de Fourier

Antes de continuar mencionemos algunos puntos importantes respecto al método de Fourier. En la bibliografía original se emplea un filtro pasa banda ideal (pulso rectangular), sin embargo en este trabajo se decidió emplear un filtro con perfil gaussiano tal como se observa en la figura 5.8. Los parámetros importantes en este filtraje corresponde básicamente a la posición central de la gaussiana (coincide con la región de interés en el interferograma) y el ancho de esta. En la figura 5.8 se muestra el perfil de filtro, el espectro del interferograma original y la señal filtrada

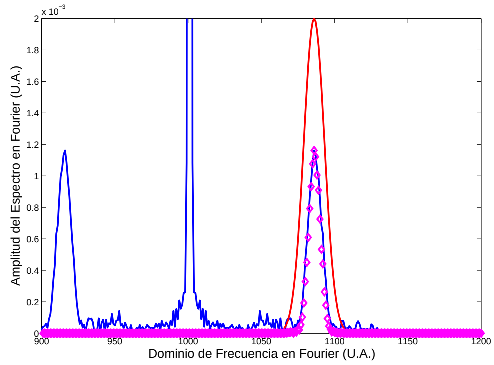

Figura 5.8: Espectro del interferograma (línea azul) junto con el perfil del filtro pasa banda utilizada (gaussiano, línea roja) y la señal filtrada (rombos).

El ancho del filtro depende básicamente del ancho del espectro del interferograma, en nuestro caso particular se utilizó un ancho de 10 unidades de frecuencia (no se calculó explícitamente el valor de las frecuencias en el dominio de Fourier porque no fue necesario), mientras que en la posición de este filtro fue alrededor de la posición 1065 del dominio de frecuencias tal como se muestra en la figura 8. Una vez filtrado el espectro del interferograma se realizó la transformada inversa de este. Como ya fue mencionado en el capítulo 4 para obtener la fase del interferograma simplemente se calculó la tangente inversa de la parte imaginaria del interferograma sobre la parte real, ecuación 4.6. Una vez obtenida la fase se intercambió el eje de las abscisas (longitud de onda) por su equivalente en frecuencias. En seguida se realizó un ajuste polinomial a la curva de la fase experimental vs frecuencia, empleando un polinomio de grado 3. Una vez obtenido este polinomio se procedió a derivarlo para obtener el llamado tiempo de retraso (ver la ecuación 4.10). A continuación se expresó el resultado de la derivada nuevamente en términos de la longitud de onda para finalmente derivar nuevamente esta expresión en términos de lambda y tener así el coeficiente de dispersión ecuación 4.11, la longitud de la fibra $L = 84\ cm$. En la figura 5.9 se presenta un aspecto de la ventana del programa desarrollado en Matlab que muestra los resultados experimentales de la fase vs longitud de onda y frecuencia, el tiempo de retraso y el coeficiente de dispersión.

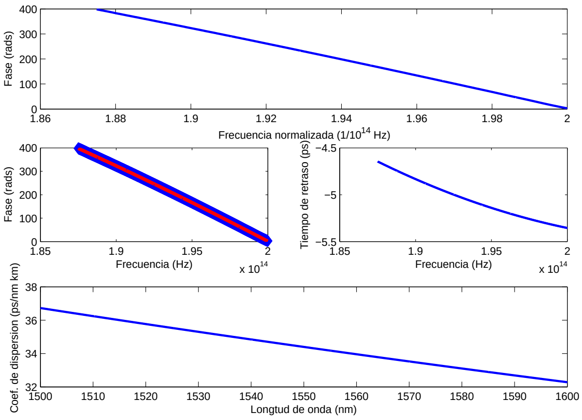

Figura 5.9: Ventana del programa desarrollado en Matlab que muestra los resultados de la fase obtenida, el tiempo de retraso y el coeficiente de dispersión.

Se realizaron 5 mediciones distintas de la medida del coeficiente de dispersión. En la figura 5.10 se presentan los resultados de la medición de la fase con el método tradicional y de Fourier para una sola de estas mediadas. Como puede observarse en ambos métodos la tendencia es similar, salvo una diferencia constante que como ya se explicó anteriormente consideramos que es irrelevante. Otro aspecto importante a mencionar es que la fase obtenida con el método de Fourier es que posee una mayor cantidad de puntos que la obtenida con el método tradicional. Esta similitud entre ambos métodos se preservó en todas las mediciones.

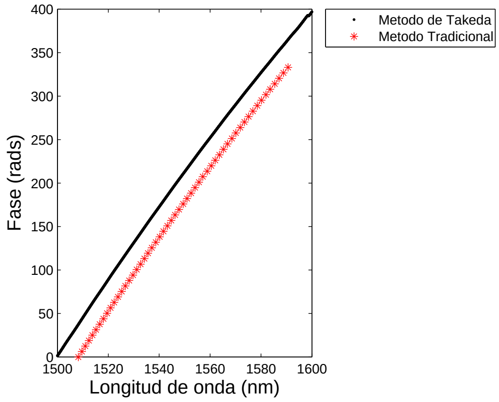

Figura 5.10: Fases experimentales obtenidas con el método tradicional y de Fourier.

En la figura 5.11 se muestra de manera simultánea las mediciones del coeficiente de dispersión experimental para el método tradicional. Como puede observarse estas medidas fluctúan en un intervalo amplio de valores desde 25 hasta 35 ps/nm km. Esto por supuesto es un problema porque evidencia que este método es fuertemente dependiente de las condiciones experimentales y/o de la medición de la fase.

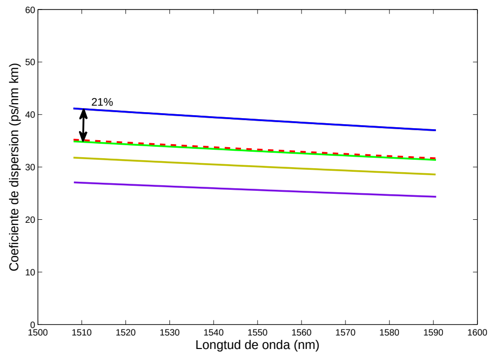

Figura 5.11: Coeficiente de dispersión obtenidos a través de la medición de la fase vía método tradicional. Estas curvas fluctúan en un 21 % respecto al valor promedio

Por otra parte en la figura 5.12 se muestran las curvas de coeficiente de dispersión medido a partir del método de Fourier. Como puede observarse las fluctuaciones son mucho menores (de 35 a 40 $ps/nmkm$). Esto puede deberse a que en el método tradicional la medición de cada máximo local es un proceso crítico y que debe ser realizado con una mayor certeza.

Es claro que obtener la medición de la fase a través del método de Fourier ofrece resultados con una mayor inmunidad al ruido presente en los interferogramas obtenidos (las señales se agrupan alrededor de un valor de mejor manera en el método de Fourier). Sin embargo existen un par de

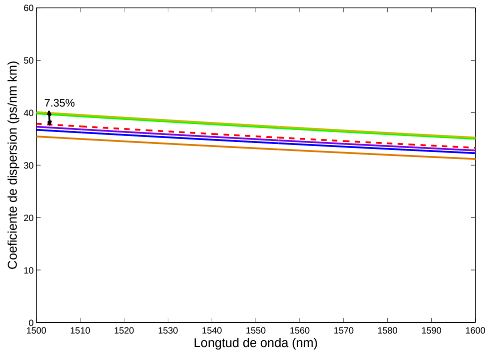

Figura 5.12: Coeficientes de dispersión obtenidos a través de la medición de la fase, vía el método de Fourier. Estas curvas fluctúan en un 7.35 % respecto al valor promedio

consideraciones importantes a tener en cuenta en este método: (1) el ancho del filtro es crítico pues, si es muy angosto, puede perderse información y si es muy amplio puede incluir señales indeseables. (2) el perfil del filtro puede también afectar la fase medible, sobre todo en los extremos de la gráfica (en este trabajo se eligió un filtro con perfil gaussiano). Como ya fue mencionado anteriormente la ecuación 5.4 establece que la frecuencia de oscilación del inteferograma depende directamente de la DCO. Por lo que es válido preguntarse ¿cómo afecta este parámetro a la medición del coeficiente de dispersión? Para responder esta pregunta se decidió evaluar el coeficiente de dispersión con distintos valores de DCO. En la figura 5.13 se presenta el interferograma para una DCO que genera un periodo aproximadamente de 1 nm en dicha señal. En la figura 5.14 se muestra la fase obtenida con ambos métodos. Como es de esperarse la fase obtenida por el método tradicional contiene en este caso un número grande de puntos, debido a la presencia de un número elevado de máximos locales en el interferograma.

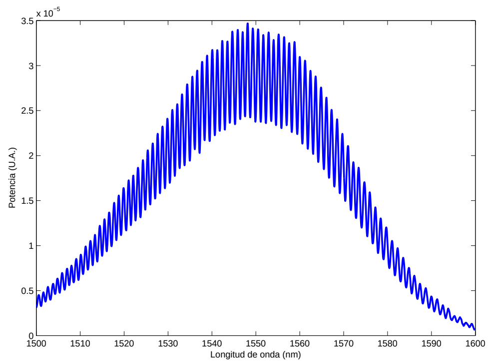

Figura 5.13: Interferograma como una DCO que genera una periodicidad de 1 nm en interferograma espectral .

Uno podría esperar que ambos métodos ofrecieran una medición precisa, sin embargo cuando se calcula el coeficiente de dispersión uno puede notar que el método tradicional sigue teniendo problemas al usarse para calcular este coeficiente, tal y como se observa en la figura 5.15. Como se observa a partir de esta figura, a pesar de tener un buen numero de datos experimentales en el método tradicional, éste falla al calcular el coeficiente de dispersión. Lo que nos hace pensar nuevamente, que la localización de los máximos locales es crítica y se ve afectada por el gran número de estos.

Cuando se disminuye el periodo en los máximos locales en el interferograma, al cambiar la

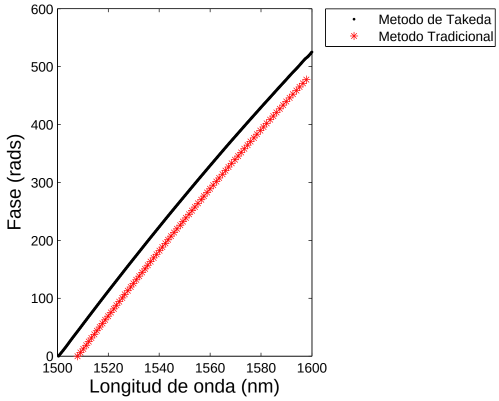

Figura 5.14: Fase obtenida a partir del interferograma de la figura 5.13. Debido a la gran cantidad de máximos locales el método tradicional tiene bastantes puntos.

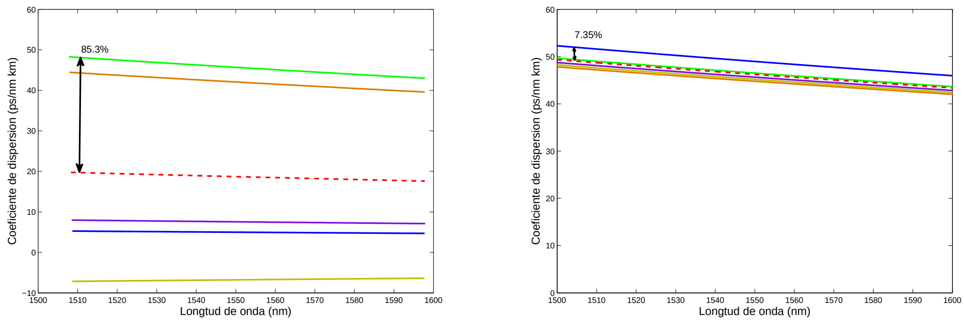

Figura 5.15: El Coeficiente de dispersión: (a) método tradicional, (b) método de Fourier. A pesar de tener un buen número de puntos experimentales, el método tradicional fluctúa bastante al evaluar el coeficiente de dispersión, contrario con lo que sucede en el método de Fourier.

DCO el número de puntos experimentales en el método tradicional disminuye tal como se observa en la figura 5.16. El coeficiente de dispersión obtenido a partir de estos datos se presenta en la figura 5.17. Como puede observarse el método tradicional sigue teniendo problemas al usarse para calcular el coeficiente de dispersión. A tal grado que los valores que se obtuvieron son negativos. Finalmente cuando la DCO es tal que el periodo en el interferograma es 4 nm la fase obtenida y el coeficiente de dispersión obtenida en ambos métodos se presentan en las figuras 5.18 y 5.19 respectivamente

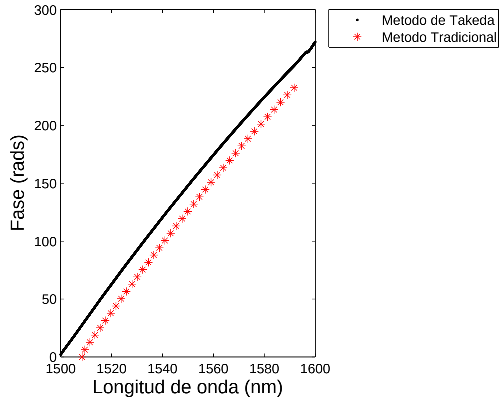

Figura 5.16: Fase obtenida a partir de un interferograma con una periocidad en sus máximos locales de 2nm. Como es de esperarse, el número de datos experimentales en el método tradicional disminuye mientras que en el de Fourier se mantiene sin cambios.

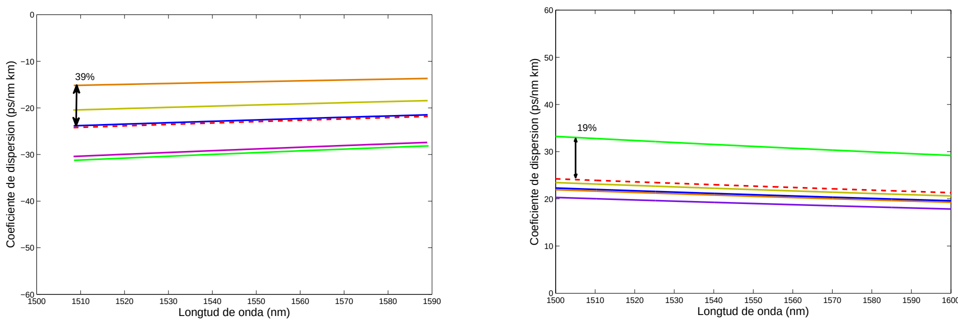

Figura 5.17: El coeficiente de dispersión a partir de los datos de la figura 5.16 para: (a) el método tradicional y (b) método de Fourier. Nuevamente el método tradicional tiene problemas al establecer la medición del coeficiente de dispersión.

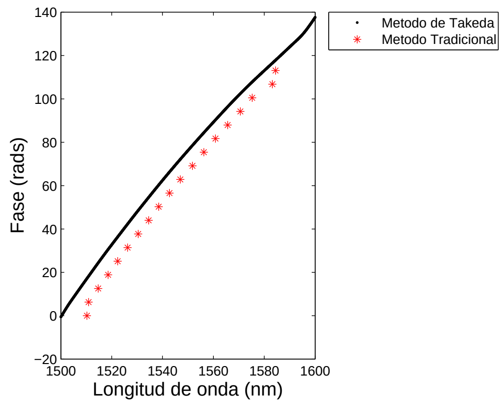

Figura 5.18: Fase obtenida a partir de un interferograma una periocidad de 4 nm en sus máximos locales. Se observa en el método tradicional hay una disminución en puntos experimentales, mientras que en el método de Fourier se mantiene el número de datos.

Como puede observarse a partir de la figura 5.19, debido a la baja frecuencia de oscilación en el intefreograma ambos métodos fallan al determinar el coeficiente de dispersión esto debido a que en el caso del método tradicional existe una menor cantidad de datos, mientras que en el método

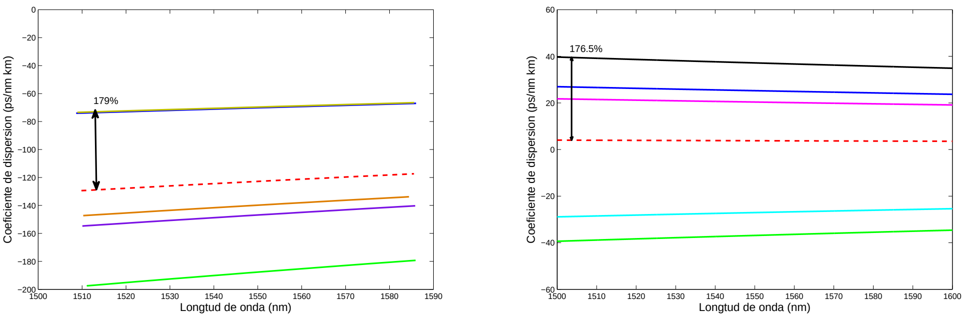

Figura 5.19: El coeficiente de dispersión obtenido a partir de los datos de la figura 5.18. (a) Método tradicional, (b) método de Fourier. Se observa que ambos métodos dejan de funcionar debido a la baja frecuencia del interferograma.

de Fourier la frecuencia de oscilación es comparable con el ancho espectral de la transformada de Fourier del interferograma. Es claro que en esta situación ninguno de los métodos es ya funcional. Particularmente en método de Fourier, como ya se mencionó, esto se debe a que la frecuencia central del filtro es ya comparable con el ancho espectral de la transformada del interferograma tal como puede observarse en la figura 5.20. Uno podría pensar que bastaría con disminuir el ancho de filtro, sin embargo al hacer esto tampoco se obtienen resultados correctos, tal y como se observa en la figura 5.21. Esto se debe a la baja frecuencia de oscilación en el interferograma medido, lo que genera un traslape de información entre los lóbulos de las frecuencias positivas y negativas dejando sin efecto el ancho del filtro utilizado. Sin embrago como conclusión general puede decirse que el método de Fourier es en la mayor parte de la circunstancias experimentales más confiable y robusto que el método tradicional

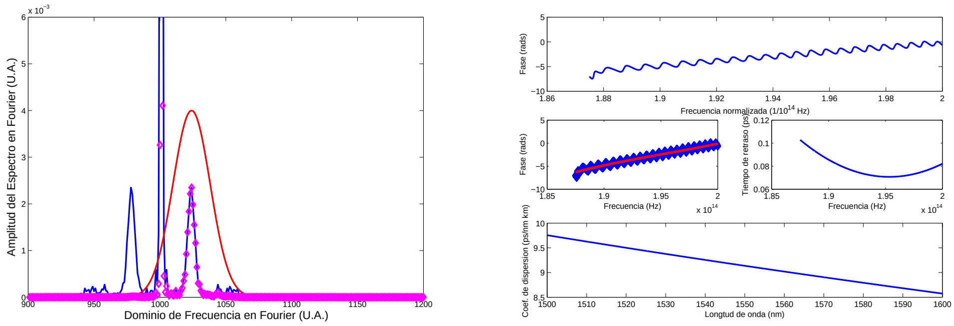

Figura 5.20: Cuando el periodo en el interferograma es de 4 nm, la frecuencia central del lóbulo derecho del espectro de interferograma es comparable con el ancho del filtro que se utilizó. Por lo que la señal filtrada incluía datos erróneos tal como se observa (a). Cómo resultado los valores de la fase son erróneos así como la dispersión tal como se observa en (b).

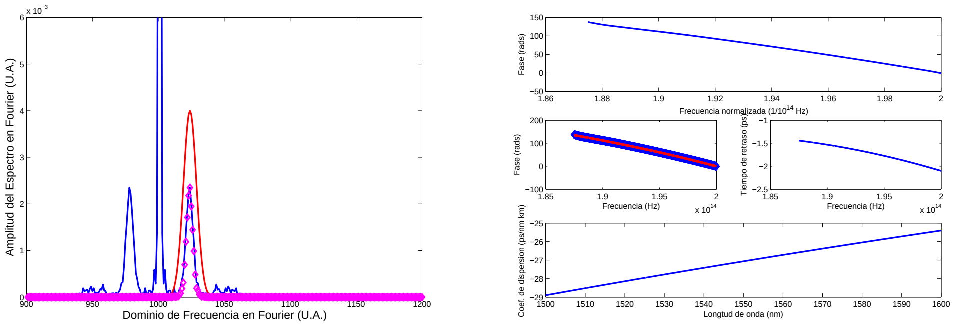

Figura 5.21: A pesar de que el ancho del filtro disminuyo la medida del coeficiente de dispersión sigue siendo errónea esto se debe a que debido a la baja frecuencia del interferograma la información de lóbulo derecho se ha traslapado con la región de la frecuencias negativas por lo que es imposible tener información correcta.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se utilizó un interferometro tipo Mach-Zehnder para la evaluación de la dispersión en una fibra Truewave. Se utilizaron dos métodos distintos para la evaluación de la fase del interferograma con la información de dispersión. Para esto se realizaron un par de programas en ambiente de Matlab que permiten obtener la fase a través del método tradicional (hallando los máximos locales del interferograma) y del método de Fourier (se usó un filtro de perfil gaussiano). En base a los resultados obtenidos se llegaron a las siguientes conclusiones:

- El sistema interferométrico desarrollado permite medir la dispersión en fibras para longitud de entre 30 y 90 cm.
- Se obtuvieron distintos interferogramas con diferentes DCO para determinar la influencia de este valor de la medición de la dispersión. Se encontró que, cuando este valor es pequeño el método tradicional deja por completo de funcionar, mientras que el método de Fourier bajo ciertas circunstancias aún es capaz de obtener una medida confiable.
- En términos generales el método de Fourier es más confiable que el método tradicional el cual es sumamente suceptible a la forma en cómo se detectan los máximos locales en el interferograma.
- A pesar de ser más estable el método de Fourier es necesario prestar especial atención a la posición y ancho de filtro que se emplean en éste. Particularmente el ancho debe ser lo suficientemente amplio para contener la información de la fase pero debe a su vez ser lo suficientemente angosto para no incluir señales ajenas a la señal deseada. Este último requerimiento es especialmente importante cuando la frecuencia de los máximos en los interferogramas es similar al ancho espectral del perfil de la fuente usada para medir la dispersión
- Los valores de dispersión que se encontraron para este tipo de fibra son de 20,79 ps/km nm para una longitud de onda de 1550 nm.

Capítulo 7

Trabajo a Futuro

Finalmente es importante mencionar que un aspecto que debería mejorar la eficiencia del método de Fourier es, un posible pre-procesamiento del interferograma en el sentido de eliminar previamente la evolvente de este interferograma. Esta situación se espera analizar en un trabajo a futuro.

Capítulo 8

Referencias

1. *https://upcommons.upc.edu/pfc/bitstream/2099.1/9489/1/memoria.pdf*

2. *S. Diddams and J. C. Diels, Dispersion measurements with white light interferometry, J. Opt. Soc. Am. B 13, 1120-1129 (1996)*

3. C. Peucheret, F. Lin, and R. J. S. Pedersen, Measurement of small dispersion values in optical components [WDM networks], Electron. Lett. 35, 409-410 (1999).

4. *L. G Cohen, Çomparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques,"J. Lightwave Technol. 3, 958 -966 (1985).*

5. J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gision, Measurement of chromatic dispersion in optical fibers using pairs of correlated photons, Opt. Commun. 151, 35-39 (1998).

6. *G. Keiser, Optical Fiber communications (Second edition)", McGraw-Hill, Singapore, 1991, pp.26-44, 87-107, 130-176.*

7. *J. P. Nerou, Introducción a las telecomunicaciones por Fibras ópticas", Trillas, México, 1991, pp.8-10, 17-29, 62-66.*

8. *R. Papannareddy, Introduction to lightwave communication systems", Artech House, 1997, 8-10,17-29, 62-66.*

9. *M. S. Borella, J. P. Jue, D. Banerjee, B. Ramamurthy, B. Mukherjee, Optical components for WDM lightwave networks", Proceedings of the IEEE, Vol. 85, No. 8, 1997, pp. 1274-1307.*

10. *https://www.iuma.ulpgc.es/ jrsendra/Docencia*

11. *L. G. Cohen and Chinlon Lin, Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers, Appl. Opt. 16, 31363139 (1977).*

12. *J. Y. Lee y D. Y. Kim, Versatil chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry, Republic of Korea, 2006.*

13. *Mitsuo Takeda, Hideki Ina y Seiji Kobayashi, Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry, Tokyo, Japan 1981.*

14. *Kjell J. Gasvik, .ºptical Metrology,"Spectra Vision AS, Trondheim, Norway, 2002 John Wiley Sons, Ltd*

15. *Óptica Hojas de Óptica ondulatoria Interferómetro de Mach-Zehnder, LD DIDACTIC GMBH . Leyboldstrasse 1 .D-50354 Hürth*

16. *Mitsuo Takeda, Hidaki Ina and Seiji Kobayashi. J. Opt. Soc. Am./Vol. 72,* N_0*/1982*