

01130  
35

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

COMPENSADORES DE DISPERSION TEMPORAL DE LA  
SEÑAL EN UNA LINEA DE FIBRA OPTICA BASADO EN  
REJILLAS DE BRAGG.

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:  
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES  
P R E S E N T A :  
ERIC URIAS ROMERO

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. SERGUEI KHOTIAINTSEV D.

MEXICO, D. F.

2003

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**Agradezco a mi Familia por el amor y el apoyo que siempre me han dado, ya que sin ellos este trabajo no hubiera sido posible.**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

A todos mis amigos que con su apoyo y amistad, hicieron posible la realización de este trabajo.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

**Un especial agradecimiento al Dr. Serguei Khotiaintsev, por sus valiosos consejos e inapreciable guía en la dirección de esta Tesis.**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

## **OBJETIVO DE LA TESIS:**

Obtención de nuevos conocimientos sobre las propiedades de diferentes variantes de realización de dispositivos compensadores en base de rejillas de Bragg de la dispersión temporal de la señal en fibras ópticas.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

# *Índice.*

<b>Introducción.</b>		<b>9</b>
<b>Capítulo 1</b>	<b>Dispersión y Compensación de la dispersión.</b>	<b>11</b>
<b>1.1</b>	<b>Dispersión Temporal.</b>	<b>11</b>
<b>1.1.1</b>	<b>Tipos de Dispersión.</b>	<b>11</b>
<b>1.1.1.1</b>	<b>Dispersión modal.</b>	<b>12</b>
<b>1.1.1.2</b>	<b>Dispersión Cromática</b>	<b>12</b>
<b>1.1.1.2.1</b>	<b>Dispersión de material (o espectral)</b>	<b>14</b>
<b>1.1.1.2.2</b>	<b>Dispersión por efecto guía de onda</b>	<b>15</b>
<b>1.1.1.3</b>	<b>Dispersión por Modo de Polarización.</b>	<b>15</b>
<b>1.1.2</b>	<b>Dispersión de pulsos gaussianos.</b>	<b>17</b>
<b>1.1.2.1</b>	<b>Ensanchamiento de pulsos gaussianos con “chirp”</b>	<b>19</b>
<b>1.2</b>	<b>Compensación de la dispersión.</b>	<b>20</b>
<b>1.2.1</b>	<b>Compensación de la dispersión modal.</b>	<b>20</b>
<b>1.2.1.1</b>	<b>Fibra Monomodo (o de modo único)</b>	<b>21</b>
<b>1.2.1.2</b>	<b>Fibra de Índice Gradual</b>	<b>23</b>
<b>1.2.2</b>	<b>Compensación de la dispersión cromática.</b>	<b>24</b>
<b>1.2.2.1</b>	<b>Fibra Monomodo de Dispersión Desplazada.</b>	<b>25</b>
<b>1.2.2.2</b>	<b>Fibra desplazada de Dispersión nula.</b>	<b>26</b>
<b>1.2.2.3</b>	<b>Fibra de dispersión desplazada no nula.</b>	<b>27</b>
<b>1.2.2.4</b>	<b>Compensadores basados en Rejillas de Bragg.</b>	<b>29</b>
<b>1.3</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>30</b>

<b>Capítulo 2</b>	<b>Rejillas de Bragg.</b>	<b>32</b>
2.1	Difracción.	32
2.1.1	Difracción de Bragg.	33
2.1.2	Ley de Bragg.	34
2.2	Rejillas de Bragg en fibras ópticas.	35
2.2.1	Antecedentes de las Rejillas de Bragg.	35
2.2.2	Fundamentos de las Rejillas de Bragg.	36
2.2.2.1	Técnica principal de grabado de rejillas de Bragg en fibra óptica.	39
2.2.3	Propiedades fundamentales de las rejillas de Bragg.	40
2.2.4	Aplicaciones de las rejillas de Bragg en fibra óptica	41
2.2.5	Tipos de Rejillas de Bragg	42
2.2.6	Rejillas Aperiódicas (o "Chirped").	44
2.3	Conclusiones.	44
<b>Capítulo 3</b>	<b>Modelo de Rejillas de Bragg Uniformes.</b>	<b>46</b>
3.1	Teoría de modos acoplados.	47
3.1.1	Acoplamiento de dos modos para rejillas uniformes.	50
3.1.2	Modelo del espectro de las rejillas uniformes.	52
3.2	Resultados de la simulación de las rejillas uniformes.	58
3.3	Conclusiones.	66
<b>Capítulo 4</b>	<b>Modelo de Rejillas de Bragg No Uniformes.</b>	<b>67</b>
4.1	Acoplamiento de dos modos para rejillas no	69

	<b>uniformes.</b>	
<b>4.1.1</b>	<b>Modelo del espectro de las rejillas uniformes.</b>	<b>70</b>
<b>4.2</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>81</b>
<b>Capítulo 5</b>	<b>Propuesta de un sistema compensador de Dispersión basado en Rejillas de Bragg.</b>	<b>82</b>
<b>5.1</b>	<b>Modulo compensador de la dispersión.</b>	<b>82</b>
<b>5.2</b>	<b>Fuente de luz de banda ancha.</b>	<b>86</b>
<b>5.3</b>	<b>Analizador de Espectros Óptico.</b>	<b>89</b>
<b>5.4</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>93</b>
<b>Conclusiones Generales.</b>		<b>94</b>
<b>Apéndice A.</b>		<b>96</b>
<b>Bibliografía.</b>		<b>102</b>

## **Introducción.**

La tecnología actual avanza día con día de acuerdo a las necesidades con que se va enfrentando el hombre en su vida cotidiana, es el caso de las telecomunicaciones la necesidad de transmitir una mayor cantidad de información y de una manera mas rápido ha hecho que surjan grandes avances tecnológicos como es la fibra óptica. En las pasadas décadas, las comunicaciones por fibra óptica se han convertido en uno de los dos medios para comunicación telefónica y de datos, rivalizando y superando a veces al uso de satélites de comunicación.

La fibra óptica es una hebra muy fina, de un vidrio muy especial, que puede ser de solamente 125 micras de diámetro, que nos puede servir para transmitir datos a gran velocidad, donde el fenómeno físico que subyace es la reflexión interna total, es decir cuando un rayo de luz que se propaga por un medio incide de refracción dado sobre otro medio de índice de refracción menor con un ángulo de incidencia menor que un valor crítico se refleja sin pérdidas en la superficie de separación; de esta manera, mediante sucesivas reflexiones en un tubo óptico el rayo puede transmitirse con un mínimo de atenuación grandes distancias. Una fibra óptica es un filamento de vidrio que consta de un recubrimiento y un núcleo, donde el recubrimiento tiene un índice de refracción ligeramente menor que el núcleo, permitiendo así la reflexión total interna.

Con todas estas características este medio de comunicación tiene la ventaja de tener baja atenuación, disminuyendo el uso de repetidores, pero debido a diferentes causas sufre del fenómeno de la dispersión temporal, que es el fenómeno por el cual un pulso se deforma a medida que se

propaga a través de la fibra óptica, provocando errores en la detección de un masaje digital, estos errores se incrementan cuando la velocidad de transmisión es muy alta, como es el caso de los sistemas WDM y DWDM.

Es por ello que en la actualidad se buscan soluciones para contrarrestar este fenómeno, como lo son los compensadores de la dispersión basados en Rejillas de Bragg. De ahí nace la importancia del estudio sobre los compensadores de la dispersión basados en Rejillas de Bragg. En esta tesis analizamos las alteraciones que provoca la dispersión en la señal transmitida en un sistema de comunicaciones óptico de alta velocidad y se reviso el estado del arte sobre los sistemas o dispositivos compensadores de la dispersión.

Se analizo el modelo matemático de los distintos tipos de Rejillas de Bragg con la finalidad de proponer el tipo de Rejilla de Bragg que funcione como compensador y finalmente se propuso un sistema compensador de Dispersión basado en Rejillas de Bragg, con el cual podemos caracterizar y comprobar el funcionamiento del mismo.

El presente trabajo se realizo el Departamento de Telecomunicaciones de la Facultad de Ingeniería de la U.N.A.M. en Laboratorio de Dispositivos Ópticos

# Capítulo 1

## Dispersión y Compensación de la dispersión.

### 1.1 Dispersión Temporal.

La Dispersión temporal es el fenómeno por el cual un pulso se deforma a medida que se propaga a través de la fibra óptica.

#### 1.1.1 Tipos de Dispersión.

La Dispersión total es igual a la raíz cuadrada de la suma cuadrática de la Dispersión modal (o intermodal) que es causada por la diferencia de trayectorias que siguen los diferentes modos de propagación y de la Dispersión cromática, que es causada debido a que las diferentes componentes espectrales de una señal viajan a velocidades diferentes en la fibra; esta a su vez es resultado de la suma de la Dispersión espectral (intramodal o del material) y la Dispersión por efecto *guía de onda*. Existen otro tipo de dispersión que es la Dispersión por Modo de Polarización pero esta tiene una importancia menor.

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_m^2 + \Delta t_c^2} = \sqrt{\Delta t_m^2 + (\Delta t_e + \Delta t_g)^2} \quad \text{eq (1.1)}$$

### 1.1.1.1 Dispersión modal.

En una fibra óptica multimodo cada modo se propaga siguiendo una trayectoria diferente, los modos de menor orden siguen una trayectoria casi recta, mientras que los de orden elevado se propagan en una trayectoria de zig-zag, ya que necesitan un gran número de reflexiones totales para propagarse. Estas diferencias de recorrido causan que los modos de mayor orden tarden más tiempo en recorrer una misma longitud de fibra óptica, provocando el fenómeno conocido como Dispersión Modal.

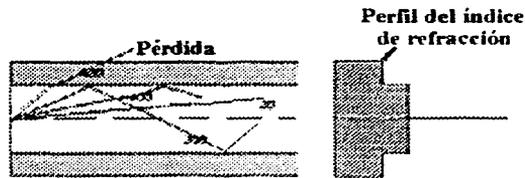


Fig. 1.1 Fibra Multimodo

### 1.1.1.2 Dispersión Cromática

Este término se refiere al retardo (deformación) espectral de un pulso óptico conforme se propaga por la fibra. La Fibra Óptica convencional tiene un coeficiente de dispersión positivo; Esto quiere decir que a mayores longitudes de ondas se tiene un mayor tiempo de tránsito a través de la fibra comparado con las longitudes de ondas cortas. Este diferencial de retardo hace que el pulso se deforme, esto se debe a que un pulso está formado de una serie de componentes de longitudes de ondas, cada uno de ellas viajando a diferentes velocidades dependiendo de las propiedades del cristal de silicio.

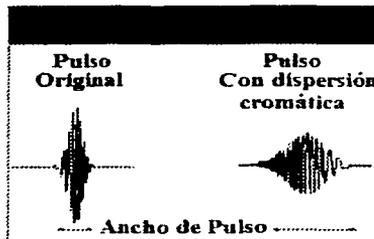
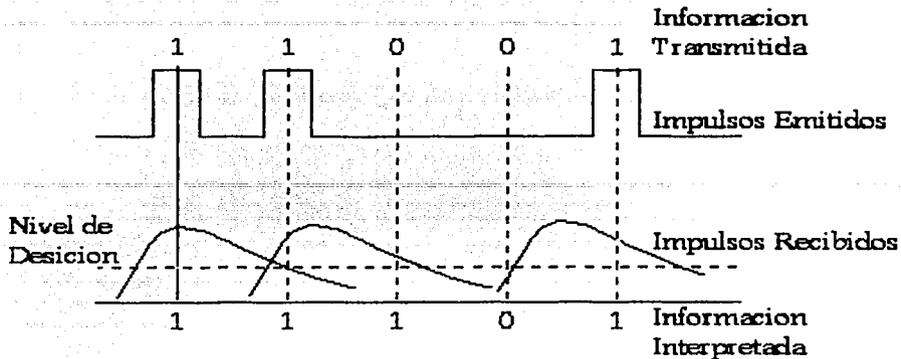


Fig.1.2 Pulso Viajando en una fibra con dispersión cromática.



**Fig.1.3 Efectos de la dispersión cromática en una señal a través de un enlace óptico.**

La sensibilidad a la dispersión se incrementa linealmente con la distancia y hace que se incremente cuadráticamente con la velocidad, eso quiere decir que cuando incrementemos la velocidad de bits desde 2.5 Gbps a 10 Gbps, la dispersión cromática se incrementa en un factor de 16.

La unidad de medida para la dispersión cromática es del ps/(nm-km) que indica que un pulso con una anchura espectral de un nanometro se ensanchara por un picosegundo por cada kilómetro que viaja. Por ejemplo, para calcular la dispersión de un pulso de 1550-nm con un 20-pm (0.02 nm) de anchura espectral (FWHM) cuando viaja hasta 10-km longitud en una fibra que tiene una dispersión de 17 ps/nm-km a 1550nm, se calculara un retardo de:

$$(17 \text{ ps/nm-km}) \times (0.02\text{nm}) \times (10 \text{ km}) = 3.4 \text{ ps}$$

En tramos largos de fibra la dispersión cromática puede dar por resultado pulsos que se deforman de tal manera que se traslapan, causando interferencia inter- simbólica, en el receptor que ve incrementado la tasa de error.

El fenómeno de la dispersión cromática es el resultado de la suma de tipos de dispersión: la dispersión de material (o espectral) y la dispersión por efecto guía de onda, que al sumarse linealmente dan como resultado dicha dispersión.

$$\Delta t_c = \Delta t_e + \Delta t_g \quad \text{eq (1.2)}$$

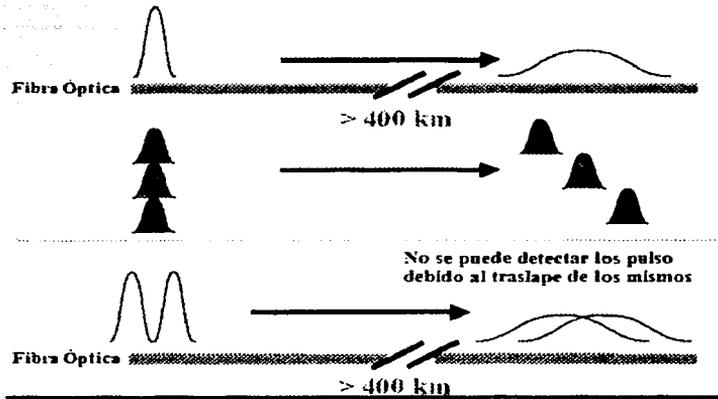


Fig. 1.4 Problemas causados por la dispersión cromática con la distancia [4].

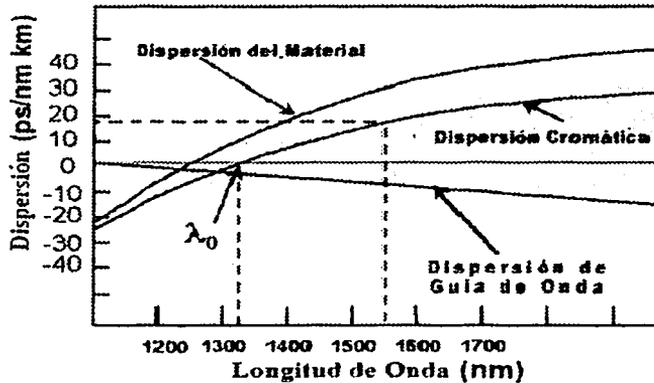


Fig. 1.5 La dispersión cromática es el resultado combinado de la dispersión del material y la dispersión de la guía de onda que en ocasiones tienen efectos opuestos.

### 1.1.1.2.1 Dispersión de material (o espectral)

Este fenómeno es el principal causante de la dispersión cromática, y es provocado debido a que el índice de refracción del silicio, material usado para fabricar las fibras ópticas, depende de la frecuencia, dando como resultado que las longitudes de onda viajan a diferentes velocidades a través del material. Y como las fuentes no son del todo monocromáticas, ya que no importa cuán estrecha sea, emite varias longitudes de onda dentro de su rango y es decir emite más de una componente

espectral, dando como resultado que las componentes de distinta frecuencia o longitud de onda, viajen a velocidades diferentes por el silicio provocando este tipo de dispersión.

### **1.1.1.2 Dispersión por efecto guía de onda**

Para comprender esta componente hay que recordar que la potencia de un modo se propaga parcialmente por el núcleo y parcialmente por el revestimiento. El índice efectivo de un modo se sitúa entre el índice de refracción del núcleo y del revestimiento, acercándose más a uno u otro dependiendo de cuál sea el porcentaje de la potencia que se propaga por ellos (si la mayor parte de la potencia está contenida en el núcleo, el índice efectivo estará más cerca del índice de refracción del núcleo).

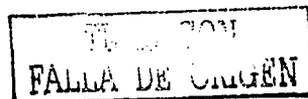
Como la distribución de la potencia de un modo entre el núcleo y el revestimiento depende de la longitud de onda, si la longitud de onda cambia, la distribución de potencia también cambia, provocando un cambio en el índice efectivo o constante de propagación del modo. El índice de refracción efectivo varía con la longitud de onda de la siguiente manera:

- A longitudes de onda pequeñas, la luz es bien confinada dentro del núcleo. Así, el índice de refracción efectivo es determinado por el índice de refracción del núcleo del material.
- A longitudes de onda medianas, la luz se propaga levemente dentro del revestimiento. Esto disminuye el índice de refracción efectivo.
- A longitudes de ondas largas, gran cantidad de luz es propagada dentro del revestimiento. Esto produce un índice de refracción efectivo muy cercano al del revestimiento.

Este da como resultado el fenómeno de dispersión en guía de ondas, que es un retraso en la propagación de una o más longitudes de onda en relación con las otras.

### **1.1.1.3 Dispersión por Modo de Polarización.**

La Dispersión por Modo de Polarización es otro efecto que limita la distancia a la que un pulso puede viajar sin degradación. La polarización es la propiedad de la luz la cual está relacionada



con la dirección de sus vibraciones, el viaje de la luz en una fibra típica puede vibrar en uno o dos modos de polarización.

La mayoría de las fibras monomodo soportan dos modos de polarización perpendiculares: uno vertical y otro horizontal. Puesto que estos estados de polarización no están mantenidos, ocurre una interacción entre los pulsos, que resultan en un desperdigo de la señal.

La dispersión por modo de polarización (DMP) es causada por la ovalidad (no circularidad) de la forma de la fibra como resultado del proceso de manufacturación o desde agentes externos. Puesto que la tensión puede cambiar a través del tiempo, la DMP, distinta a la dispersión cromática, está sujeta a cambios con el transcurso del tiempo. La DMP, generalmente, no es un problema a velocidades bajo 10 [Gbps]

La diferencia en los tiempos de los modos de dispersión por polarización, es típicamente medida en picosegundos. Sino es propiamente controlado, DMP puede producir errores excesivos en los pulsos para la transmisión en sistemas digitales y que pueden distorsionar señales de video transmitidos usando formato de modulación de amplitud analógico.

La figura 1.6 muestra los dos modos principales de una fibra asimétrica que es uniforme a lo largo de su longitud. El modo en el eje X es arbitrariamente etiquetado con un modo lento, mientras que en el eje Y es etiquetado en el modo rápido.

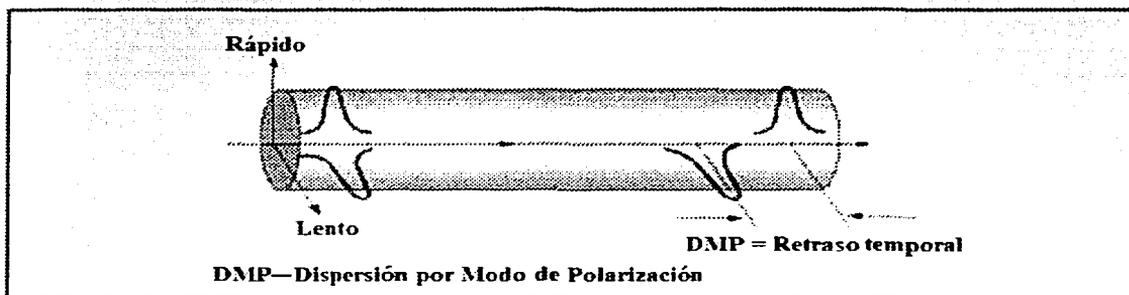


Fig. 1.6 Dispersión por Modo de Polarización en una Fibra de Modo Simple cuya asimetría es uniforme a lo largo de su longitud

## 1.1.2 Dispersión de pulsos gaussianos.

Los pulsos gaussianos son pulsos cuya envolvente es una función gaussiana, y cuando la frecuencia del pulso varía con el tiempo se dice que tienen “*chirp*”. Las razones por la que se suele emplear esta familia de pulsos en el estudio de la dispersión son:

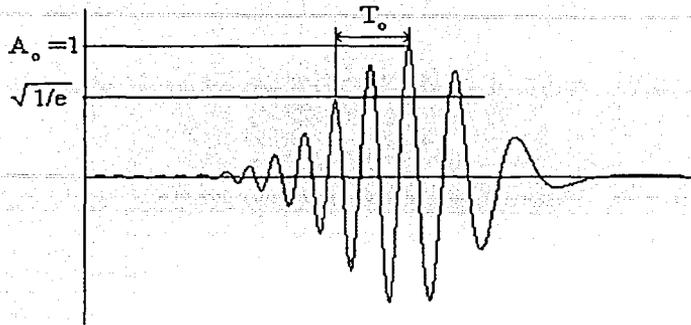
1. Por conveniencia matemática, puesto que la transformada de Fourier de un pulso gaussiano es también un pulso gaussiano.
2. Porque los pulsos emitidos por los lasers fabricados con semiconductores, cuando se modulan directamente, adquieren un cierto “*chirp*”.
3. Porque tanto la dispersión como algunos efectos no lineales pueden provocar que pulsos que inicialmente no tienen “*chirp*” lo adquieran al propagarse por la fibra.

La expresión matemática de un pulso gaussiano es la siguiente:

$$\begin{aligned}g(t) &= \text{Real}\{G(t)\} = \text{Real}\{A(z = 0, t) \exp(j\omega_0 t)\} = \\&= \text{Real}\left\{A_0 \exp\left[-\frac{1-jk}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right] \exp(j\omega_0 t)\right\} = \quad \text{eq. (1.3)} \\&= A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right] \cos\left[\omega_0 t + \frac{k}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right]\end{aligned}$$

Donde  $A_0$  es la amplitud de pico del pulso,  $T_0$  determina la anchura, pero en realidad corresponde a la mitad de la anchura del pulso en el punto de intensidad  $1/e$ , y  $k$  es el factor de “*chirp*”, que determina el grado de variación de la frecuencia del pulso. Si  $k$  es positivo, la frecuencia del pulso aumenta linealmente con el tiempo, y si  $k$  es negativo, disminuye linealmente con el tiempo. A continuación se puede ver la representación gráfica de un pulso gaussiano con “*chirp*” negativo.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



**Fig. 1.7 Amplitud de un pulso gaussiano con factor de chirp  $k=-3$**

Para ver cómo afecta la dispersión a un pulso gaussiano hay que ver cómo varía el pulso con la distancia  $z$ . Para ello, se toma la función compleja del pulso ( $G(t)$ ) y se le aplica la Transformada de Fourier. Así se obtiene  $G(0, \omega)$ , y como  $G(z, \omega) = G(0, \omega) \exp(-j\beta z)$ , se puede obtener la expresión compleja del pulso dependiendo de la distancia.

Después, para obtener la expresión compleja del pulso en el tiempo se necesita realizar la Transformada de Fourier inversa de  $G(z, \omega)$ , pero surge el problema de la dependencia que tiene la constante de propagación  $\beta$  con  $\omega$ . Para resolver esta situación, se asume que la anchura espectral del pulso es muy inferior a la frecuencia de trabajo  $\omega_0$  (hipótesis razonable en los sistemas de comunicaciones ópticas) y se toma el desarrollo en serie de Taylor de  $\beta(\omega)$ :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 \quad \text{eq. (1.4)}$$

$$\beta_0 = \beta \Big|_{\omega=\omega_0}, \beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}, \beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad \text{eq. (1.5)}$$

Una vez hecho esto, se realiza la Transformada de Fourier inversa de  $G(z, \omega)$  y se obtiene  $G(z, t) = A(z, t) \exp(j\omega_0 t - j\beta_0 z)$ . De esta forma, se deduce que la ecuación que muestra la evolución de un pulso gaussiano con "chirp" en el tiempo y la distancia es la siguiente:

$$g(z, t) = \text{Real} \left\{ \frac{A_0 T_0}{\sqrt{T_0^2 + j\beta_2 z(1 - jk)}} \exp \left( \frac{-(1 - jk)(t - \beta_1 z)^2}{2(T_0^2 + j\beta_2 z(1 - jk))} \right) \exp(j\omega_0 t - j\beta_0 z) \right\} \quad \text{eq. (1.6)}$$

Si se parte de un pulso gaussiano que se propaga en el sentido opuesto de la distancia  $z$  la expresión queda así (basta con cambiar de signos a  $k$ ,  $z$  y  $t$ ):

$$g(z, t) = \text{Real} \left\{ \frac{A_0 T_0}{\sqrt{T_0^2 - j\beta_2 z(1 + jk)}} \exp \left( \frac{-(1 + jk)(t - \beta_1 z)^2}{2(T_0^2 - j\beta_2 z(1 + jk))} \right) \exp(-j\omega_0 t + j\beta_0 z) \right\} \quad \text{eq. (1.7)}$$

Esta expresión consta de tres términos, de los cuales, los dos primeros forman la envolvente compleja del pulso, que resulta ser una envolvente gaussiana cuya anchura varía con la distancia, y el último término es el que tiene en cuenta la propagación del pulso.

### 1.1.2.1 Ensanchamiento de pulsos gaussianos con "chirp"

Partiendo de la expresión de la propagación de un pulso gaussiano con chirp  $G(z, t)$ , si se le aplica el módulo se obtiene que la envolvente de dicho pulso gaussiano se propaga según la ecuación:

$$|A(z, t)| = \frac{A_0 T_0}{\sqrt{(T_0^2 + \beta_2 z k)^2 + (\beta_2 z)^2}} \exp \left( \frac{-\tau^2}{2T_0^2 \left( \left( 1 + \frac{\beta_2 z k}{T_0^2} \right)^2 + \left( \frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right)} \right) \quad \text{eq. (1.8)}$$

Esta ecuación demuestra que a medida que un pulso gaussiano se va propagando a lo largo de la fibra, su envolvente sigue siendo la de un pulso gaussiano, pero que se va dispersando variando así su anchura, y esta variación depende del signo del producto  $k\beta_2$ . Esto se puede apreciar con mayor claridad observando la relación entre las anchuras del pulso al comienzo de la fibra  $T_0$ , y tras recorrer una cierta distancia  $T_z$ .

$$\frac{T_z}{T_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{\beta_2 z k}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2} \quad \text{eq. (1.9)}$$

Si  $k\beta_2 > 0$  la anchura del pulso va aumentando (el pulso se ensancha) y si  $k\beta_2 < 0$  va disminuyendo (el pulso se comprime), al menos inicialmente como se podrá comprobar con las aplicaciones interactivas que se muestran más adelante.

Por ejemplo, si se transmite un pulso sin "chirp" ( $k=0$ ) con una anchura inicial  $T_0 = 0.2$  ns., por una fibra con un valor  $\beta_2 = -22$  ps<sup>2</sup>/Km (valor razonable para fibras monomodo estándar en la banda de 1.55  $\mu$ m.), debido a la dispersión, la anchura del pulso irá aumentando a medida que éste se vaya propagando, y a una distancia de 3.600 Km la anchura será  $T_z = 0.4436$  ns. Se suele definir un parámetro denominado longitud de dispersión de la forma:  $L_D = T_0^2 / \text{abs}(\beta_2)$ , que se considera una medida normalizada en el estudio de la dispersión. La principal importancia de este parámetro radica en que cuando  $z \ll L_D$ , los efectos de la dispersión apenas se aprecian.

## 1.2 Compensación de la dispersión.

Como hemos visto los sistemas modernos de comunicación digitales basados en fibra óptica, sufren del grave problema de la Dispersión temporal, causando dificultades en la detección de los pulsos y aumentando la tasa de error de los bits, de ahí que se de gran importancia diseñar un sistema que compense estos efectos negativos.

### 1.2.1 Compensación de la dispersión modal.

La dispersión modal o intermodal, afecta principalmente a la fibra óptica multimodo de índice escalonado, para este tipo de fibra es tan grande esta forma de dispersión que se desprecian los otros tipos de dispersión, como este fenómeno se debe principalmente a la diferencia de recorrido de los distintos modos de propagación, se pensó en construir un tipo de fibra que subsanara estos defectos o que les dieran solución, el siguiente esquema nos muestra la variación de la Dispersión Modal, dependiendo el tipo de fibra óptica utilizada.

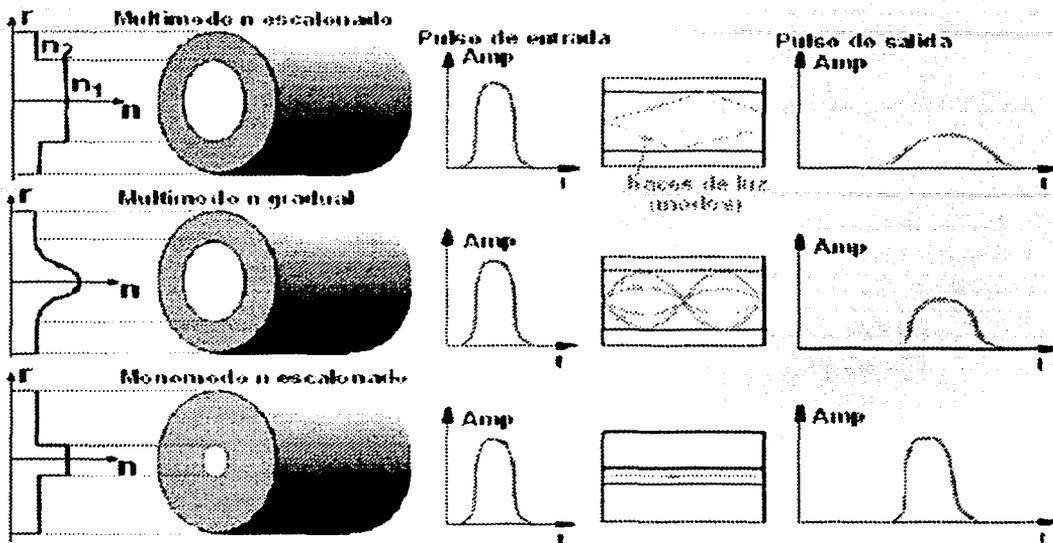


Fig. 1.8 Dispersión modal en los 3 tipos de fibras básicas.

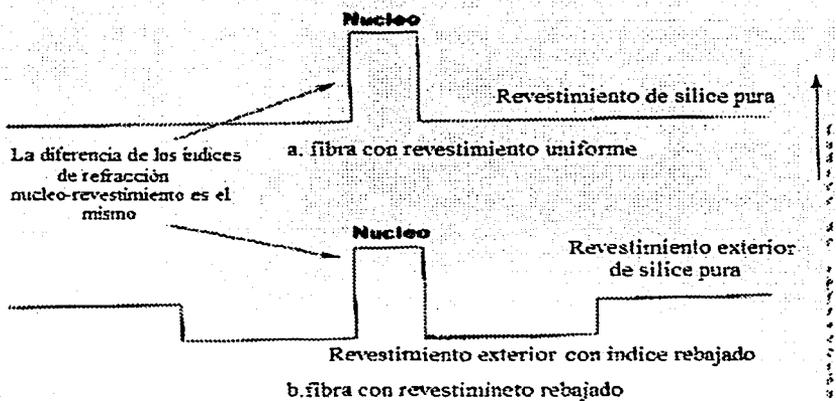
Como se puede observar la fibra multimodo óptica de índice gradual disminuye considerablemente los efectos de la Dispersión Modal respecto de los resultados que nos otorga la fibra multimodo de índice escalonado, pero a su vez la fibra de monomodo de índice escalonado no es afectada por este tipo de dispersión, sino que es afectada por los efectos de la Dispersión Cromática.

### 1.2.1.1 Fibra Monomodo (o de modo único)

La solución más simple fue la construcción de una fibra monomodo. 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. Y ya que la transmisión será en un único modo se 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 la que se ha adoptado como estándar en las telecomunicaciones.

Este tipo de fibra se introdujo comercialmente en 1983, USF (ITU recomendación G.652) presenta una dispersión cromática en los 1310 nm nominales, algunas veces llamada fibra convencional (USF), es la fibra óptica más usada. Numerosos sistemas de transmisión operan con USF, incluyendo sistemas de alta velocidad digitales y analógicos los cuales operan en la segunda y tercera ventanas de longitud de onda.

La fibra monomodo estándar y tiene un perfil del tipo índice escalonado, con una frontera de separación abrupta entre el índice superior del núcleo y el índice inferior del recubrimiento. El diferencial de los índices refractivos está generalmente por debajo del 1%, la figura siguiente nos muestra una vista de los dos tipos principales de fibras monomodos del tipo índice escalonado.



**Fig. 1.9 Fibras monomodos del tipo índice escalonado.**

En la figura se muestran dos tipos de fibras monomodos del tipo índice escalonado. La diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento es el mismo, pero el revestimiento se ha rebajado en la fibra de la parte inferior, el revestimiento interior es dopado con flúor para reducir el índice de refracción.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

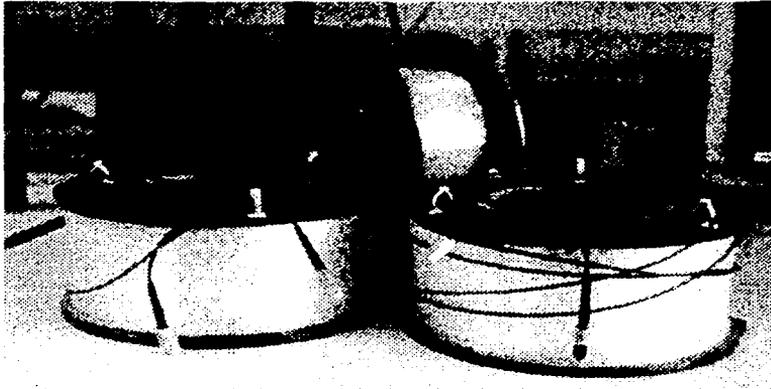


Fig. 1.10 Fibras monomodo

### 1.2.1.2 Fibra de Índice Gradual

Para disminuir el efecto de la Dispersión Modal, fue diseñada la fibra de índice gradual. Este tipo de fibra consiste de un núcleo cuyo índice de refracción varía con la distancia a lo largo del eje longitudinal con el objetivo de disminuir los efectos de la dispersión modal. Al igual que la fibra de índice escalón, el núcleo está rodeado por el revestimiento de menor índice refracción.

Las fibras de índice gradual ofrecen una buena aceptación de luz y ancho de banda, mejor de las ofrecidas por las fibras a índice escalón. El ancho de banda mejorado se debe a la estructura especial de la fibra que permite un índice de refracción distribuido como lo representa la figura siguiente. Otras características ofrecidas son: diámetro del núcleo moderado y atenuación moderada.

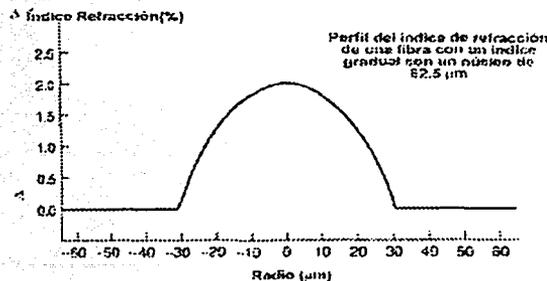


Fig. 1.11 Perfil de la fibra de índice gradual

El índice de refracción en función del radio del núcleo se expresa de la siguiente manera:

$$n^2(r) = n_0^2 \left[ 1 - 2\Delta \left( \frac{r}{a} \right)^g \right] \quad \text{eq. (1.10)}$$

Donde :  $n_0$  es el índice de refracción en el centro del núcleo

$r$  = radio

$g$  = es el perfil del índice (donde el óptimo igual  $2(1-\Delta)$ )

$a$  = es el valor máximo del radio

$\Delta$  = Diferencia relativa del índice de refracción.

$$\Delta = \frac{NA^2}{2n_1^2} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad \text{eq. (1.11)}$$

Debido a que la velocidad 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 límite con la corteza. Para perfiles parabólicos (cuadráticos) del índice de refracción, el tiempo de propagación, para varios modos es casi ecualizado, lo cual reduce la distorsión debido a la propagación multimodo.

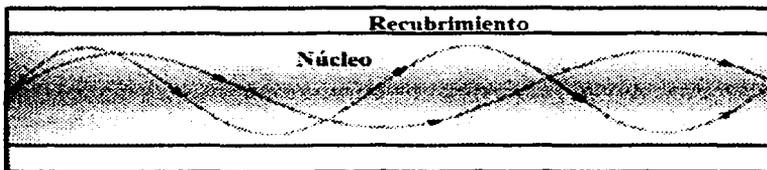


Fig. 1.12 Compensación de las trayectorias para los diferentes modos de propagación.

## 1.2.2 Compensación de la dispersión cromática.

La dispersión cromática no era un problema en los primeros sistemas de transmisión por una variedad de razones:

- Las velocidades de transmisión no eran lo suficiente rápida como para que los pulsos pueda extenderse lo suficiente para que interfieran con pulsos adyacentes.
- La única longitud de onda de transmisión se localizó cerca de la longitud de onda de dispersión mínima que significativamente disminuyó la distorsión del pulso en una distancia dada.
- Antes que la potencia de la señal óptica llegue por debajo de un nivel crítico, la señal atraviesa un regenerador. Aunque la función primaria del regenerador es de aumenta la potencia de la señal, también sincroniza y reformaba la señal original y elimina los efectos de dispersión cromática cada 60 o 70 km.

La respuesta inicial de la industria a este problema de la dispersión cromática fue el desarrollo de la Fibra de dispersión desplazada que reduce la dispersión en la región de los 1550nm.

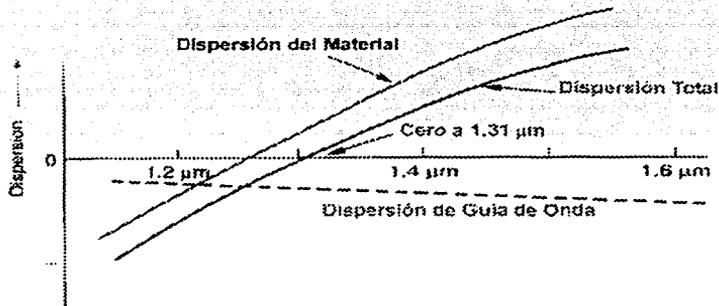
La dispersión material y dispersión de guía de onda tienden efectos opuestos, los fabricantes de fibra pueden manipular estos efectos para cambiar la situación y obtener curvas suaves de dispersión cromática.

### **1.2.2.1 Fibra Monomodo de Dispersión Desplazada.**

Con la fibra monomodo estándar dejó de tener importancia la dispersión modal, pero pasó a tener una mayor importancia la dispersión cromática, causada por la variación de la velocidad de la luz a través de una fibra con una determinada longitud de onda. Como ya lo hemos mencionado la dispersión cromática esta formada por la suma de dos componentes: la dispersión inherente al material y la dispersión originada por la estructura de la guía de onda, estos componentes pueden tener signos diferentes dependiendo del incremento o disminución de la velocidad de la luz con la longitud de onda.

Ambos componentes dependen del rango de longitud de onda de la señal y se cancelan en un punto cercano a 1.31  $\mu\text{m}$  en una fibra monomodo estándar como se ve en la figura siguiente. Esta es

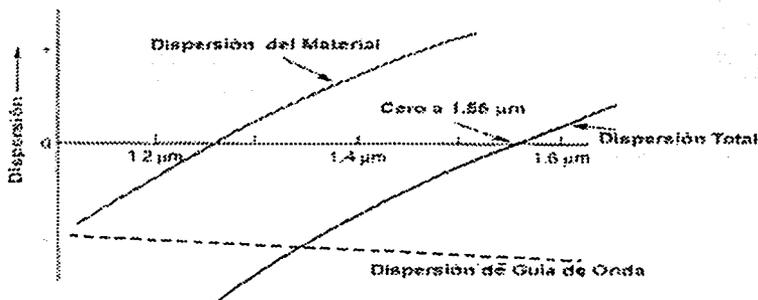
una longitud de onda útil, pero no es ideal. La pérdida de una fibra de vidrio es menor a  $1.55 \mu\text{m}$ , y los amplificadores dopados de Erblio operan en este rango. Cambiando el diseño de la interfase núcleo-revestimiento se puede alterar la dispersión de guía de onda y así cancelar la dispersión cromática en otra longitud de onda.



**Fig. 1.12** La dispersión de guía de onda compensa la dispersión cromática para producir una dispersión cero a  $1.31 \mu\text{m}$  en una fibra monomodo del tipo escalonado.

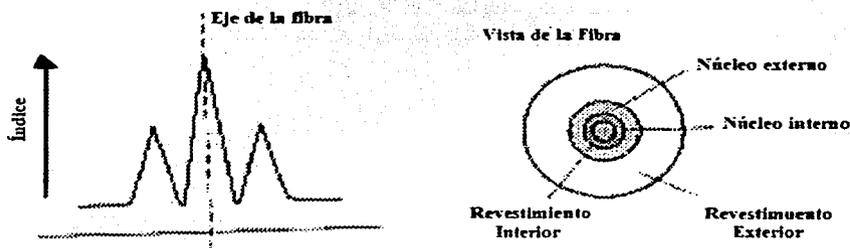
### 1.2.2.2 Fibra desplazada de Dispersión nula.

La primera fibra con dispersión desplazada fue diseñada para una dispersión cero a una longitud de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . Esto fue realizado incrementando la magnitud de la dispersión de guía de onda, como se muestra en la siguiente figura.



**Fig. 1.13** Una fibra diseñada con una dispersión de guía de onda mayor desplaza la dispersión cero a una longitud de onda de  $1.55 \mu\text{m}$

En la siguiente figura se muestra el diseño comercial de una fibra de dispersión desplazada nula. El núcleo tiene un pico del índice refractivo en el centro y cae gradualmente al mismo valor que el del revestimiento exterior, se fabrica con dióxido de silicio puro. Un pequeño revestimiento interior de dióxido de silicio puro rodea al núcleo interno, y este a su vez es rodeado por un núcleo exterior. El índice refractivo del núcleo exterior se incrementa con la distancia del núcleo hasta que alcanza un pico a la mitad de camino entre el índice de dióxido de silicio puro y el pico interior. Luego cae suavemente hasta alcanzar el nivel del revestimiento exterior del dióxido de silicio puro. Este diseño incrementa la dispersión de guía de onda. Así mismo también afecta el diámetro de modo de campo, reduciéndolo a aproximadamente  $8.1 \mu\text{m}$  en los  $1.55 \mu\text{m}$ , comparado a los  $10.5 \mu\text{m}$  típicos para las fibras monomodos de tipo escalón operando a  $1.55 \mu\text{m}$ .



**Fig. 1.14** diseño comercial de una fibra de dispersión desplazada cero.

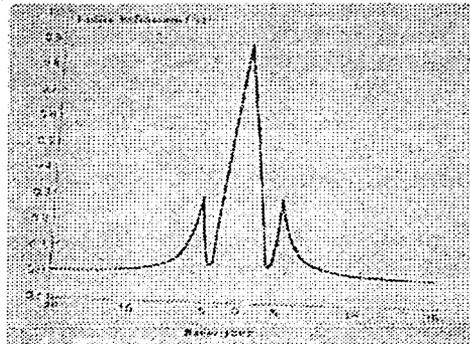
Este diseño trabaja muy bien para los sistemas de transmisión de señales en la región de la longitud de onda de dispersión cero. Sin embargo, si el sistema transmite múltiples longitudes de onda en la región de los  $1.55 \mu\text{m}$ , las señales en las diferentes longitudes de onda pueden mezclarse unas a otras, generando ruido que degrada la señal.

### 1.2.2.3 Fibra de dispersión desplazada no nula.

El diseño de una fibra de dispersión desplazada puede ser modificado para desplazar la dispersión cero a una longitud de onda mas allá del rango de operación de los amplificadores dopados con erbio, para evitar las mezclas de ondas que causan el problema en los sistemas que usan multiplexación de longitudes de onda. Por ejemplo, un pequeño adelanto de la dispersión de guía de onda puede llevar la dispersión cero a una longitud de onda de  $1.6 \mu\text{m}$ . A estas fibras se les denomina fibras de dispersión desplazada no nula ó casi cero porque el rango de dispersión bajo esta

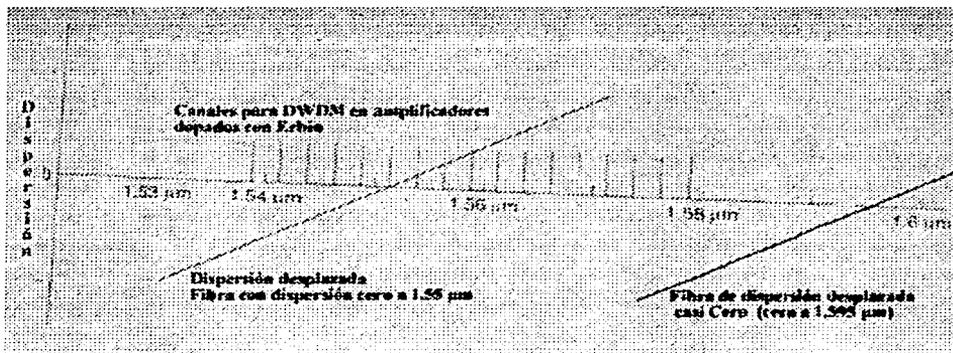
desplazado, pero la dispersión cero se encuentra en un punto fuera del rango usado para transmitir la señal.

La diferencia en el diseño es sutil, el perfil del índice de refracción se muestra en la siguiente figura que es muy semejante al perfil de las fibras de dispersión cero, pero existe una diferencia marcada en la magnitud de los picos en la curva.



**Fig. 1. 15 Perfil de la fibra de dispersión desplazada no nula.**

El cambio conjunto en la dispersión es mínimo, pero bastante significativo, la dispersión permanece relativamente baja en la ventana de los 1.55 μm, sin embargo la diferencia entre estos tipos de fibras de dispersión desplazada es sutil, pero puede afectar fuertemente la forma de los sistemas que usan multiplexación de división de ondas.



**Fig. 1. 16 Comparación de las fibras de dispersión desplazada cero y de las casi cero**

### 1.2.2.4 Compensadores basados en Rejillas de Bragg.

Una Rejilla de Bragg es una fibra óptica en la cual el índice del núcleo es perturbado formando un perfil de índice modulado periódico o cuaziperiódicos. Dicha estructura funciona como un filtro supresor de banda, con una muy alta selectividad, rechazando una sola longitud de onda.

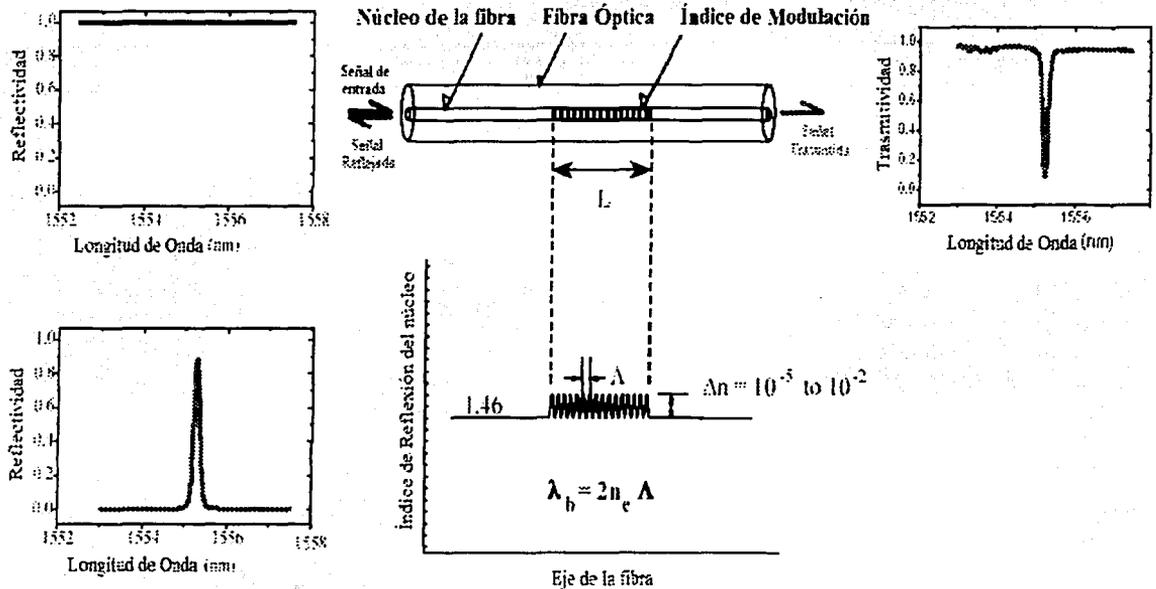


Fig. 1.17 Esquema de funcionamiento de una rejilla de Bragg [4].

Basándose en esta propiedad de las rejillas de Bragg se han diseñado sistemas de compensación de la dispersión temporal, dichos sistemas están compuestos de un circulador y un arreglo de rejillas de Bragg.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

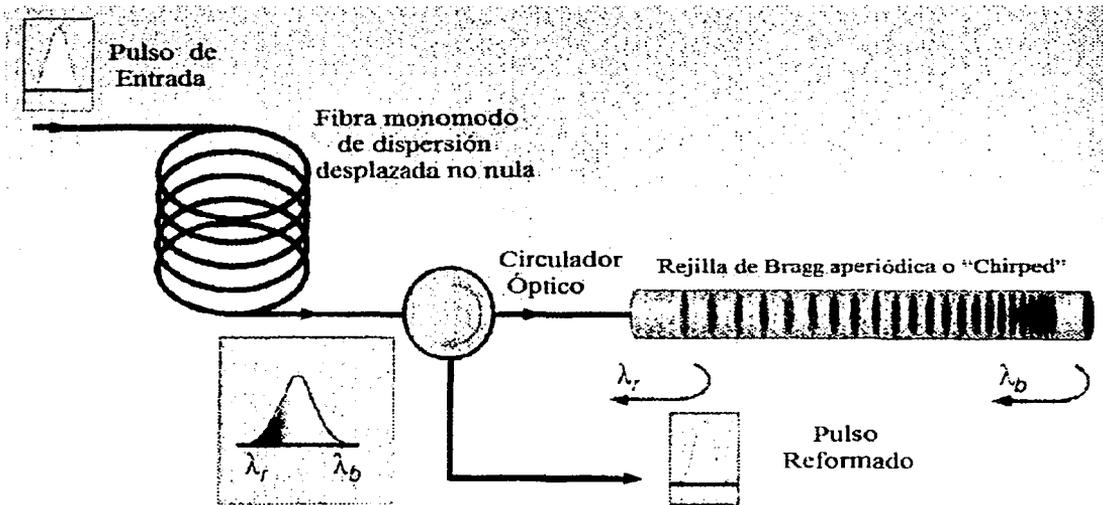


Fig. 1.18 Compensador de Dispersión usando rejillas de Bragg [4].

A grosso modo el sistema funciona de la siguiente manera, primero se tiene la señal viajando a lo largo de la fibra óptica monomodo, (a la salida de dicha fibra se tiene el pulso deformado por causa de la dispersión cromática), dicha fibra es conectada a un circulador, el cual hace que la señal se dirija al arreglo de rejillas de Bragg, en donde las componentes espectrales con mayor velocidad pueden traspasar un mayor numero de rejillas y después regresar hasta llegar nuevamente al circulador, provocando que estas componentes mas veloces obtengan un retardo y por ello sean alcanzadas por las componentes espectrales de menor velocidad teniendo como resultado en la salida un pulso sin deformación.

### 1.3 Conclusiones.

En la actualidad el ancho de banda requerido en los sistemas de telecomunicaciones cada vez es mayor. La dispersión temporal tiene efectos nocivos sobre los sistemas de alta velocidad de transferencia de datos. Los sistemas compensadores de la dispersión temporal basados en rejillas de Bragg, son la mejor opción para sistemas de telecomunicaciones. Entre sus ventajas están las bajas

pérdidas de inserción, baja sensibilidad a la polarización de la luz y a los efectos no-lineales, tamaño y peso reducidos, alta versatilidad así como un costo final bajo.

En los siguientes capítulos ahondaremos en el análisis de las propiedades más importantes de las rejillas de Bragg desde sus principios físicos, su funcionamiento, su modelo matemático y el análisis del mismo y su integración como parte de un sistema de compensación.

## **Capítulo 2**

### **Rejillas de Bragg.**

#### **2.1 Difracción.**

El fenómeno de difracción existe cuando un haz de radiación electromagnética se desvía ligeramente de su trayectoria, al atravesar de un medio transparente limitado por una o dos caras y reflejarse en una superficie (llamada *red de difracción*), provocando la alteración de una región del frente de onda ya se en amplitud o fase cuando se encuentra con dicho obstáculo. Los diversos fragmentos del frente de onda que se propagan más haya del obstáculo interfieren para producir la distribución de densidad de energía particular conocida como patrón de difracción.

Una red de difracción es el conjunto repetitivo de unidades difractoras, es decir elementos que alteren la amplitud o fase de un frente de onda, los cuales tienen el efecto de producir alteraciones periódicas en la amplitud, fase o en ambas.

## 2.1.1 Difracción de Bragg.

La difracción de Bragg, es un caso particular de difracción de las ondas, como un ejemplo de esta tenemos los haces difractados por un cristal.

Los haces difractados por un cristal no son plenamente haces reflejados, ya que a diferencia de la luz, la cual es reflejada por un espejo sin importar la dirección con la cual llega al espejo, por ejemplo los rayos X sólo se reflejan en un cristal cuando inciden sobre él en ciertas direcciones.

Esto es debido a que los rayos X incidentes son reflejados no sólo por la superficie del cristal sino también por su interior. Los rayos reflejados en el interior tienen que entrar al cristal para ser reflejados y luego salir de él, por lo que una vez afuera del cristal estos rayos han viajado más que los rayos reflejados en la superficie del cristal, provocando una diferencia de fase entre ellos.

Unos y otros rayos interferirán entre sí destruyéndose unos a otros, excepto cuando al encontrarse vayan "parejos" es decir, cuando el exceso de distancia recorrida por el rayo que penetró al cristal, sea un múltiplo de la longitud de onda los rayos X usados. En esta condición de excepción, los rayos X reflejados en el interior y en la superficie del cristal, se refuerzan uno a otro aumentando notablemente su intensidad, y emergiendo entonces del cristal un haz intensísimo llamado *haz difractado*.

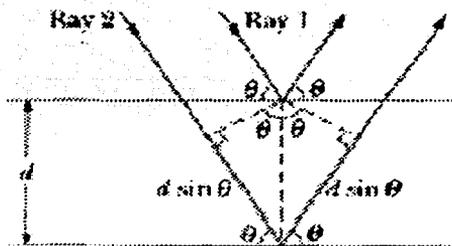


Fig. 2.1 Los rayos X incidentes son reflejados no sólo por la superficie del cristal sino también por su interior, rayos 1 y 2, respectivamente.

## 2.1.2 Ley de Bragg.

Las direcciones privilegiadas en las que se producen haces difractados en un cristal pueden conocerse aplicando la llamada "Ley de Bragg".

Considerando una red de difracción y un haz en forma de onda plana incidente sobre de dicha estructura, con un ángulo  $\theta$  respecto de la red si la longitud de onda es del orden de la separación entre las unidades difractoras, cada plano se comportará como una superficie parcialmente reflectora. Aunque en cada plano la reflexión cumplirá con  $\theta_i = \theta_r$ , sólo en ciertos ángulos habrá interferencia constructiva de todos los haces reflejados en todos los planos de átomos paralelos.

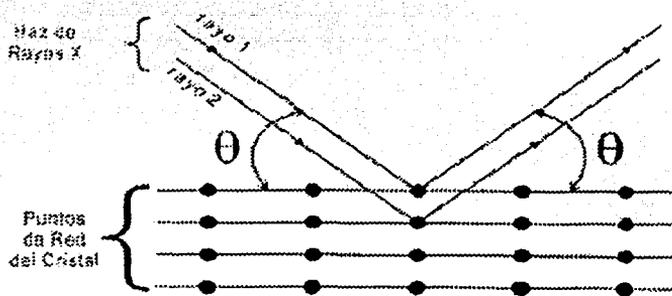
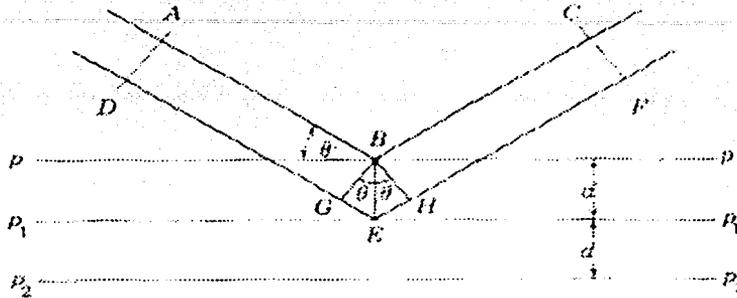


Fig. 2.2 Esquema de la ley de Bragg.

Mediante una simple construcción geométrica se ve que habrá interferencia constructiva sólo para aquéllos ángulos  $\theta$ , que cumplen la relación:

$$2d \operatorname{sen}\theta = n\lambda \quad (n=0,1,2,\dots) \quad \text{eq.(2.1)}$$

Donde  $d$  es la distancia interplanar,  $\theta$  y  $n$  el ángulo y el orden de difracción respectivamente. La  $\lambda$  es la longitud de onda del haz incidente.



**Figura 2.3 La ley de Bragg relaciona el ángulo de desviación con la longitud de onda del haz incidente y la separación de los planos.**

Esta relación es conocida como “Ley de Bragg”. Nótese que si cada plano fuera un reflector perfecto, entonces sólo el primer plano sería alcanzado por la radiación y cualquier longitud de onda sería reflejada.

Entonces, la Ley de Bragg es una consecuencia de la periodicidad de la red de difracción. Como consecuencia directa de la ley existirá difracción de Bragg solamente si  $\lambda \leq 2d$ .

## 2.2 Rejillas de Bragg en fibras ópticas.

Una Rejilla de Bragg físicamente es una perturbación periódica del índice de refracción a lo largo del eje de la fibra, que se forma por exposición del núcleo de la misma a un patrón de interferencia óptica intenso. Estas redes funcionan como filtros paso-banda que reflejan unas longitudes de onda específicas y dejan pasar el resto. Su funcionamiento puede ser explicado a partir de una suma sucesiva de reflexiones coherentes en los saltos de índice de refracción.

### 2.2.1 Antecedentes de las Rejillas de Bragg.

La formación de rejillas permanentes en una fibra óptica fue obtenida por primera vez en 1978 por O. Hill y sus colaboradores en Ottawa, Canadá. Este descubrimiento fue por accidente, ya

que el objetivo de su investigación era determinar la máxima potencia que podían transmitir por una fibra óptica dopada con germanio.

El experimento era sencillo consistía en radiar con un láser de argón la fibra dopada, pero después de varios intentos notaron que después de un tiempo, la potencia transmitida era menor. Realizaron mediciones espectrales con las concluyeron que se había formado una rejilla en la fibra expuesta a radiación.

Este logro contribuyó a las investigaciones de las propiedades no lineales de una fibra dopada con silicio y germanio y estableció una fotosensibilidad desconocida hasta entonces en una fibra de germanio.

## 2.2.2 Fundamentos de las Rejillas de Bragg.

Una rejilla de Bragg en una fibra es una variación periódica del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra. Esta variación es producida por un efecto llamado *fotosensibilidad* con el cual se puede modificar el índice de refracción por medio de radiación ultravioleta.

La fotosensibilidad es un proceso de dos fotones que puede hacerse mucho más eficiente si uno de los fotones del proceso tiene una longitud de onda de 245 nm (UV), es decir, tiene 5 [eV] y se trata de un defecto en la banda de valencia del germanio.

Este efecto fotosensible se consigue en fibras dopadas con Germanio, utilizando como fuentes de luz ultravioleta láseres de excímero de KrF (248nm) y KrAr (193nm). Con estas condiciones, los incrementos del índice de refracción que pueden obtenerse son positivos y del orden entre  $10^{-5}$  y  $10^{-3}$ . Con fibras sometidas a una sobrepresión de Hidrógeno, este cambio del índice de refracción puede llegar hasta  $10^{-2}$ .

Sin embargo, la fotosensibilidad no es exclusiva de las fibras dopadas con germanio, ya que se ha observado en una gran variedad de diferentes fibras, de las cuales la mayoría no contienen germanio como dopante, pero las fibras ópticas con núcleo dopado con germanio continúan siendo el material más importante para la fabricación de las rejillas de Bragg.

El cambio en el índice de refracción es permanente en el sentido de que dura aproximadamente 25 años. Este cambio depende de varios factores tales como la longitud de onda con la que es radiada, la intensidad, la dosificación de luz irradiada, la composición del material del núcleo de la fibra y cualquier proceso en la fibra realizado antes de la radiación.

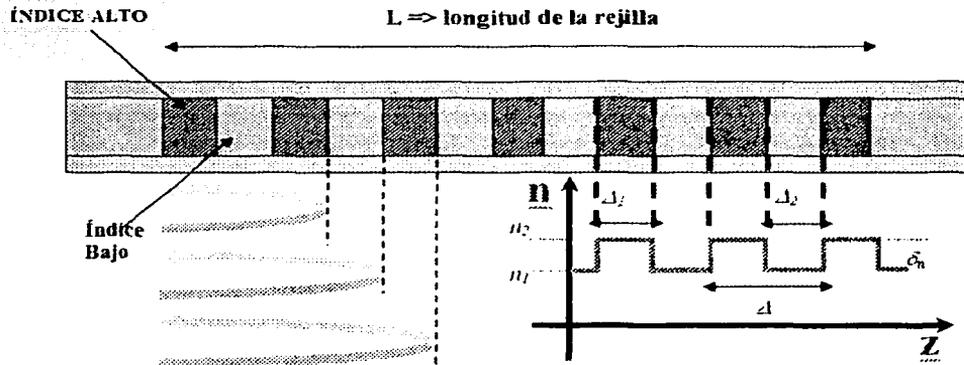


Fig. 2.4 El efecto producido en el índice de refracción del núcleo de la fibra se representa en la figura.

La energía que se refleja en la entrada va a ser máxima para la condición en la que todas las ondas reflejadas están en fase, por eso la variación debe ser periódica. Esta condición es conocida como Condición de Bragg

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad \text{eq.(2.2)}$$

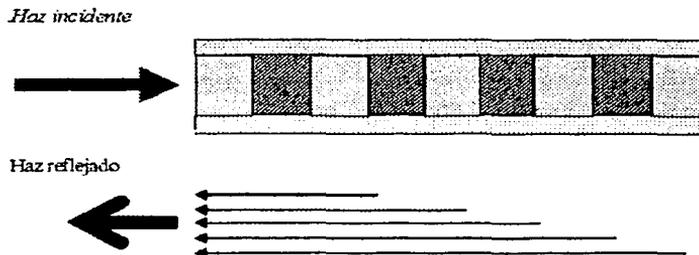


Fig. 2.5 En una fibra monomodo, el haz de luz solamente se puede propagar en dirección paralela al eje de la fibra. El efecto que sufre el rayo se muestra en la figura.

Las rejillas de Bragg son rejillas reflectivas, donde el ancho  $\delta\lambda_B = f(L, \delta n)$ . Con estas rejillas podemos reflejar hasta el 99.999% de la energía incidente, para la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$ .

Lo anterior se puede explicar con la Teoría de Modos Acoplados en la cual al llegar el rayo que se propaga en la dirección  $z$  a un punto de cambio del índice de refracción se acopla a un modo que se propaga en la dirección  $-z$ .

Una rejilla se considera de Bragg si el periodo longitudinal  $\Lambda$  es menor a  $100 \mu\text{m}$ , en caso de que sea mayor, se considera rejilla de periodo largo.

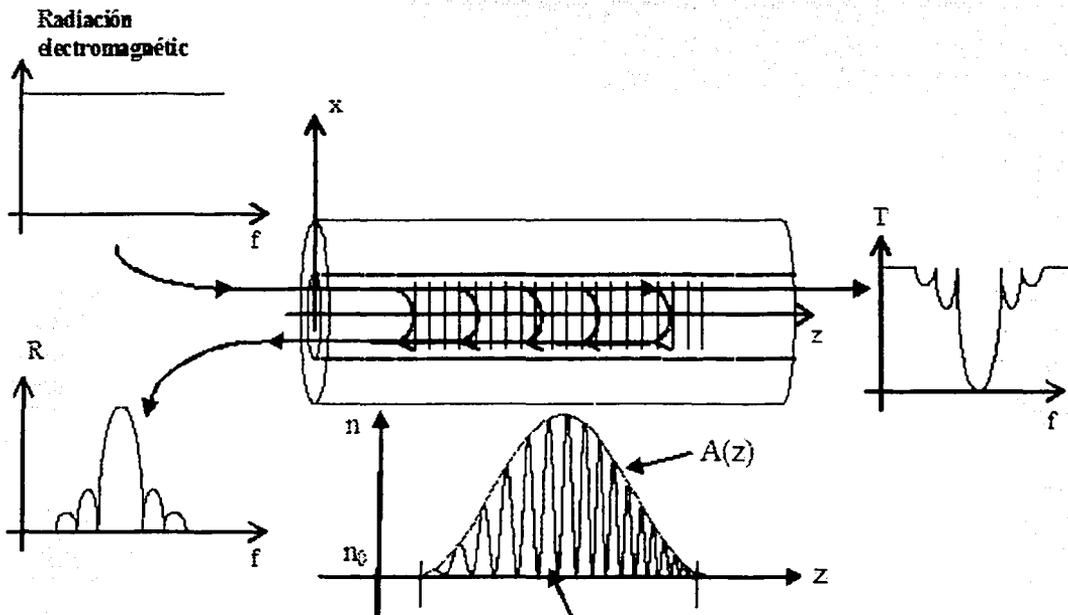
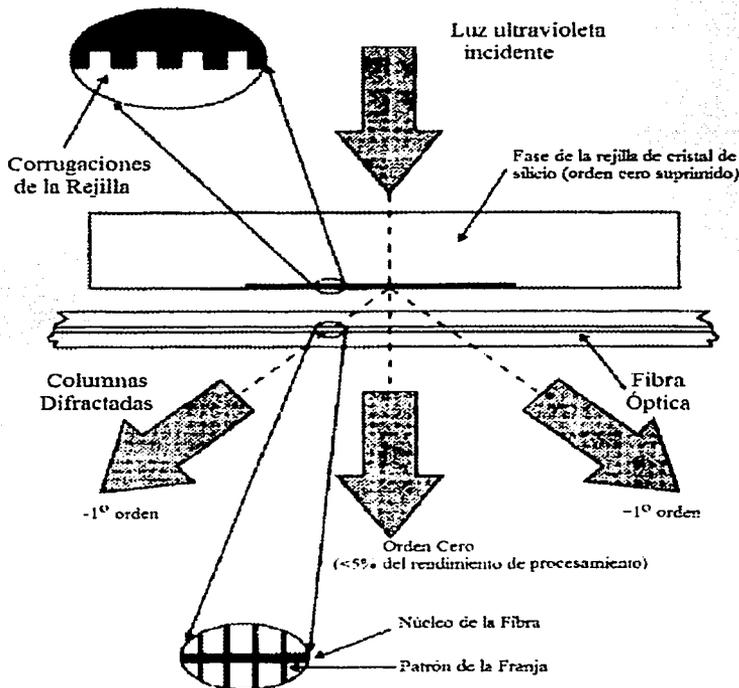


Fig 2.6 Principio de operación de las Rejillas de Bragg de periodo corto.

## 2.2.2.1 Técnica principal de grabado de rejillas de Bragg en fibra óptica.

Para formar una rejilla de Bragg se requiere exponer la fibra a un intenso patrón de interferencia de radiación UV, el cual se queda grabado en el núcleo de la fibra. Al haber un patrón de interferencia va a haber máximos y mínimos de intensidad los cuales modifican el índice de refracción en la fibra.

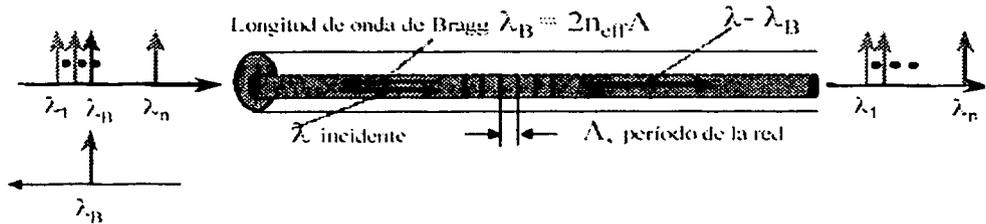


**Fig. 2.7 Exposición de la fibra a un intenso patrón de interferencia de radiación UV**

La técnica de grabado de rejillas de Bragg en fibra óptica consiste en la irradiación de fibra fotosensible con luz ultravioleta y con el patrón de intensidades correspondiente a la modulación del índice deseada. En este caso el patrón de intensidades se genera empleando una máscara de fase de periodo constante, lo que permite obtener rejillas de Bragg uniformes.

## 2.2.3 Propiedades fundamentales de las rejillas de Bragg.

La perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra es una estructura periódica que actúa como filtro supresor de banda. Una banda estrecha de campo óptico incidente en la fibra es reflejado por sucesivas variaciones y dispersiones. Cada reflexión de una cresta en la perturbación del índice está en fase con la siguiente en  $\lambda_B$ .



**Fig. 2.8** La reflexión de cierta longitud de onda, depende de las características de la fibra y del periodo de la red de difracción.

Cualquier cambio en las propiedades de la fibra, tales como tensión, temperatura o polarización varían el índice efectivo  $n_{\text{eff}}$  y por lo tanto cambian la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$ . Las características de las rejillas pueden ser entendidas a través de teoría de modos acoplados en la cual se fundamenta todos los cálculos realizados para las rejillas. En el caso más general, el índice de perturbación  $\delta n(z)$  toma la forma de una forma de onda periódica modulada en fase y amplitud:

$$\delta n(z) = \delta n_0(z) \left[ 1 + m \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \phi\right) \right] \quad \text{eq.(2.3)}$$

Tanto el índice de refracción promedio como la envolvente de la modulación de la rejilla y el índice modal  $n_{\text{eff}}$  varían a lo largo de la rejilla.

La reflectividad local  $r(z)$  es la relación compleja de las amplitudes de la onda incidente y de la onda reflejada, definida por:

$$R = \tanh^2 \left[ (\pi / \lambda) \delta n l \cdot \bar{g} \eta \right] \quad \text{eq.(2.4)}$$

Donde  $L$  es la longitud de la rejilla y  $\bar{g}$  es el valor promedio de la envolvente. El coeficiente de acoplamiento  $k$  está dado por:

$$k = (\pi / \lambda) \delta n g(z) \eta \quad \text{eq.(2.5)}$$

donde  $g(z)$  es una función de apodización.

Otra característica que se observa es que las reflexiones grandes de las rejillas con perturbaciones de índice largas tienen pequeñas formas resonantes espectrales en longitudes de onda cortas en el eje axial de la rejilla. Esto no ocurre si el cambio de índice promedio se mantiene constante o se ajusta para ser constante por medio de una segunda exposición a radiación de la rejilla.

La propagación de los modos en la frontera entre núcleo y recubrimiento ocurre cuando el índice efectivo de la onda cae entre los valores del índice del núcleo y del recubrimiento. Una rejilla que releja las ondas de modos acoplados en la frontera entre el recubrimiento y el núcleo produce pérdidas. Esto significa que dicha rejilla acopla otros modos a una onda, algunos de los cuales son absorbidos o reflejados y otros son radiados fuera de la fibra.

## 2.2.4 Aplicaciones de las rejillas de Bragg en fibra óptica

Las características de la tecnología de fotosensibilidad y su compatibilidad con las fibras ópticas ha permitido la creación de una gran variedad de dispositivos de fibra óptica basados en las rejillas de Bragg. Aunque la investigación de las rejillas de Bragg se ha enfocado al desarrollo de dispositivos para uso en comunicaciones ópticas y en sistemas de sensores, existen otras aplicaciones importantes, tales como conmutadores ópticos, procesamiento de señales ópticas y almacenamiento óptico. A continuación se enumeran los principales dispositivos basados en rejillas de Bragg empleados para telecomunicaciones ópticas:

- Dispositivos selectivos de longitud de onda
- Demultiplexores , para WDM yDWDM
- Resonador para Fibras láser

- Filtros ópticos
- Aplanado de la curva de ganancia de los amplificadores ópticos
- Espejos para resonadores
- Compensadores de dispersión cromática

Además, existen otras aplicaciones de las rejillas fuera del campo de las telecomunicaciones, pero la más importante de ellas es en sensores.

## 2.2.5 Tipos de Rejillas de Bragg

Hasta el momento solo hemos hablado de rejillas periódicas o uniformes pero debemos señalar que no son las únicas rejillas de Bragg, ya que también pueden ser aperiódicas (o "Chirped"), cosenoidales o de otro tipo, la característica que les da el nombre son los cambios inducidos en el índice de refracción, llamándoles a estos cambios de perfil, es decir en el caso de las rejillas uniformes esta variación es constante y con un periodo establecido, de la misma manera tenemos que las rejillas gaussianas tienen este nombre debido a una variación del índice de refracción de esa forma, además de los perfiles mencionados existen los de cambios discretos de la fase y los de superestructura.

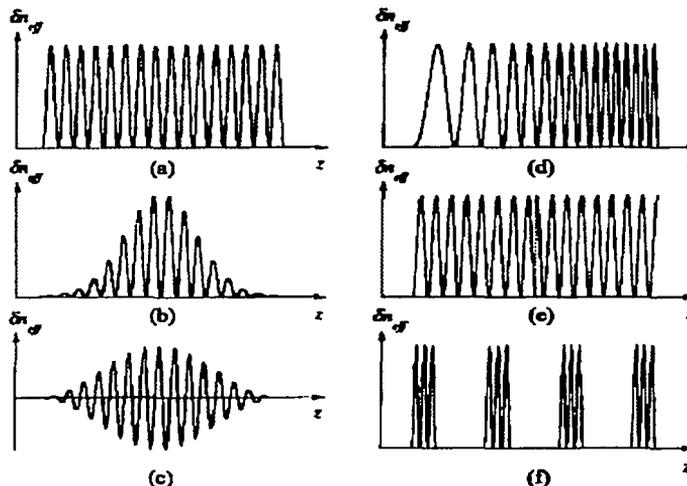
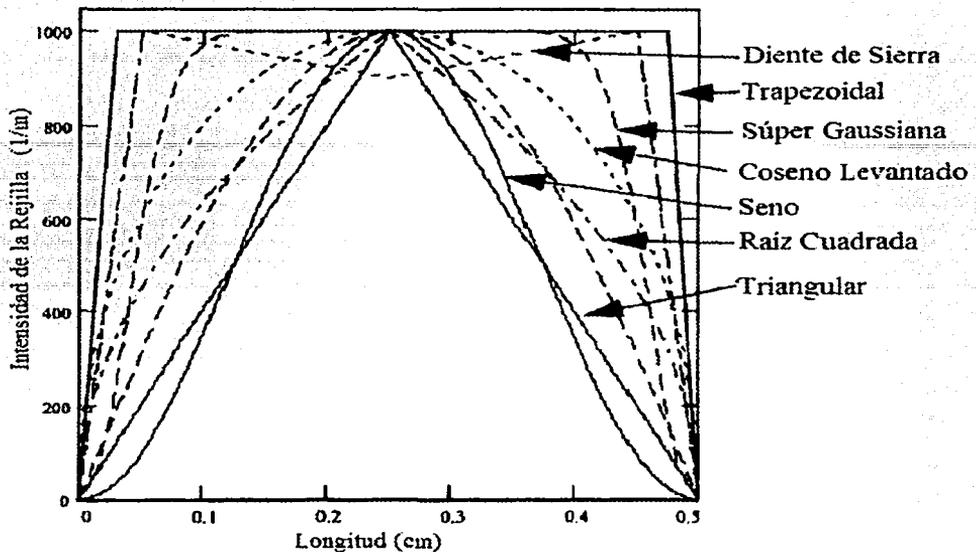


Fig. 2.9 Tipos comunes de Rejillas de Bragg clasificadas por la variación del índice de refracción: (a) Uniforme, (b) Gaussiana, (c) Coseno levantado, (d) Aperiódicas o "Chirped", (e) de desplazamiento discreto de la fase y (f) superestructura.



**Fig. 2.10 Perfiles de rejillas estudiados en simulaciones numéricas.**

Algunos otros tipos de rejillas en fibras ópticas:

- a) Rejillas de Bragg. Una longitud de onda es reflejada no existen pérdidas.
- b) Rejillas de periodo largo. Una longitud de onda se transmite en el recubrimiento es decir que se acopla a los modos de transmisión del recubrimiento.
- c) Rejilla de periodo largo absorción. Una longitud de onda sufre una gran atenuación.

La figura 2.10 muestra otras interesantes posibilidades. En lugar de que se refleje una onda incidente. La figura 2.10 (b) muestra una rejilla que desvía la luz del núcleo hacia el recubrimiento, donde puede viajar por varios metros antes de perderse debido al "Scattering" o a la absorción. La figura 2.10 (c) muestra otra rejilla que desvía completamente la luz hacia fuera de la fibra.

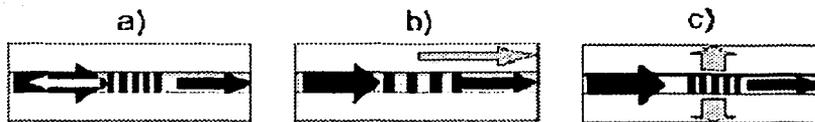


Fig. 2.11 Otros tipos de rejillas de bragg

## 2.2.6 Rejillas Aperiódicas (o “Chirped”).

En estas rejillas, la variación del período longitudinal es lineal a lo largo de la fibra. Este tipo de rejillas, asemejan un arreglo de rejillas uniformes, pero con la ventaja de reducir las dimensiones del arreglo, facilitando su uso en los sistemas compensadores de dispersión.



Fig. 2.12 Rejilla Aperiódica o “chirped”

Las rejillas aperiódicas pueden ser diseñadas de tal forma que todas las longitudes de onda del pulso de luz salgan del reflector al mismo tiempo y, por lo tanto, que la dispersión sea compensada. En realidad, el retraso relativo del pulso de luz como función de la longitud de onda no es lineal pero tiene un comportamiento lineal. Sin embargo, esta característica del retraso puede ser linealizada escogiendo el perfil adecuado de la rejilla o apodizando la amplitud del perfil de la rejilla.

## 2.3 Conclusiones.

Los métodos basados en la técnica de máscara de fase, se utilizan actualmente para la escritura o grabado de rejillas de Bragg en fibra. Estos métodos permiten la obtención de cualquier perfil de índice de refracción. Esta flexibilidad se traduce, a su vez, en la gran variedad de funciones

de transferencia espectral que las rejillas de Bragg son capaces de proporcionar en sus respuestas de reflexión.

Entre las aplicaciones más relevantes de los dispositivos basados en las rejillas de Bragg podemos mencionarse las siguientes: operaciones de filtrado óptico, aplanado de la curva de ganancia de los amplificadores ópticos en fibra, compensación de la dispersión cromática en enlaces de fibra óptica, sensores, además de algunos otros, como ya se había mencionado.

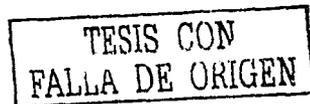
En los siguientes capítulos se analizará el modelo matemático tanto de las rejillas uniformes como de las rejillas no uniformes.

## **Capítulo 3**

### **Modelo de Rejillas de Bragg Uniformes.**

Es importante conocer que existen diferentes perfiles de las rejillas de Bragg para entender su funcionamiento y principalmente su aplicación, es por ello que en este capítulo comenzaremos analizando las rejillas mas básicas que son las uniformes, ya que los resultados obtenidos de este primer análisis será de gran ayuda para poder proseguir con el estudio de las rejillas no uniformes, principalmente de las rejillas aperiódicas o "chirped" que es el perfil con características adecuadas para un sistema compensador de la dispersión temporal.

Es importante señalar que el desarrollo de este y el siguiente capítulo se basara en los resultados obtenidos por Erdogan Turan [1] y Johannes Skaar [2] en sus estudios sobre las de las rejillas de Bragg.



### 3.1 Teoría de modos acoplados.

La teoría de modos acoplados es la herramienta básica para entender el comportamiento de los distintos tipos de rejillas (es decir los diferentes perfiles) y con ello obtener los modelos matemáticos que sirven de base para la simulación.

Para simplificar el análisis nos podemos enfocar en un caso simple de acoplamiento entre dos modos en una fibra con una rejilla uniforme. Una rejilla de bragg es una simple rejilla óptica de difracción y por eso sus efectos se ven en un rayo de luz incidente en la rejilla con un ángulo  $\theta_1$  esto se puede describir con la siguiente ecuación:

$$n \text{sen} \theta_2 = n \text{sen} \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{eq. (3.1)}$$

Donde  $\theta_2$  es el ángulo de la onda difractada y el número entero  $m$  determina la orden de la difracción (véase la siguiente figura). Esta ecuación predice solamente las direcciones de  $\theta_2$  en las cuales la interferencia será constructiva, pero sin embargo es capaz de determinar la longitud de onda en la cual el acoplamiento de dos modos en una rejilla es lo más eficientemente posible.

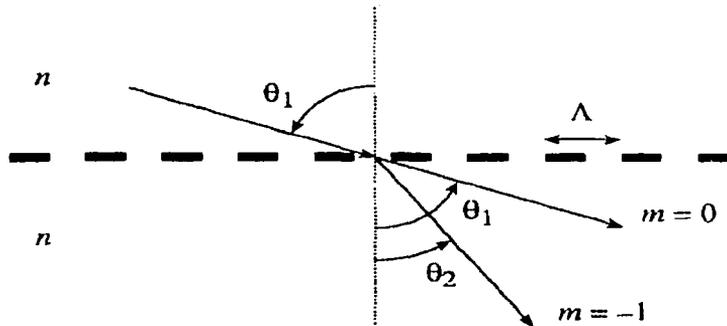


Fig. 3.1 Difracción que una rejilla produce a una onda de luz

Las rejillas en la fibra se pueden clasificar ampliamente en dos tipos: Rejillas de Bragg (también llamadas rejillas de la reflexión y de periodo corto), en las cuales el acoplamiento ocurre

entre los modos que viajan en direcciones opuestas; y rejillas de la transmisión (también llamadas rejillas del periodo largo), en las cuales el acoplamiento se da entre los modos que viajan en la misma dirección.

La figura 3.2 (a) ilustra la reflexión por una rejilla de Bragg de un modo con un ángulo de salto  $\theta_1$  y de la misma forma viaja un modo en la dirección opuesta con un ángulo de salto  $\theta_2 = -\theta_1$ . Ya que la constante del modo propagación  $\beta$  es simplemente  $\beta = (2\pi/\lambda)n_{eff}$  donde  $n_{eff} = n_{co} \sin \theta$  podemos reescribir la eq (3.1) para los modos dirigidos como:

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{eq. (3.2)}$$

Para la difracción de primer orden, que domina generalmente en una rejilla,  $m = -1$ . Esta condición se ilustra en el eje de  $\beta$  mostrado debajo de la fibra en la siguiente figura. Los círculos sólidos representan modos ligados al núcleo ( $n_{cl} < n_{eff} < n_{co}$ ), los círculos abiertos representan modos del revestimiento ( $1 < n_{eff} < n_{cl}$ ), y las regiones sombreadas representan la serie continua de modos de la radiación. Los valores negativos de  $\beta$  describen los modos que propagan en la dirección -z. Usando la eq (3.2) y reconociéndolo, encontramos que la longitud de onda resonante para la reflexión de un modo de índice  $n_{eff,1}$  contra un modo de índice  $n_{eff,2}$  tenemos:

$$\lambda = (n_{eff,1} + n_{eff,2})\Lambda \quad \text{eq. (3.3)}$$

Si los dos modos son idénticos, conseguimos el resultado familiar para la reflexión Bragg:  $\lambda = 2 n_{eff}\Lambda$ .

La difracción por una rejilla de transmisión en un modo con un ángulo de salto  $\theta_1$  que se co-propaga con otro modo con un ángulo de salto  $\theta_2$  se ilustra en fig. 3.2 (b). En esta ilustración el primer modo es un modo del núcleo mientras que el segundo es un modo del revestimiento. A partir de  $\beta_2 > 0$ , la eq. (3.2) predice la longitud de onda resonante para una rejilla de transmisión como:

$$\lambda = (n_{eff,1} - n_{eff,2})\Lambda \quad \text{eq. (3.4)}$$

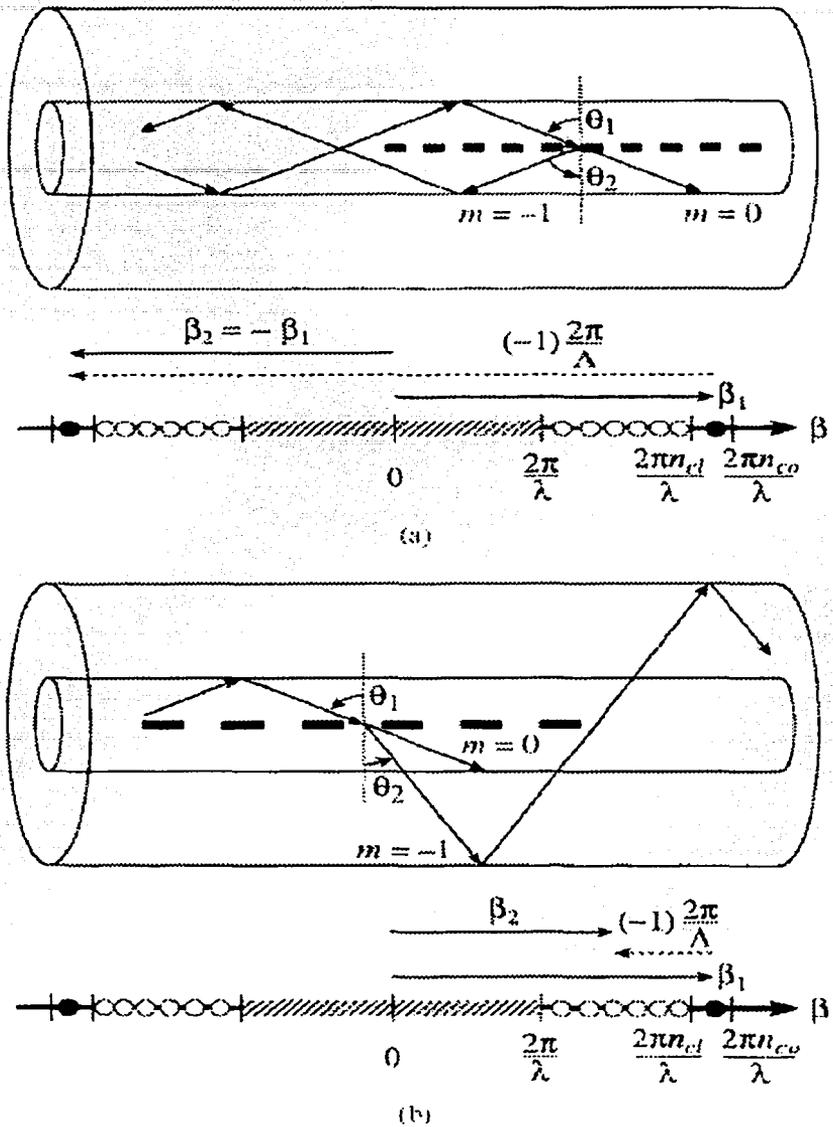


Fig. 3.2 El rayo optico ilustra en (a) modos del núcleo reflejados por una rejilla de Bragg y (b) modos del revestimiento acoplados por una rejilla de transmisión. los ejes debajo de cada diagrama demuestran la condición de la eq 4.2 para  $m = -1$ . (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Para el acoplamiento de la copropagación en una longitud de onda dada, el periodo de la rejilla que se requiere es mucho más largo evidentemente que para el acoplamiento de la contra propagación.

### 3.1.1 Acoplamiento de dos modos para rejillas uniformes.

La teoría de los modos acoplados es una buena herramienta para obtener la información cuantitativa sobre la eficacia de la difracción y dependencia espectral de las rejillas en la fibra óptica. Mientras que otras técnicas están disponibles, aquí consideramos solamente teoría de los modos acoplados puesto que es directa y modela exactamente las características ópticas de la mayoría de las rejillas de interés. No proporcionaremos una derivación de la teoría, como esto se detalla en numerosos artículos y textos. La notación que usaremos sigue lo más de cerca posible la de Johannes Skaar [2]. En la aproximación del modo ideal de la teoría de los modos acoplados, asumiremos que el componente transversal del campo eléctrico se puede escribir como superposición de los modos ideales etiquetados (es decir, los modos en una guía de onda ideal sin la perturbación de la rejilla), tales que:

$$E_t(x, y, z, t) = \sum_j [A_j(z) \exp(i\beta_j z) + B_j(z) \exp(-i\beta_j z)] \bar{e}_{ji}(x, y) \exp(-i\omega t) \quad \text{eq. (3.5)}$$

Donde  $A_j(z)$  y  $B_j(z)$  están variando lentamente las amplitudes del modo  $j$ th que viajan en las direcciones  $+z$  y  $-z$ , respectivamente. Los campos del modo transversal  $\bar{e}_{ji}(x, y)$  pueden describir los modos del LP, o pueden describir modos del revestimiento. Mientras que los modos son ortogonales en una guía de onda ideal y por lo tanto, no intercambia la energía, la presencia de las perturbaciones del dieléctrico causan que los modos se acoplen tales que las amplitudes  $A_j$  y  $B_j$  del modo  $j$ th se desarrollan a lo largo del eje  $z$  según de acuerdo a:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] + i \sum_k B_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k + \beta_j)z] \quad \text{eq. (3.6)}$$

$$\frac{d\beta_j}{dz} = -i \sum_k A_k (K_{kj}^l - K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k + \beta_j)z] - i \sum_k B_k (K_{kj}^l + K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \quad \text{eq. (3.7)}$$

En eq. (3.6) y eq. (3.7), está el coeficiente de acoplamiento transversal entre los modos y está dado por:

$$K_{kj}^l(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta \varepsilon(x, y, z) \mathbf{e}_{kl}(x, y) \bullet \mathbf{e}_{jl}(x, y) \quad \text{eq.(3.8)}$$

Donde  $\Delta \varepsilon$  es la perturbación a la permisividad, aproximadamente  $\Delta \varepsilon \propto 2n\delta n$  cuando  $\delta n \ll n$ . El coeficiente longitudinal  $K_{kj}^z(z)$  es análogo a  $K_{kj}^l(z)$ , pero generalmente  $K_{kj}^z(z) \ll K_{kj}^l(z)$ , para los modos de la fibra, y normalmente se deja de lado este coeficiente.

En la mayoría de las rejillas en fibra el cambio inducido del índice  $\delta n(x, y, z)$  es aproximadamente uniforme a través del núcleo y no existente fuera de él. Podemos describir así el índice del núcleo por una expresión similar a la eq. (3.9), pero con  $\delta n_{eff}(z)$  substituido por  $\delta n_{\infty}(z)$ . Si definimos dos nuevos coeficientes:

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \left\{ 1 + \nu \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad \text{eq.(3.9)}$$

$$\sigma_{kj}(z) = \frac{\omega n_{\infty}}{2} \overline{\delta n_{\infty}}(z) \iint_{core} dx dy \mathbf{e}_{kl}(x, y) \bullet \mathbf{e}_{jl}(x, y) \quad \text{eq.(3.10)}$$

$$\kappa_{kj}(z) = \frac{\nu}{2} \sigma_{kj}(z) \quad \text{eq.(3.11)}$$

Dónde  $\sigma$  es el coeficiente de acoplamiento de directa (periodo-promedio) y  $\kappa$  es el coeficiente de acoplamiento de alterna, entonces el coeficiente general de acoplamiento puede ser escrito:

$$K_{kj}^t(z) = \sigma_{kj}(z) + 2\kappa_{kj}(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \quad \text{eq.(3.12)}$$

Las expresiones de la eq.(3.6) a la eq.(3.12) son las ecuaciones del acoplamiento de modo que usaremos posteriormente para describir el espectro de las rejillas en la fibra óptica.

### 3.1.2 Modelo del espectro de las rejillas uniformes.

Cerca de la longitud de onda para la cual la reflexión de un modo de amplitud  $\mathcal{A}(z)$  se encuentra con un modo idéntico de la propagación de amplitud  $\mathcal{B}(z)$  esta la interacción dominante en una rejilla de Bragg, de eq.(3.6) y eq.(3.7) puede ser simplificada conservando solamente los términos que implican las amplitudes del modo particular, y después haciendo la aproximación sincrona. Después despreciaremos las cantidades en los términos de los lados derechos de las ecuaciones diferenciales que contienen una dependencia rápidamente oscilante, puesto que éstos contribuyen poco al crecimiento y decaimiento de las amplitudes. Las ecuaciones que resultan pueden ser escritas así:

$$\frac{dR}{dz} = i\sigma R(z) + i\kappa S(z) \quad \text{eq.(3.13)}$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\sigma S(z) - i\kappa^* R(z) \quad \text{eq.(3.14)}$$

Donde las amplitudes  $\mathcal{R}$  y  $\mathcal{S}$  son  $\mathcal{R}(z) \equiv \mathcal{A}(z) \exp(i\delta z - \phi/2)$  y  $\mathcal{S}(z) \equiv \mathcal{B}(z) \exp(-i\delta z + \phi/2)$ . En estas ecuaciones  $\kappa$  es el coeficiente de acoplamiento de alterna a partir de la eq.(3.11) y  $\sigma$  es el coeficiente general de auto acoplamiento de directa definido como:

$$\sigma \equiv \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad \text{eq.(3.15)}$$

La resintonización  $\delta$ , que es independiente de  $z$  para todas las rejillas, es definida:

$$\delta \equiv \beta - \frac{\pi}{\Lambda} = \beta - \beta_D = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right) \quad \text{eq.(3.16)}$$

Dónde  $\lambda_D \equiv 2n_{eff}\Lambda$  es la longitud de onda diseñada para dispersión Bragg por una rejilla débil infinitesimal ( $\delta n_{eff} \rightarrow 0$ ) con un período  $\Lambda$ . Nótese que cuando  $\delta = 0$  encontramos  $\lambda = 2n_{eff}\Lambda$ , la condición de Bragg resultado previsto con anterioridad. El coeficiente de acoplamiento de directa  $\sigma$  se define en eq.(3.10). La pérdida de la absorción en la rejilla se puede describir por un coeficiente complejo  $\sigma$ , donde el coeficiente de pérdida de potencia es  $\alpha = 2 \text{Im}(\sigma)$ . La luz no reflejada por la rejilla experimenta una pérdida de transmisión de  $10\log_{10}(e)\alpha$  dB/cm. Finalmente, la derivada  $(1/2)d\phi/dz$  describe el posible “chirp” del periodo de la rejilla, donde  $\phi(z)$  se define con eq.(3.9) ó eq.(3.12).

Para una rejilla unimodal con la reflexión de Bragg, encontramos las relaciones simples siguientes:

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{eff}} \quad \text{eq.(3.17)}$$

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\pi}{\lambda} v \overline{\delta n_{eff}} \quad \text{eq.(3.18)}$$

Si la rejilla es uniforme a lo largo de  $z$ , después  $\overline{\delta n_{eff}}$  es una constante y  $d\phi/dz=0$ , y así  $\kappa$ ,  $\sigma$  y  $\delta$  son constantes. Así, eq.(3.13) y eq.(3.14) son ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden con los coeficientes constantes, para las cuales la solución serrada puede ser encontrada cuando se especifican las condiciones de limite apropiadas. La reflectividad de una rejilla uniforme en la fibra de longitud  $L$  puede ser encontrada si se asume una onda que se transmite hacia  $z^+$  incidente de  $z = -\infty$  [es decir  $\mathcal{R}(-L/2)=1$ ] y requiriendo que ninguna onda se transmita hacia  $z^-$  exista para  $z \geq L/2$  [es decir,  $S(L/2)=0$ ]. Los coeficientes de amplitud y de reflexión de la potencia  $\rho = S(-L/2)\mathcal{R}(-L/2)$  y  $\tau = |\rho|^2$ , respectivamente, pueden ser descritos como:

$$\rho = \frac{-\kappa \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L)}{\sigma \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L) + i\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L)} \quad \text{eq.(3.19)}$$

$$\gamma = \frac{\sinh^2(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L)}{\cosh^2(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L) - \frac{\sigma^2}{\kappa^2}} \quad \text{eq.(3.20)}$$

Un número de características interesantes de las rejillas de Bragg de la fibra pueden ser consideradas de estos resultados. Los ejemplos típicos de la reflectividad de la potencia  $\gamma$  para las rejillas uniformes con  $\kappa L = 2$  y  $\kappa L = 8$  se muestran en la siguiente figura, graficada contra la longitud de onda normalizada.

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\max}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma L}{\pi N}} \quad \text{eq.(3.21)}$$

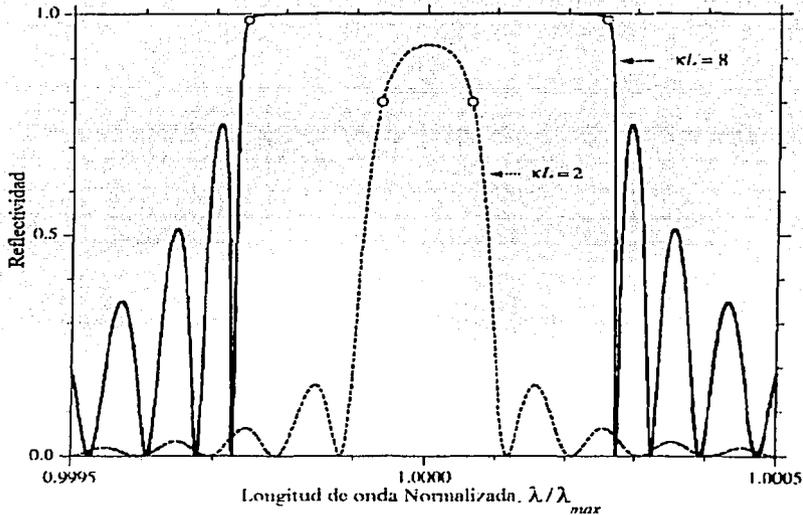


Fig. 3.3 Espectros de la reflexión contra la longitud de onda normalizada para la reflexión de Bragg en rejillas uniformes con  $\kappa L = 2$  (línea discontinua) y  $\kappa L = 8$  (línea Bena). (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

Donde  $\mathcal{N}$  es el número total de períodos en una rejilla ( $\mathcal{N}=\mathcal{L}$ ) y  $\lambda_{\max}$  es la longitud de onda en la cual la reflectividad máxima ocurre. Si  $\mathcal{N}$  fuera más grande o más pequeño, la anchura de banda de la reflexión sería más estrecha o más amplia, respectivamente, para un valor dado de  $\kappa\mathcal{L}$ . De eq.(3.20), encontramos la reflectividad  $\gamma_{\max}$  para una rejilla de Bragg y esto ocurre cuando,  $\sigma = 0$  en la longitud de onda.

$$\gamma_{\max} = \tanh^2(\kappa\mathcal{L}) \quad \text{eq.(3.22)}$$

$$\lambda_{\max} = \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}}\right) \lambda_D \quad \text{eq.(3.23)}$$

Los puntos en la figura 3.3 denotados por los círculos abiertos indican los bordes de la banda de rechazo; que define tal que  $|\sigma| < \kappa$ . Dentro de la banda de rechazo, las amplitudes  $\mathcal{R}(z)$  y  $\mathcal{S}(z)$  crecen y se decaen exponencial a lo largo de  $z$ , fuera de esta banda se desarrollan sinusoidalmente. La reflectividad en los bordes de la banda es:

$$\gamma_{bandedge} = \frac{(\kappa\mathcal{L})^2}{1 + (\kappa\mathcal{L})^2} \quad \text{eq.(3.24)}$$

Los bordes de la banda de rechazo ocurren en las longitudes de onda siguientes:

$$\lambda_{bandedge} = \lambda_{\max} \pm \frac{\nu \overline{\delta n_{eff}}}{2n_{eff}} \lambda_D \quad \text{eq.(3.25)}$$

Basándose en eq.(3.25) el ancho de la banda normalizada de una rejilla de Bragg conforme a la medición de la banda de rechazo es:

$$\frac{\Delta \lambda_{bandedge}}{\lambda} = \frac{\nu \overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \quad \text{eq.(3.26)}$$

Donde  $\nu \overline{\delta n_{eff}}$  simplemente la parte de alterna del cambio inducido del índice.

Un ancho de banda más fácilmente mensurable para una rejilla uniforme de Bragg está entre los primeros ceros de cualquier lado de la máxima reflectividad. Observando en la excursión de  $\sigma$  desde  $\sigma=0$  eso hace que el numerador en eq.(3.20) sea cero, se tiene:

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} = \frac{v\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda_D}{v\overline{\delta n_{eff}}L} \right)^2} \quad \text{eq.(3.27)}$$

En el límite de una rejilla débil para la cuál  $v\overline{\delta n_{eff}}$  es muy pequeño, se obtiene:

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \rightarrow \frac{\lambda_D}{n_{eff}L} = \frac{2}{N} \quad \left( v\overline{\delta n_{eff}} \ll \frac{\lambda_D}{L} \right) \quad \text{eq.(3.28)}$$

El ancho de banda de las rejillas débiles es llamado de longitud limitada. Sin embargo, el límite de rejillas fuertes, es:

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \rightarrow \frac{v\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \quad \left( v\overline{\delta n_{eff}} \gg \frac{\lambda_D}{L} \right) \quad \text{eq.(3.29)}$$

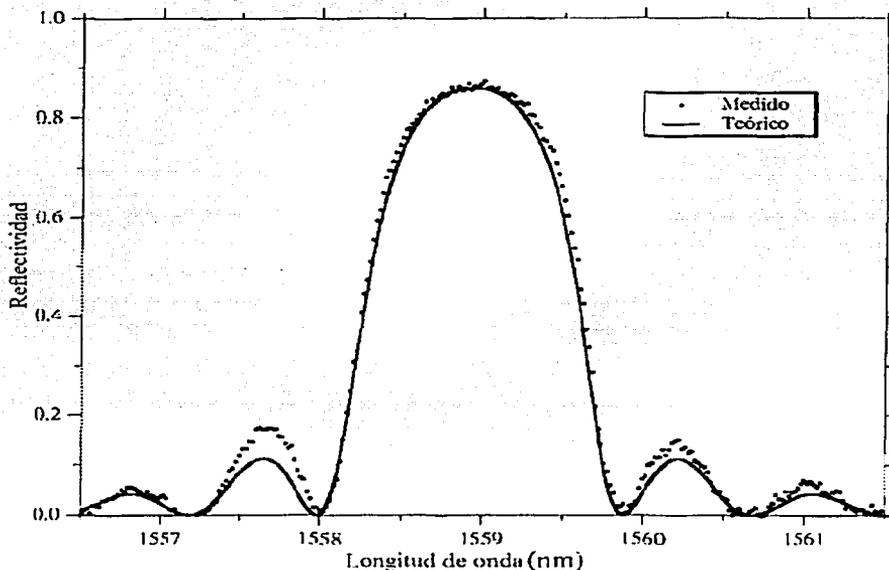
En rejillas fuertes, la luz no penetra la longitud completa de la rejilla, y por eso el ancho de banda es independiente de la longitud y directamente proporcional al cambio inducido del índice. Para las rejillas fuertes el ancho de banda es similar si está medido en los bordes del ancho de banda de rechazo, en los primeros ceros, o como el ancho completo en el máximo promedio.

Para comparar los resultados teóricos con resultados experimentales, tenemos la figura 3.4 que nos muestra una reflexión medida experimentalmente (puntos) y una reflexión calculado (línea) de una rejilla uniforme de 1.0 mm de longitud y diseñado con una longitud de onda de 1558 nm y un cambio inducido del índice de  $v\overline{\delta n_{eff}} = 8 \times 10^{-4}$ , con rendimiento  $\kappa L = 1.64$ .

Recientemente, está creciendo el interés en las características dispersivas de las rejillas de Bragg para aplicaciones tales como compensación de la dispersión, formar del pulso, y componentes

láser en la fibra y en el semiconductor. Aunque muchos de éstos confían en la capacidad de adaptar la dispersión en las rejillas no uniformes que se desarrollaran en el próximo capítulo, aquí introducimos las bases para determinar el retraso y la dispersión de la reflectividad (compleja) conocidos de una rejilla de Bragg. El grupo de retrasos y la dispersión de la luz reflejada se pueden determinar a partir de la amplitud de la fase del coeficiente de reflexión  $\rho$  de eq.(3.19). Si denotamos  $\theta\rho \equiv \text{fase}(\rho)$ , entonces en una frecuencia local  $\omega_0$  podemos desarrollar  $\theta\rho$  en serie de Taylor alrededor de  $\omega_0$ . Puesto que la primera derivada  $d\theta\rho/d\omega$  es directamente proporcional a la frecuencia  $\omega$ , esta cantidad se puede identificar como el retraso. Así, el retraso de tiempo  $\tau_\rho$  para la luz reflejada de una rejilla es:

$$\tau_\rho = \frac{d\theta_\rho}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_\rho}{d\lambda} \quad \text{eq.(3.30)}$$



**Fig. 3.4 Reflexión medida experimentalmente (puntos) y reflexión calculado (línea) de rejilla uniforme de 1.0 mm de longitud con  $\kappa L = 1.64$ . (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])**

El retraso  $\tau_p$  se da generalmente en unidades de picosegundos y ya que la dispersión  $d_p$  esta en ps/nm, es la tasa de cambio del retraso respecto de la longitud de onda, se obtiene:

$$d_p = \frac{d\tau_p}{d\lambda} = \frac{2\tau_p}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\theta_p}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta_p}{d\omega^2} \quad \text{eq.(3.31)}$$

En una rejilla uniforme, la dispersión es cero cerca de  $\lambda_{max}$ , y es apenas es apreciable convierte cercas de la banda de rechazo y en los lóbulos laterales del espectro de la reflexión, donde tiende a variar rápidamente con longitud de onda. Cualitativo, es este comportamiento del retraso y la dispersión (junto con numerosas otras características de las rejillas de Bragg). Para las longitudes de onda fuera de la banda, los límites de las rejilla uniformes (en  $z = \pm L/2$ ) actúan como una abrupta interfaz, formando así como una cavidad Fabry Perot. La parte nula en el espectro de la reflexión es análoga a la resonancias de Fabry Perot en estas frecuencias la luz es atrapada dentro de la cavidad por muchas reflexiones de ida y vuelta, así experimenta un retraso mayor.

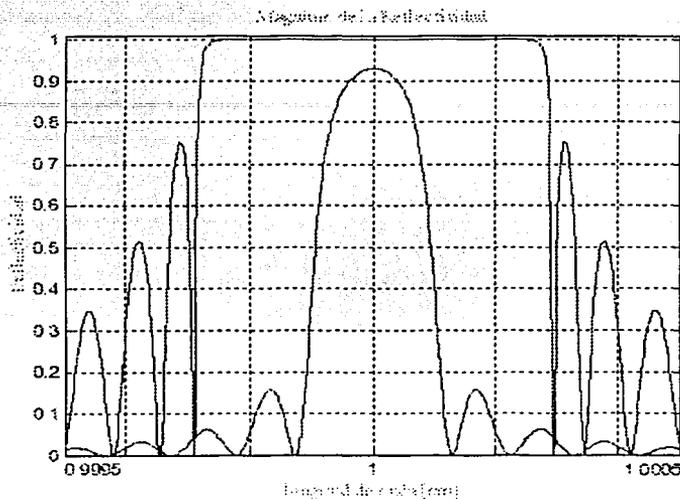
## 3.2 Resultados de la simulación de las rejillas uniformes.

En este apartado mostraremos los resultados obtenidos de la simulación del espectro de la reflectividad, del retraso temporal y de la dispersión, y los compararemos con los resultados obtenidos por Erdogan Turan [1] como ya lo habiamos señalado en el principio del capitulo.

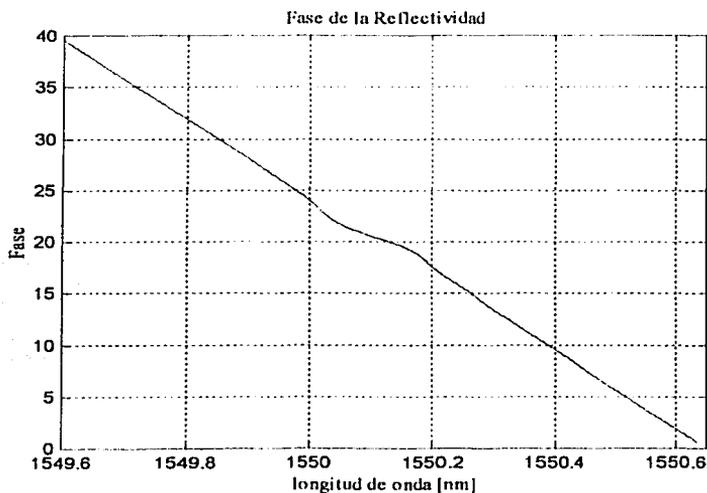
Como primer resultado tenemos la figura 3.5 que muestra las magnitudes de los espectros de la reflectividad graficados contra la longitud de onda normalizada para la reflexión de Bragg en rejillas uniformes con  $\kappa L = 2$  (grafica interna) y  $\kappa L = 8$  (grafica externa) que puede ser comparado con la figura 3.3 y al hacerlo podemos darnos cuenta que los resultados obtenidos son prácticamente iguales.

La figura 3.7 muestra el retraso  $\tau_p$  y la magnitud reflectividad calculados para la rejilla mas débil del ejemplo de la figura 3.3, para este caso la longitud de la rejilla es  $L=1\text{cm}$ , la longitud de onda del diseño es  $\lambda_D=1550\text{nm}$ ,  $n_{eff}=1.45$ , la franja de visibilidad es de  $\nu=1$  y  $\delta n_{eff}=1 \times 10^{-4}$ , pero

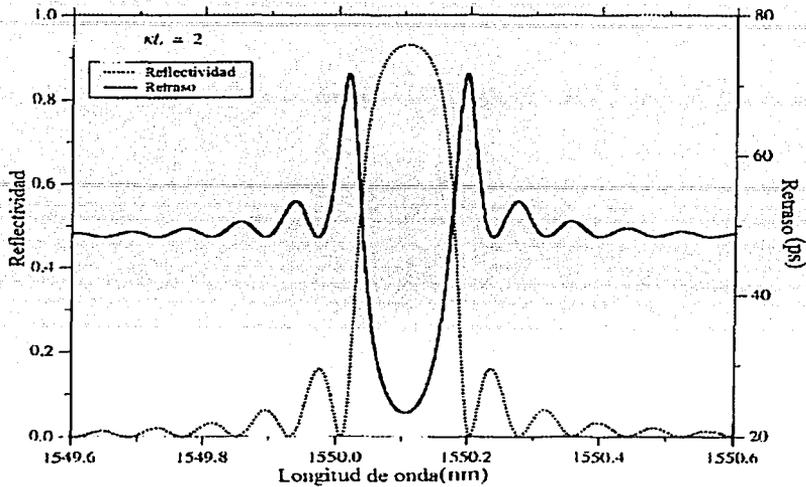
antes expondremos en la figura 3.6 el resultado de la simulación de la fase de la reflectividad graficados contra la longitud de onda, de dicha rejilla uniforme de Bragg.



**Fig. 3.5 Espectros de la reflexión contra la longitud de onda normalizada para rejillas uniformes con  $\kappa L = 2$  (grafica interna) y  $\kappa L = 8$  (grafica externa).**

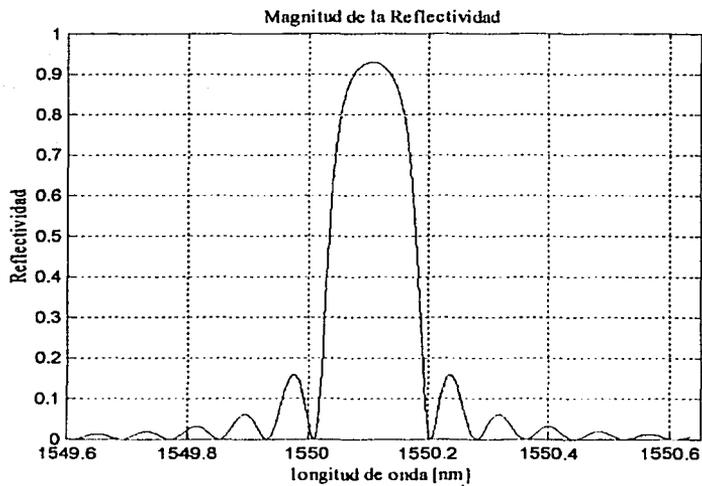


**Fig. 3.6 Fase de la reflectividad contra la longitud de onda de una rejilla uniforme con  $\kappa L = 2$**

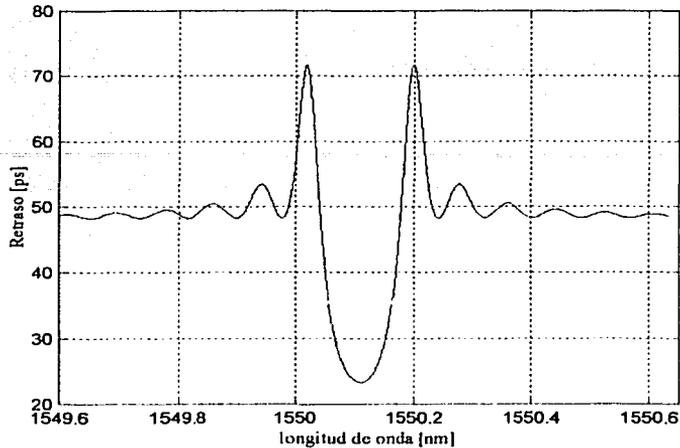


**Fig. 3.7 Magnitud de la reflectividad y Retraso, contra la longitud de onda para una rejilla con  $\kappa L = 2$ . (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1] )**

Las figuras 3.8 y 3.9 muestran los resultados de la simulación para la magnitud de la reflectividad y para el retraso  $\tau_p$ , respectivamente, para la rejilla débil del caso anterior.

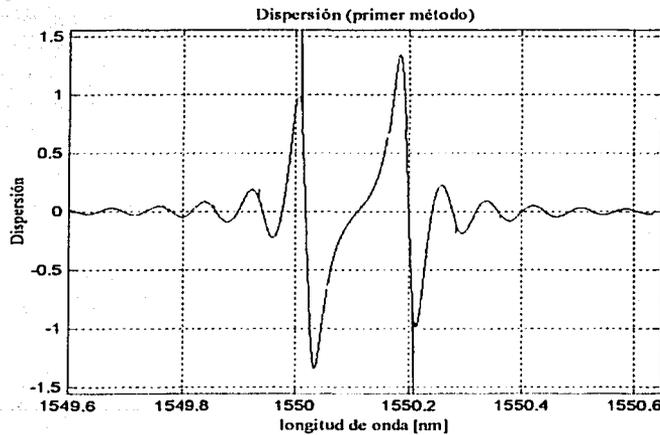


**Fig. 3.8 Simulación de la Magnitud de la reflectividad contra la longitud de onda para una rejilla con  $\kappa L = 2$**

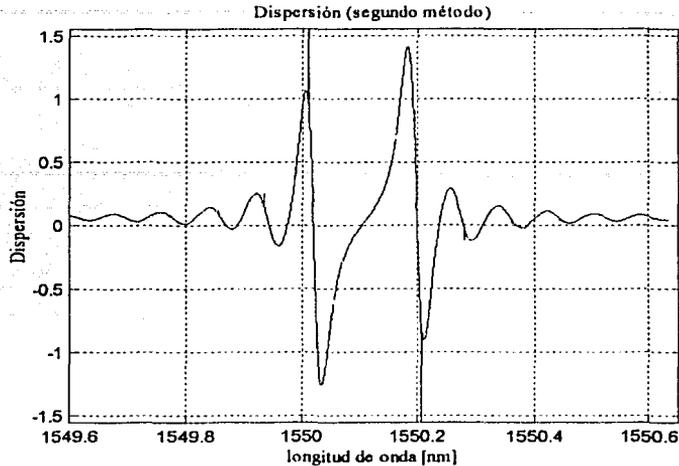


**Fig. 3.9 Simulación del Retraso contra la longitud de onda para una rejilla uniforme con  $\kappa L = 2$**

Si comparamos los resultado que muestra la figura 3.7, con los resultados obtenidos en las figuras 3.8 y 3.9, podemos observar que la simulación arrojo los resultados esperados. Como una parte complementaria mostraremos los resultados obtenidos para la simulación de la dispersión de la misma rejilla.



**Fig. 3.10 (a)**

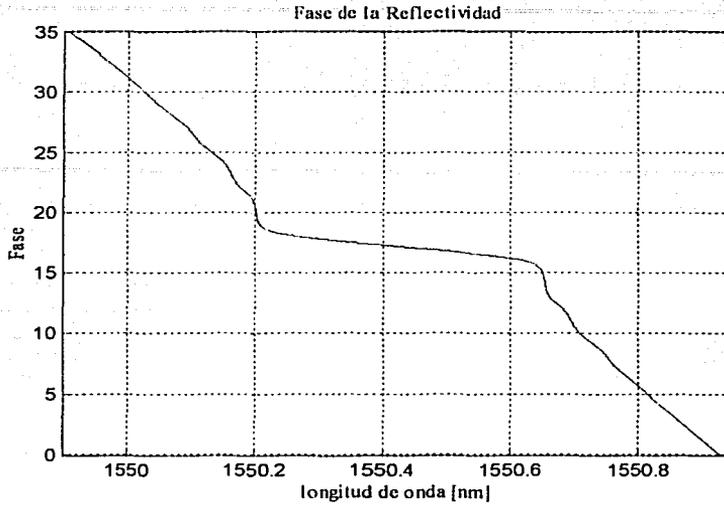


**Fig. 3.10 (b)**

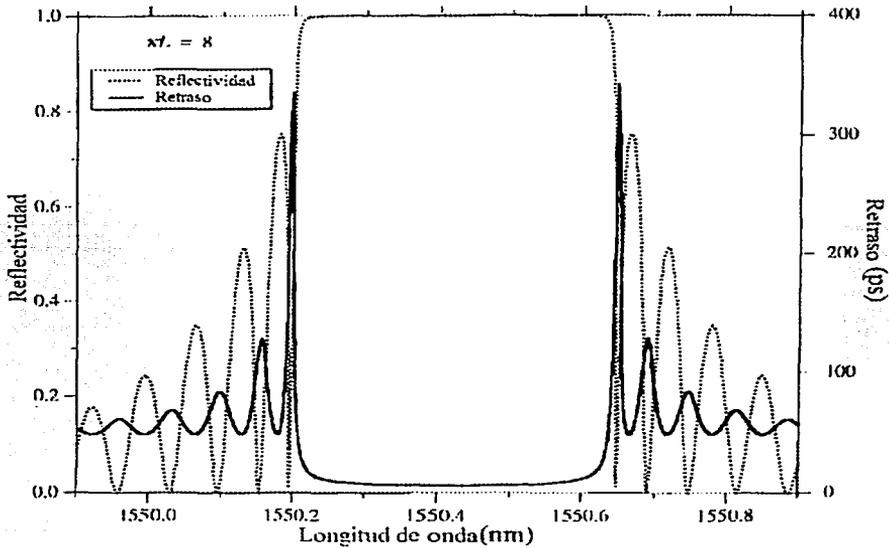
**Fig. 3.10 Simulación de la Dispersión contra la longitud de onda para una rejilla uniforme con  $\kappa L = 2$ , por dos métodos.**

Cabe señalar que debido a que no teníamos ningun resultado previo con que compararlo se optó por simular la dispersión con dos modelos semejantes, para ver si se obtenían los mismos resultados y como podemos observar en la figura 3.10 (a) y en la figura 3.10 (b) así fue, obteniendo una dispersión nula alrededor de la longitud de onda 1550.1 nm y esta longitud coincide con la  $\lambda_{max}$  y aproximadamente con la frecuencia de diseño.

En seguida tenemos que la figura 3.12 muestra el retraso  $\tau_p$  y la magnitud reflectividad calculados para la rejilla fuerte del ejemplo de la figura 3.3, es decir la rejilla uniforme con  $\kappa L = 8$ , en este caso la longitud de la rejilla es  $L=1\text{cm}$ , la longitud de onda del diseño es  $\lambda_D=1550\text{nm}$ ,  $n_{eff}=1.45$ , la franja de visibilidad es de  $v=1$  y  $\delta n_{eff}=4 \times 10^{-4}$ , y como en el caso de la rejilla débil primero mostraremos en la figura 3.11 el resultado de la simulación de la fase de la reflectividad graficados contra la longitud de onda, de dicha rejilla.

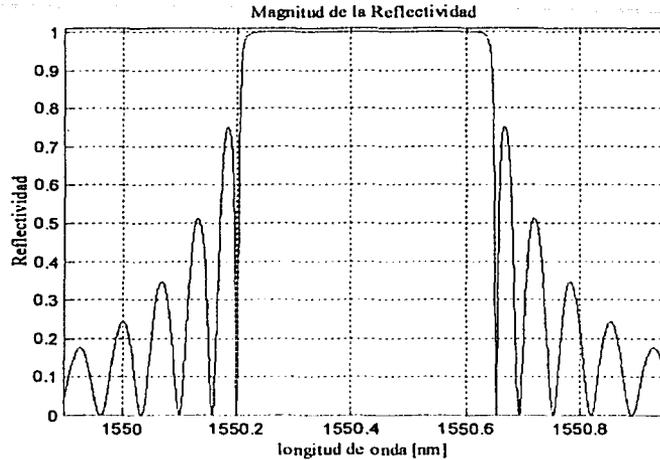


**Fig. 3.11** Fase de la reflectividad contra la longitud de onda de una rejilla uniformes con  $\kappa L = 8$

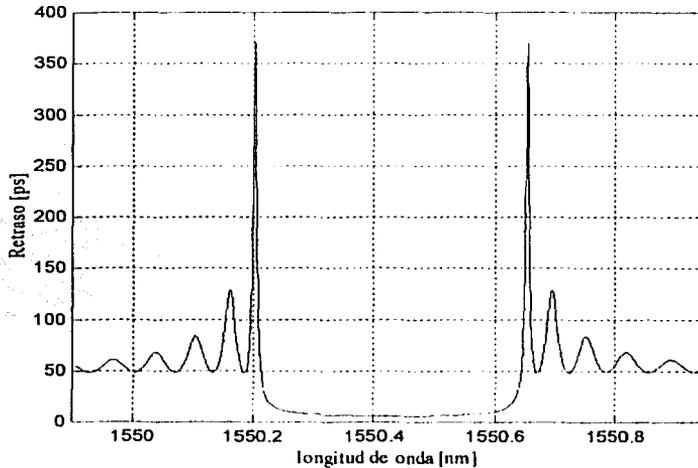


**Fig. 3.12** Magnitud de la reflectividad y Retraso, contra la longitud de onda para una rejilla con  $\kappa L = 8$ .  
(Resultados obtenidos Erdogan Turan [1] )

Si siguiendo con la secuencia llevada en el caso anterior las figuras 3.13 y 3.14 muestran los resultados de la simulación para la magnitud de la reflectividad y para el retraso  $\tau_p$ , respectivamente, para la rejilla fuerte del caso en consideración.



**Fig. 3.13 Simulación de la Magnitud de la reflectividad contra la longitud de onda para una rejilla con  $\kappa L = 8$**



**Fig. 3.14 Simulación del Retraso contra la longitud de onda para una rejilla uniforme con  $\kappa L = 8$**

Comparando los resultados que se observan en la figura 3.12, con los de la simulación en las figuras 3.13 y 3.14, nos damos cuenta que son muy cercanos y con esto se concluye que la simulación tuvo una aportación satisfactoria. Finalmente enseñamos los resultados obtenidos para la simulación de la dispersión de esta rejilla.

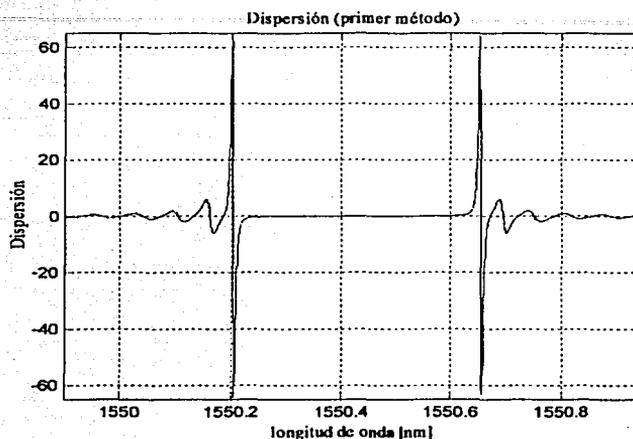


Fig. 3.15 (a)

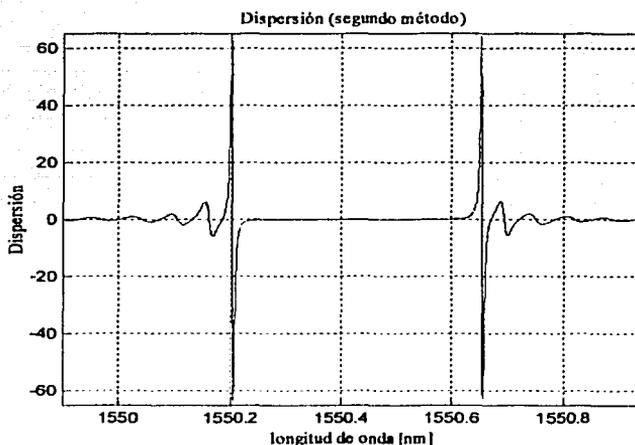


Fig. 3.15 (b)

Fig. 3.15 Simulación de la Dispersión contra la longitud de onda para una rejilla uniforme con  $\kappa L = 8$ , por dos métodos.

Como ya habíamos explicado en el caso de la rejilla anterior, como no se contaba con ninguna resultado previo con que compararlo, se optó por simular la dispersión con dos modelos semejantes, para ver si se obtenía los mismos resultados y como podemos observar en la figura 3.14 (a) y en la figura 3.14 (b) justamente eso sucedió, obteniendo una dispersión nula alrededor de la longitud de onda  $\lambda_{\max} \approx 1550.4 \text{ nm}$ .

### 3.3 Conclusiones.

Después de revisar el modelo matemático existente de rejillas uniformes y obtener su espectro de la reflexión, podemos señalar que la principal aplicación de este tipo de rejillas es como un demultiplexor para los sistemas de multiplexación por longitud de onda (WDM).

Al comparar el espectro obtenido en este capítulo con el espectro esperado por la teoría, se observa la aparición de lóbulos secundarios que siempre son indeseables. Al usar rejillas uniformes como parte de un sistema compensador necesitaríamos usar un grupo de ellas en serie, esto provoca un incremento considerable en el tamaño del sistema compensador. Por ello es necesario la búsqueda de una rejilla que de solución a estas desventajas presentadas por las rejillas uniformes. En el siguiente capítulo analizamos las rejillas no uniformes con el fin de encontrar un perfil de rejilla de Bragg adecuado para la compensación de la dispersión cromática.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## **Capítulo 4**

### **Modelo de Rejillas de Bragg No Uniformes.**

En este capítulo, analizaremos las características de las rejillas no uniformes en las cuales el acoplamiento ocurre predominante entre dos modos, al igual que las uniformes. Además estudiaremos el modelado de rejillas de Bragg no uniforme revisando algunos ejemplos de varios tipos de rejillas no uniformes.

La mayoría de las rejillas diseñadas para los usos prácticos no son rejillas uniformes. La razón principal de elegir un diseño no uniforme es para reducir los lóbulos secundarios indeseables que frecuentemente aparecen en los espectros de rejillas uniformes; pero hay muchas otras razones para ajustar las propiedades ópticas de las rejillas adaptando los parámetros a lo largo del eje de la fibra. Es bien sabido que el apodizado es la fuerza del acoplamiento de una rejilla de guía de onda que puede producir un espectro de la reflexión que más estrechamente se aproxima a la forma que esperamos. Las formas agudas, bien definidas del filtro se convierten rápidamente en las características críticas adecuadas para los componentes pasivos en sistemas de comunicaciones de

alta densidad con multiplexación por división de longitud de onda (DWDM). El minimizar el período de una rejilla permite ajustar las propiedades dispersivas de la luz esparcida. Las rejillas aperiódicas o “chirped” en fibra óptica son útiles para la compensación de la dispersión, para controlar y formar pulsos cortos en los lasers de la fibra, y para crear ondas continuas estables y obtener una mejor sintonía de los láseres semiconductores de cavidad externa.

Como ya se había señalado las rejillas aperiódicas son muy importantes para nuestro estudio ya que si un pulso de luz afectado por la dispersión temporal incide en una rejilla aperiódica, las longitudes de onda mayores se retrasan con respecto a las longitudes de onda menores, dando como resultado una compensación de la dispersión. Es decir que las longitudes de onda con menor velocidad se reflejarán en las primeras variaciones del índice de refracción, al inicio de la rejilla, mientras que las longitudes de onda con mayor velocidad se reflejan después de haber pasado varios cambios de índice, al final de la rejilla, sufriendo un retraso mayor que las primeras, obteniéndose así la compensación de la dispersión.

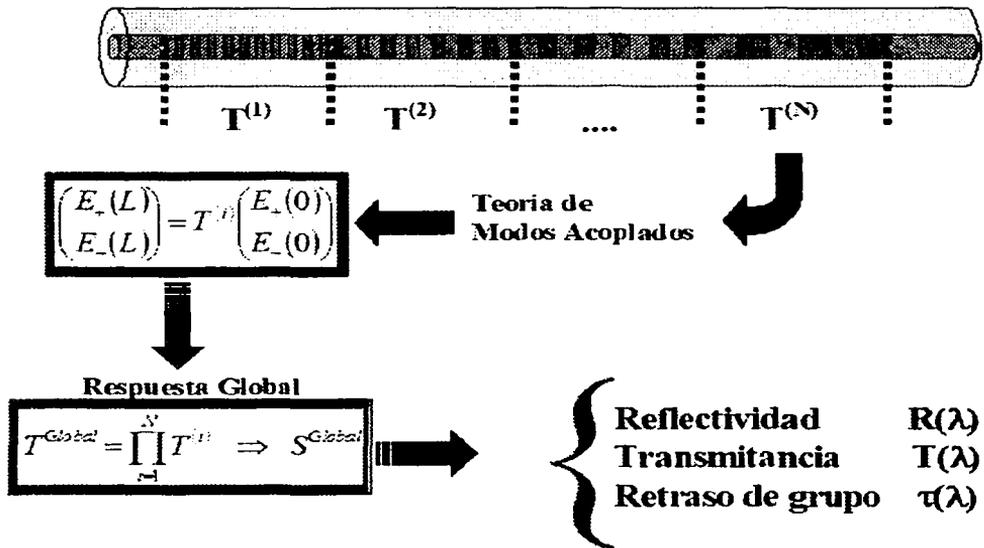


Fig. 4.1 Modelado de rejillas aperiódicas o “chirped”.

## 4.1 Acoplamiento de dos modos para rejillas no uniformes.

A veces es deseable crear desplazamientos de fase discretos, localizados en una rejilla periódica dando paso a una rejilla no uniforme. Los desplazamientos de fase discretos se pueden utilizar para abrir una resonancia extremadamente estrecha de la transmisión en una rejilla de la reflexión o para adaptar la forma pasiva del filtro. El interés ha crecido recientemente en las rejillas con superestructura periódica, en las cuales la fuerza del acoplamiento cambia el índice de corriente directa o el período de la rejilla es variado periódicamente con un período mucho más grande que el período nominal  $\Lambda$  de la rejilla, se han propuesto rejillas con numerosas aplicaciones incluyendo el uso como referencia estándar de longitud de onda para los sistemas de DWDM. Los efectos comprensibles de los desplazamientos de fase discretos y de la superestructura han llegado a ser críticos recientemente con el advenimiento de las rejillas de Bragg metro-largas para la compensación de la dispersión, producidas por la exposición de las regiones de la fibra con las múltiples máscaras de fase.

Consideramos dos aproximaciones estándares para calcular los espectros de la reflexión y de la transmisión que resultan del acoplamiento del dos modo en rejillas no uniformes. La primera es la integración numérica directa de las ecuaciones de acoplamiento de modos. Esta aproximación tiene varias ventajas, pero raramente es el método más rápido. La segunda es una aproximación por secciones uniformes, en el cual la rejilla se divide en un número determinado de pedazos uniformes. Las soluciones cerradas para cada sección uniforme son combinadas multiplicando matrices asociadas a las secciones obteniendo la como producto la solución total. Este método es casi siempre suficientemente exacto, y generalmente el más rápido.

Otras aproximaciones son también posibles, por ejemplo tratar cada medio período como capas apiladas en un película fina. Como la aproximación anterior de las secciones uniformes, este método consiste en multiplicar una cadena de matrices; pero debido a que el número de las matrices coincide con el doble del número de períodos de la rejilla, esta aproximación puede llegar a ser inalcanzable para las rejillas de fibra que son de centímetros de largo con  $10^5$  períodos o más.

## 4.1.1 Modelo del espectro de las rejillas uniformes.

La aproximación de la integración directa para solucionar las ecuaciones del acoplamiento de modos es directa, las ecuaciones se han tratado en el capítulo anterior y son: eq.(3.13) y eq.(3.14) que se aplica a cualquier tipo de rejilla de Bragg, ya sea uniforme o no uniforme. Asimismo las condiciones de límite se han descrito en el capítulo anterior. Para una rejilla de Bragg de longitud  $L$ , generalmente se tiene  $R(L/2) = 1$  y  $S(L/2) = 0$ , y después se integra al revés de  $z = L/2$  a  $z = -L/2$ , así obteniendo  $R(-L/2)$  y  $S(-L/2)$ .

Para modelar rejillas apodizadas por la integración numérica directa, utilizamos simplemente las cantidades  $\sigma_{kj}(z)$  y  $\kappa_{kj}(z)$  dependientes de  $z$ , en las ecuaciones del acoplamiento de modos, que dan lugar a  $\sigma(z)$  que también depende de  $z$ . Para algunas formas de rejillas apodizadas, se necesita truncar la función de apodizado. Por ejemplo, las rejillas de fibra son grabadas con frecuencia por un rayo láser gaussiano, y tienen así un perfil aproximadamente gaussiano de la forma:

$$\overline{\delta n_{eff}}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 z^2}{FWHM^2}\right) \quad \text{eq.(4.1)}$$

Dónde  $\overline{\delta n_{eff}}$  es el valor máximo del cambio del índice efectivo de corriente directa y FWHM es la anchura media máxima del perfil de la rejilla. Típicamente eq.(4.1) es dividida varias secciones de FWHM, es decir, elegimos  $L \sim 3FWHM$ . Otro perfil común es el de la forma de coseno levantado.

$$\overline{\delta n_{eff}}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi z}{FWHM}\right) \right] \quad \text{eq.(4.2)}$$

Este perfil se divide en  $L = FWHM$ , donde es idénticamente cero. Mucho otros perfiles apodizados son de interés también, por ejemplo Coseno levantado de límite superior plano.

Las rejillas aperiódicas se pueden modelar usando la técnica directa de la integración simplemente incluyendo el término de fase  $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$  que depende de  $z$  en el coeficiente de auto-acoplamiento  $\sigma$  definida por eq.(3.14). En términos de parámetros más fácilmente comprensibles, el término de la fase para un "chirp" linear es:

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = -\frac{4\pi n_{eff} z}{\lambda_D^2} \frac{d\lambda_D}{dz} \quad \text{eq.(4.3)}$$

Dónde el "chirp"  $d\lambda_D/dz$  es una medida del índice del cambio de la longitud de onda de diseño con la posición en la rejilla, dado generalmente en unidades de nanómetros/centímetros. El "chirp" linear se puede también especificar en términos de un "parámetro chirp" adimensional  $F$ , dado por:

$$F = \frac{FWHM^2}{z^2} \phi(z) = -4\pi n_{eff} \frac{FWHM^2}{\lambda_D^2} \frac{d\lambda_D}{dz} \quad \text{eq.(4.4)}$$

$F$  es una medida del cambio fraccionario en el periodo de la rejilla sobre la longitud entera de la rejilla. Es importante reconocer que porque el "chirp" se incorpora simplemente en las ecuaciones del acoplamiento de modos como un término dependiente de  $z$  en el coeficiente de auto-acoplamiento  $\sigma$ , su efecto es idéntico al de la variación del índice de corriente directa  $\sigma(z)$  con la misma dependencia. Esta equivalencia se ha usado para modificar la dispersión de las rejillas sin variar el periodo real.

Incorporando los desplazamientos de fase discretos y la superestructura dentro de la aproximación de la integración directa. Por ejemplo, mientras que la integración procede a lo largo de  $z$ , cada vez que se encuentra un desplazamiento de fase discreto a un nuevo desplazamiento de fase constante es agregado en eq.(3.9) o eq.(3.12). En las ecuaciones del acoplamiento de modos eq.(3.13) y eq.(3.14), multiplicamos el valor actual de  $\kappa$  por  $\exp(i\phi)$  donde  $\phi$  es el cambio de fase de

la rejilla. La superestructura se pone en ejecución con la dependencia de  $z$  en  $\sigma(z)$  y  $\kappa(z)$ . Por ejemplo, para las rejillas muestreadas fijamos simplemente  $\kappa=0$  en las regiones de no rejilla.

La aproximación frecuentemente preferida para modelar rejillas no uniformes es la de secciones uniformes y se basa en identificar matrices de  $2 \times 2$  por cada sección uniforme de la rejilla, y después multiplicar todas éstas para obtener una sola matriz de  $2 \times 2$  que describa la rejilla completa. Dividimos la rejilla en  $M$  secciones uniformes y definimos  $R_i$  y  $S_i$  para ser las amplitudes del campo después de atravesar la sección  $i$ . Así para las rejillas de Bragg comenzamos con  $R_0 = R(L/2) = 1$  y  $S_0 = S(L/2) = 0$  y calculamos  $R(-L/2) = R_M$  y  $S(-L/2) = S_M$ . La propagación a través de cada sección uniforme  $i$  es descrita por una matriz  $F_i$  definida tale que:

$$\begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix} = F_i \begin{bmatrix} R_{i-1} \\ S_{i-1} \end{bmatrix} \quad \text{eq.(4.5)}$$

Para las rejillas de Bragg la matriz  $F_i^B$  esta dada por eq.(50) mostrada a continuación donde  $\Delta z$  es la longitud de la  $i$ -ésima sección uniforme, los coeficientes de acoplamiento  $\sigma$  y  $\kappa$  son valores locales en la  $i$ -ésima sección. Nótese que  $\gamma_B$  es imaginario en las longitudes de onda para las cuales  $|\sigma| > \kappa$ .

$$F_i^B = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - i \frac{\sigma}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + i \frac{\sigma}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix} \quad \text{eq. (4.6)}$$

$$\gamma_B \equiv \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \quad \text{eq.(4.7)}$$

Un vez que todas las matrices para las secciones individuales son conocidas, encontramos las amplitudes de la salida:

$$\begin{bmatrix} R_M \\ S_M \end{bmatrix} = F \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}; \quad F = F_M \bullet F_{M-1} \bullet \dots \bullet F_i \bullet \dots \bullet F_1 \quad \text{eq.(4.7)}$$

El número de secciones necesario para el cálculo de la aproximación de secciones uniformes es determinado por la exactitud requerida. Para la mayoría de las rejillas no uniformes  $M \sim 100$  secciones son suficientes. Para las rejillas cuasi-uniformes como las rejillas de desplazamiento discreto de la fase y las rejillas muestreadas,  $M$  es determinado simplemente por el número de actual de secciones uniformes.  $M$  no puede ser asignado arbitrariamente grande, puesto que las aproximaciones de la teoría de acoplamiento de modos a las cuales conduzca las eq.(3.13) y eq.(3.14) son inválidas cuando una sección uniforme es de una longitud de unos pocos periodos de la rejilla. Así, se requiere que  $\Delta z \gg \Lambda$ , lo que significa que debemos mantener:

$$M \ll \frac{2n_{eff}L}{\lambda_D} \quad \text{eq.(4.8)}$$

Para implementar el método de secciones uniforme para las rejillas no uniformes, simplemente asignamos valores constantes a  $\sigma$ ,  $\kappa$  y  $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$  para cada sección uniforme, donde éstos pudieron ser valores dependientes de  $z$ ,  $\sigma(z)$ ,  $\kappa(z)$  y  $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$  evaluadas en el centro de cada sección.

Para las rejillas de desplazamiento discreto de la fase y las rejillas muestreadas, insertamos una matriz de cambio de fase entre los factores  $F_i$  y  $F_{i+1}$  en el producto en eq.(4.7) para un desplazamiento de fase después de la sección del  $i$ -ésima. Para las rejillas de Bragg la matriz del cambio de fase es de la forma:

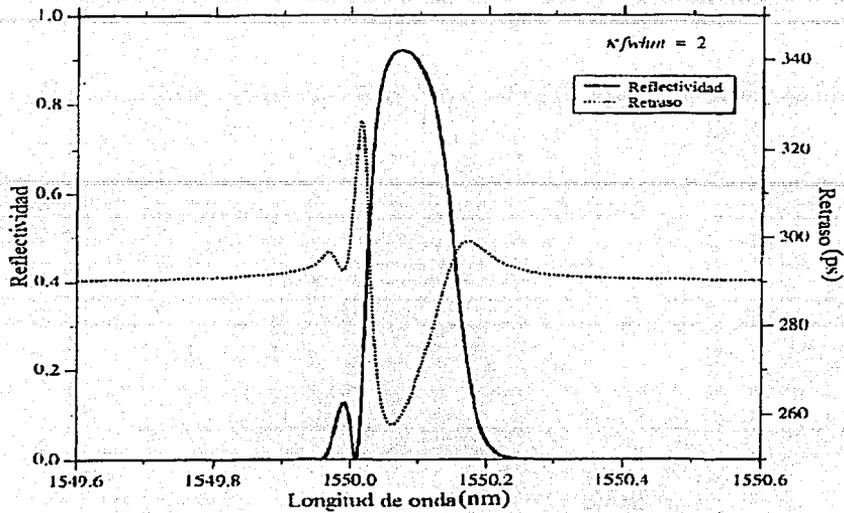
$$F_{pi}^B = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-i\phi_i}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{i\phi_i}{2}\right) \end{bmatrix} \quad \text{eq.(4.9)}$$

Aquí,  $\phi_i$  es el cambio en la fase de la rejilla para las rejillas de desplazamientos de fase discretos, y para las rejillas muestreadas [Ver Fig. 2.9(f)]. Donde  $\Delta z_0$  es la separación entre dos secciones de la rejilla.

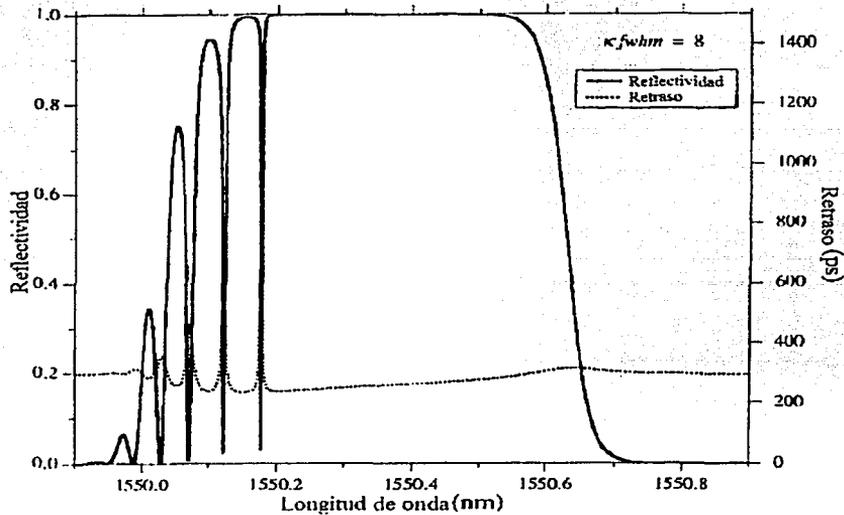
$$\frac{\phi_i}{2} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \Delta z_0 \quad \text{eq.(4.10)}$$

Habiendo descrito las dos aproximaciones básicas para calcular los espectros de la reflexión en rejillas no uniformes, ahora veremos algunos ejemplos que demuestren los efectos de la apodización, del “chirp”, de los desplazamientos de fase discretos, y de la superestructura en las características ópticas de las rejillas en la fibra. La mayoría de los ejemplos en el resto de este capítulo fueron obtenidos por medio del método de las secciones uniformes, la razón principal fue debido a su velocidad, pero los resultados obtenidos son indistinguibles a los obtenidos por el método de la integración directa.

Para entender los efectos de la apodización, podemos ver la Fig. 4.2 la cual nos muestra la reflexión y el retraso de grupo contra la longitud de onda para las rejillas similares a las descritas en las Fig. 3.7 y Fig. 3.12, respectivamente en los incisos (a) y (b), sólo que aquí las rejillas tienen un perfil Gaussiano según lo ilustrado en Fig. 2.9(b) y descrito por eq.(4.1). Los valores máximos del cambio del índice  $\overline{\delta n_{eff}}$  y los FWHM = 1 cm para las rejillas en Fig. 4.2(a) y (b) son iguales que los valores uniformes del cambio del índice y la longitud de las rejillas uniformes en las Fig. 3.7 y Fig. 3.12, respectivamente. Podemos observar que los espectros son similares, excepto por que no hay los lóbulos secundarios en el lado de las longitudes de onda mayores a  $\lambda_{max}$  y los lóbulos secundarios son muy diferentes en el lado de las longitudes de onda menores a  $\lambda_{max}$ , en los espectros Gaussianos. La estructura en el lado de las longitudes de onda menores a  $\lambda_{max}$  es causada por el cambio no uniforme del índice de refracción directa. Las longitudes de onda cortas alteran el espectro dentro de la banda local descrita por  $|\phi| > \kappa$  asociada a las alas de la rejilla y así hay una fuerte reflexión allí, pero también se altera fuera del banda local cerca del centro de la rejilla donde solo hay una débil reflexión; las alas de la rejilla actúan así como una cavidad de Fabry Perot en las longitudes de onda cortas.



(a)



(b)

**Fig. 4.2 Magnitud de la reflectividad y el retraso de grupo, contra la longitud de onda para rejillas con perfil Gaussiano, con  $\kappa FWHM = 2$  para (a) y  $\kappa FWHM = 8$  para (b). (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])**

Nótese que la diferencia en el retraso no resonante (en las longitudes de onda lejos de la resonancia de Bragg) entre las fig. Fig. 3.7 y Fig. 3.12 y la Fig.4.2(a) y (b), respectivamente, no es significativos. El retraso relativo es más relevante que el retraso absoluto, el cual es sensible a la identificación del caso donde el tiempo es cero (o  $z=L/2$  en ese caso).

En Fig. 4.3 se trazan los espectros de la reflexión para varias rejillas no uniformes, donde para cada cambio del índice de corriente directa se asume que es cero ( $\sigma \rightarrow 0$ ), según lo ilustrado en Fig. 2.9(c). En los modelos descritos sobre el cambio del índice de corriente directa se fijan a un valor pequeño ( $\overline{\delta n_{eff}} \rightarrow 0$ ) mientras que el índice de corriente alterna es mantenido en un valor deseado, para este caso  $\nu \overline{\delta n_{eff}} = 1 \times 10^{-3}$ , asumiendo una franja de visibilidad grande  $\nu \rightarrow \infty$ . Los perfiles de las rejillas incluyen uno Gaussiano, un coseno levantado y un coseno levantado de limite superior plano (en el cuál la longitud de la región uniforme es dos veces el FWHM de la región coseno) con el FWHM = 10mm total para cada uno. Las rejillas Gaussianas y las rejillas de coseno levantado son indistinguibles en esta figura.

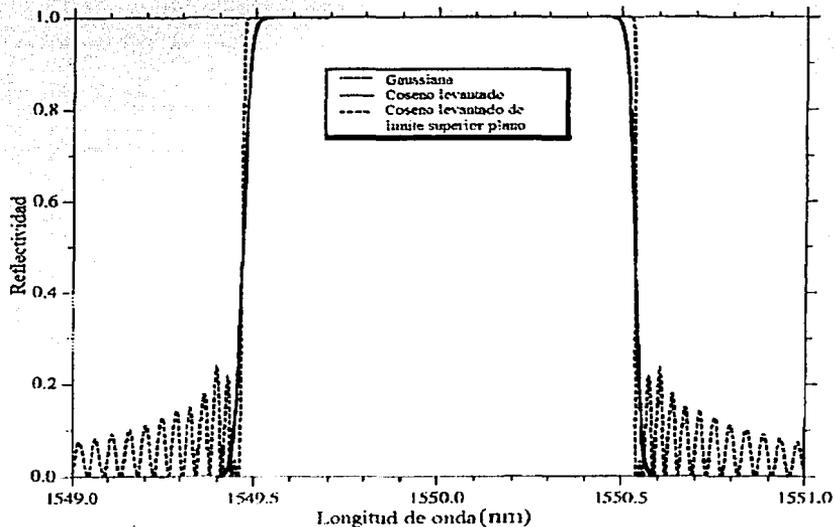
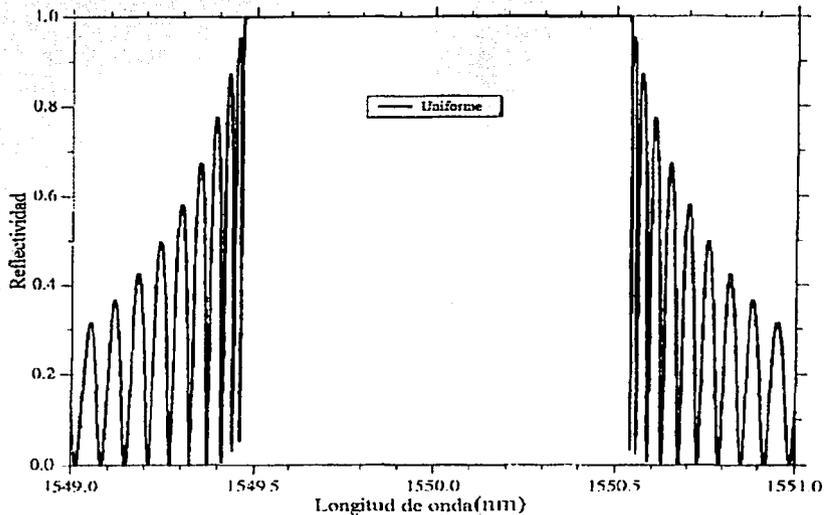


Fig. 4.3 Cálculo de la reflectividad de rejillas no uniformes, con cambio del índice de corriente alterna  $1 \times 10^{-3}$ , con índice de corriente directa nulo y con FWHM = 10 mm. Para perfil Gaussiano (línea punteada), Coseno levantado (línea continua) y Coseno levantado de límite superior plano (línea discontinua). (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

Obsérvese que los lóbulos laterales en el en el lado de las longitudes de onda menores a  $\lambda_{max}$  de los espectros de perfil Gaussiano y del coseno levantado (véase Fig. 4.2) han sido eliminados por haber matenido uniforme el cambio del índice de corriente directa, y los espectros son simétricos respecto de  $\lambda_{max}$ .

Para hacer una comparación con los casos anteriores la Fig. 4.4 muestra una rejilla uniforme de 10 mm de longitud con el cambio del índice de corriente directa igual a cero. Para investigar mejor cómo los espectros de las rejillas apodizadas se aproximan en la parte superior, la Fig. 4.5 muestran un acercamiento de los bordes de los filtros en una escala logaritmica. Las diferencias (mínimas) entre las rejillas Gaussiana y la de coseno levantado son evidentes aquí; aunque el coseno levantado esta truncado intrinsecamente exhibe lóbulos laterales, están por debajo de -50 dB.



**Fig. 4.4** Cálculo de la reflectividad de una rejilla uniforme, con índice de corriente directa nulo y con FWHM = 10 mm. (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

En la Fig. 4.6 se muestra un ejemplo de rejillas con (línea continua) y sin (línea punteada) desplazamiento discreto de fase. Las rejillas tienen una forma de coseno levantado con FWHM = 10 mm, con índice de corriente alterna máximo de  $v \overline{\overline{n_{eff}}} = 2 \times 10^{-4}$ , y sin índice de

corriente directa ( $\overline{\delta n_{eff}} \rightarrow 0$ ). El desplazamiento de fase  $\pi$  de la fase de la rejilla alrededor del centro abre una resonancia estrecha de la transmisión en la longitud de onda del diseño, pero también ensancha el espectro de la reflexión y disminuye  $\gamma_{max}$ .

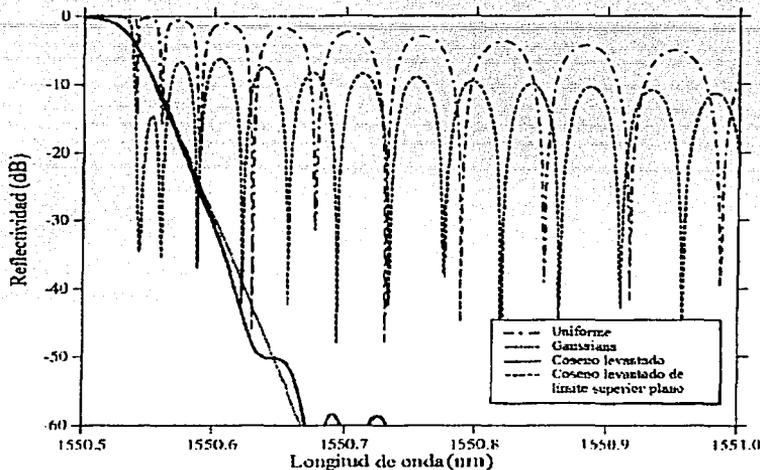


Fig. 4.5 Acercamiento de los bordes de los filtros en escala logarítmica para los perfiles mostrados en Fig. 4.3 y Fig. 4.4 (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1]).

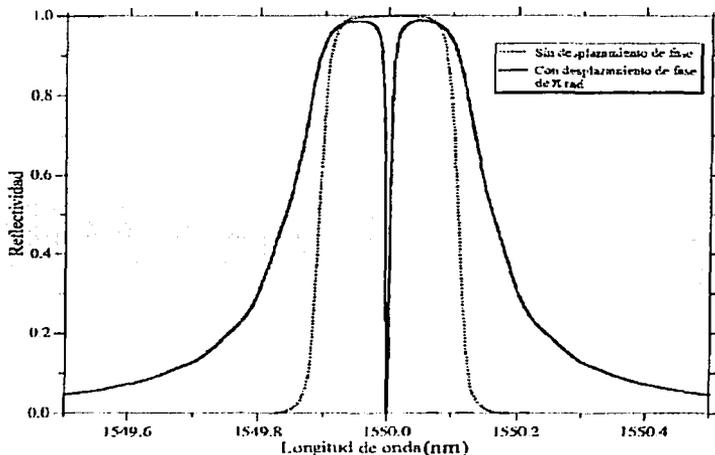
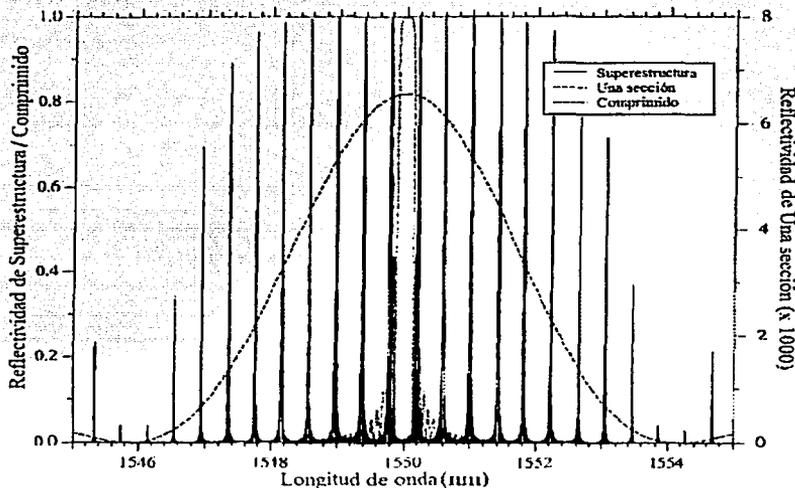


Fig. 4.6 Cálculo de la reflectividad de una rejilla coseno levantado con (línea continua) y sin (línea punteada) un desplazamiento discreto de fase  $\pi$  en el centro de la rejilla. (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

El espectro de la reflexión de una rejilla muestreada que exhibe superestructura periódica se muestra en la Fig. 4.7 (línea llena). Según lo ilustrado en Fig. 2.9(f), la rejilla es uniforme a excepción de las regiones adonde  $\nu \overline{\delta n_{eff}}$  se fija a cero. Para este caso el índice de corriente alterna en las regiones distintas a cero es  $\nu \overline{\delta n_{eff}} = 5 \times 10^{-4}$ , la longitud total de la rejilla es de 100 milímetros, dividido en 50 secciones con un “encendido-apagado” ciclo de trabajo del 10%. Para facilitar la comprensión del espectro que resulta, la línea discontinua en la Fig. 4.7 muestra el espectro de la reflexión producido por una sola sección de esta rejilla con el mismo cambio del índice; puesto que su longitud es 200  $\mu\text{m}$ ,  $\kappa L = 0.2$  para esta sección. Los ceros del espectro de la rejilla muestreada coinciden con los ceros del espectro de una sola sección. También se muestra en esta figura (línea punteada) un diagrama del espectro que resulta cuando la rejilla muestreada es comprimida tal que la longitud total de la porción modulada de la rejilla es mantenida (10 milímetros), pero las regiones no moduladas son removidas.



**Fig. 4.7** Cálculo de la reflectividad de una rejilla uniforme con superestructura periódica (línea llena) donde la longitud de la rejilla que es 100 mm ha sido dividida en 50 secciones de 200  $\mu\text{m}$  de longitud con 1.8 mm de separación. También se muestra la reflectividad de una sola sección 200  $\mu\text{m}$  de longitud (línea discontinua) y de la rejilla comprimida (línea punteada), en la cual se quitan las secciones libres de la rejilla de 1.8 mm. (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

Un ejemplo de una rejilla aperiódica se muestra en Fig. 4.8. La rejilla tiene un perfil de coseno levantado sin índice de corriente directa, con FWHM = 1 cm, con índice de corriente alterna

$\nu \overline{\delta n_{eff}} = 5 \times 10^{-4}$  y un "chirp" de  $d\lambda_D/dz = -1$  nm/cm. El diagrama muestra el retraso de grupo calculado con la eq.(3.30) (línea discontinua), la dispersión calculada a partir de eq.(3.31) (línea llena), y el espectro de la reflexión (inserción). El ancho de banda de una rejilla similar sin "chirp" estimado a partir de la eq.(3.29) es 0.53 nm. Una estimación comúnmente usada de la dispersión en una rejilla con "chirp" linear cuando la variación del periodo de la rejilla a lo largo de  $z$  es la fuente dominante del "chirp" es:

$$d_p \sim 100 \left( \frac{d\lambda_D}{dz} \right)^{-1} \text{ (ps/nm)} \quad \text{eq.(4.9)}$$

Donde  $d\lambda_D/dz$  está en las unidades nm/cm, y se puede aproximar a  $2n_{eff}/c \equiv 100$  ps/cm. De acuerdo con eq.(4.9), la rejilla en Fig. 4.8 exhibe una dispersión de  $dp = 100$  ps/nm y un retraso de  $\tau_p = 200$  ps entre 1549-1551 nm. Estas estimaciones discrepan con los valores reales por un factor de dos, principalmente porque el "chirp" eficaz que resulta del apodizado es comparable al periodo de la rejilla con "chirp".

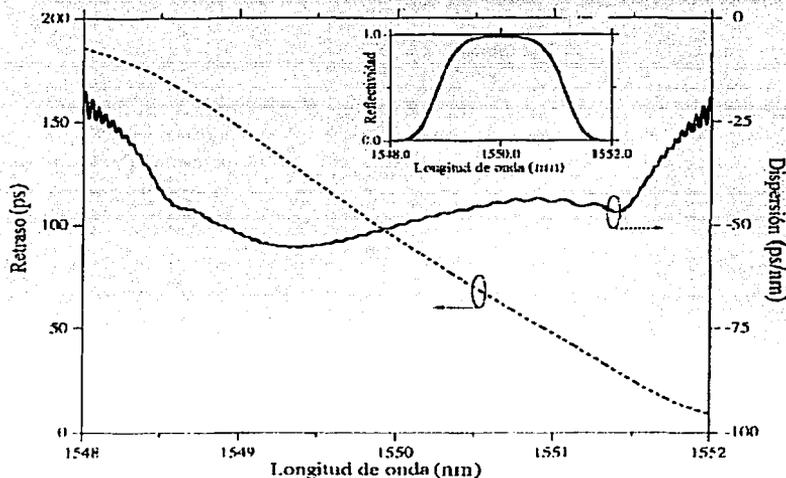


Fig. 4.8 Cálculo del retraso de grupo (línea discontinua) y de la dispersión (línea llena) de una rejilla coseno levantado con cambio del índice de corriente alterna de  $5 \times 10^{-4}$ , índice de corriente directa nulo, FWHM = 10 nm, y un "chirp" de -1 nm/cm. La inserción muestra el espectro de la reflectividad. (Resultados obtenidos Erdogan Turan [1])

## 4.2 Conclusiones.

Las rejillas no uniformes presentan una disminución considerable en el tamaño y número de los lóbulos laterales que aparecen en sus espectros con respecto a los espectros de las rejillas uniformes.

Además la versatilidad de los múltiples perfiles de este tipo de rejillas y sus propiedades de alta selectividad en longitud de onda, bajas pérdidas de inserción y baja sensibilidad a la polarización, permiten su aplicación en el filtrado y selección de canales ópticos, también como sensores ópticos, en el aplanado de la curva de ganancia de los amplificadores de fibra dopada con Erblio, en la estabilización de la salida de los láseres de semiconductores, en la monitorización de redes y en la cancelación de la dispersión cromática de los enlaces de fibra de alta velocidad de transmisión.

El perfil de rejilla que es usado para crear el elemento principal en un sistema de compensación, es el perfil aperiódico (o "chirped"). Esto debido a que este tipo de rejilla permite el recorrido de una distancia predeterminada para cada longitud de onda dependiendo de la velocidad de la misma.

En el siguiente capítulo propondremos un modelo físico de un sistema compensador de dispersión basado en rejillas de Bragg aperiódicas.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## **Capítulo 5**

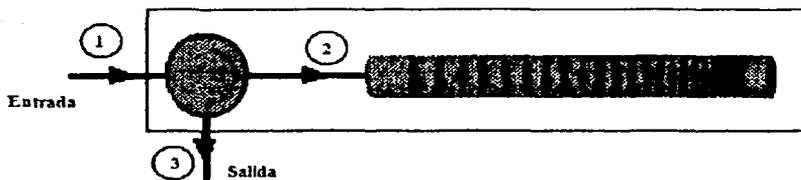
# **Propuesta de un sistema para caracterizar un compensador de dispersión temporal basado en Rejillas de Bragg.**

Después de analizar las características de las Rejillas de Bragg entendemos la importancia que estas tienen en un sistema compensador de la dispersión temporal, en este capítulo mostraremos diferentes posibilidades de el sistema completo de compensación y el equipo necesario para poder caracterizar el sistema.

### **5.1 Modulo compensador de la dispersión.**

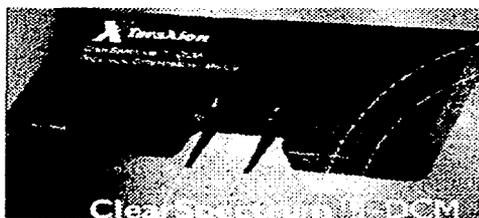
En la actualidad algunas empresas se han dado cuenta que un de los principales problemas que afectan los sistemas WDM, es el la dispersión cromática y es por ello que han creado módulos que dan solución a este inconveniente, dichos módulos son la integración de dos partes básicas en un sistema de compensación, que son un circulador y una Rejilla de Bragg; la siguiente figura nos

muestra conceptualmente como esta formado un modulo compensador, la puerta uno del circulador será la entrada del modulo compensador y la puerta tres será la salida del compensador, es decir que se debe conectar la fibra óptica que transporta la señal en la entrada y conectar el receptor en la salida, obteniendo la señal sin los efectos de la dispersión.

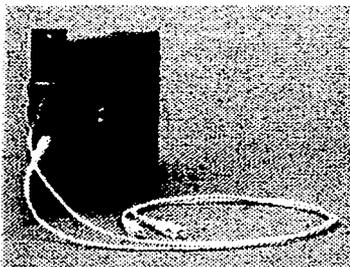


**Fig. 5.1 Esquema de un modulo compensador.**

A continuación presentamos cuatro módulos compensadores de las marcas TeraXion, 3M y dos de Corning, de los cuáles compararemos sus características ópticas y haremos un análisis de cuál es el mas adecuado para ser utilizado en un sistema compensador.

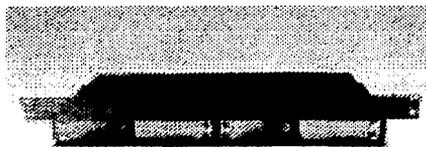


**Fig. 5.2 Modulo compensador "TeraXion Clear Spectrum DCM"**

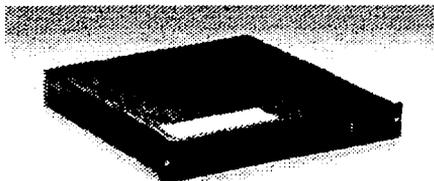


**Fig. 5.3 Modulo compensador "3M Pulse Compressor"**

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



**Fig. 5.4 Modulo compensador “Corning PureForme Single-mode Fiber DCM modules for C-band type 1U”**



**Fig. 5.5 Modulo compensador “Corning PureForme Single-mode Fiber DCM modules for L-band type G95”**

**Tabla 5.1 Parámetros Ópticos de los Módulos Compensadores de la Dispersión.**

Modelo del Módulo Compensador de la Dispersión	Longitud de onda central	Nivel de Dispersión	Perdidas de inserción
TeraXion Clear Spectrum DCM Dispersion Compensation Module	Bandas C & L	(@ 1550 nm) -340 a -2040 [ps/nm]	<3.5 dB
3M Pulse Compressor For Chromatic Dispersion Compensation	Bandas C & L	(@ 1550 nm) -100 a -1000 [ps/nm]	—
Corning PureForme Single-mode Fiber DCM modules for C-band type 1U	Banda C	(@ 1545 nm) -170 a -2296 [ps/nm]	10.1 a 2.2 dB *
Corning PureForme Single-mode Fiber DCM modules for L-band type G95	Banda L	(@ 1591 nm) -198 a -2300 [ps/nm]	10.6 a 2.5 dB *

Al comparar todos los parámetros expuestos en la tabla anterior nos damos cuenta que un modelo destaca sobre de otro en algún parámetro en particular, como es el caso de los dos modelos de Corning en donde su máximo nivel de compensación sobrepasa al de los módulos de las otras compañías, pero estos modelos están limitados a trabajar solo en la Banda C o en la Banda L, es por ello que al comparar las características globalmente de todos los módulos podemos darnos cuenta que el mejor es el de la compañía TeraXion es decir el modulo “TeraXion Clear Spectrum DCM Dispersion Compensation Module”, ya que aunque como ya lo mencionamos su nivel máximo de compensación no supera al de los otros compensadores, si lo hace sus perdidas por inserción y su rango de frecuencias de operación, es decir su ancho de banda.

**Tabla 5.2 Parámetros Físicos de funcionamiento de los Módulos Compensadores de la Dispersión.**

<b>Modelo del Módulo Compensador de la Dispersión</b>	<b>Rango de temperaturas de operación</b>	<b>Dimensiones</b>
<b>TeraXion Clear Spectrum DCM Dispersion Compensation Module</b>	<b>0°C a 70°C</b>	<b>230x100x15 [mm]</b>
<b>3M Pulse Compressor For Chromatic Dispersion Compensation</b>	—————	<b>13x20x2.5 [cm]</b>
<b>Corning PureForme Single- mode Fiber DCM modules for C-band type 1U</b>	<b>-5°C a 70°C</b>	<b>442x279.4x43.6 [mm]</b>
<b>Corning PureForme Single- mode Fiber DCM modules for L-band type G95</b>	<b>-5°C a 70°C</b>	<b>224x238x45 [mm]</b>

Después de confrontar los datos de la tabla 5.2, podemos destacar que el rango de temperatura de todos los módulos es prácticamente el mismo, pero es evidente que las dimensiones del modulo “TeraXion Clear Spectrum DCM”, son las mejores ya que al ser el mas compacto permite una mejor adaptación e instalación en una red de fibra óptica y facilita su transportación.

Con el análisis conjunto de los datos de las Tablas 5.1 y 5.2, podemos concluir que el modulo que seleccionado es el modulo “TeraXion Clear Spectrum DCM Dispersion Compensation Module”.

## 5.2 Fuente de luz de banda ancha.

Un elemento básico en cualquier sistema de comunicación óptica es la fuente y en el caso de que se requiera caracterizar el sistema es necesario que se una fuente de banda ancha, para que con un solo barrido de la fuente se pueda obtener el espectro del sistema y comprobar que el funcionamiento del sistema es el correcto o el deseado.

Es por ello que es muy importante la selección de una fuente que nos proporcione las mejores características tanto ópticas, como físicas para obtener el mejor funcionamiento del sistema. A continuación presentamos seis fuentes de banda ancha, de los cuáles compararemos sus características y haremos un análisis de cuál es la mas adecuado para ser utilizado en un sistema compensador.

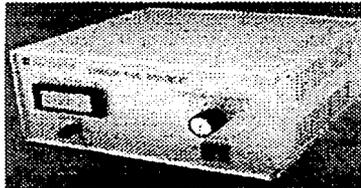


Fig. 5.6 "Bay Spec's IntelliGain® Broadband ASE Light Source"

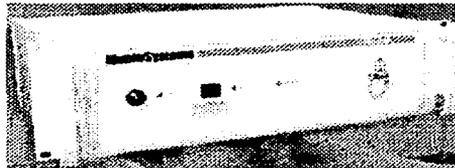
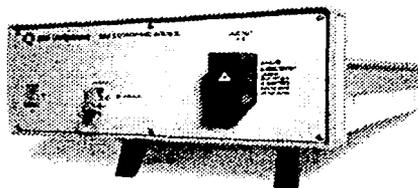


Fig. 5.7 "MenloSystems Ultra-Broadband Light Source TB-1550-W-17"



Fig. 5.8 "Newport PTS-BBS-15-45 High-Power Broadband Light Source Module"

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



**Fig. 5.9 "JDS Uniphase High Power Broadband Source BBS-1560"**



**Fig. 5.10 "Agilent 83437A-705 Broadband Light Source"**

**Tabla 5.3 Parámetros Físicos de funcionamiento de las Fuentes de la luz de banda ancha.**

Modelo de la Fuente de la luz de banda ancha	Rango de longitud de onda	Potencia máxima de salida	Densidad Espectral	Estabilidad de la potencia
Bay Spec's IntelliGain® Broadband ASE Light Source	1525-1605 [nm]	>16 dBm	>-17 dBm/nm	< +/-0.03 dB @ después de una hora calentamiento
MentloSystems Ultra-Broadband Light Source TB-1550-W-17	1200-1800 [nm]	17 dBm	—	+/-0.1 dB @ después de 30 minutos calentamiento
IPG Photonics ASE Broadband Light Source BLS-S/C/L	1450-1610 [nm]	30 dBm	—	< +/-0.02 dB @ después de diez horas calentamiento
Newport PTS-BBS-15-45 High-Power Broadband Light Source Module	1528-1560 [nm]	15 dBm	>-3 dBm/nm	+/-0.04 dB @ después de 15 min, ó +/-0.2 dB @ después de una hora calentamiento
JDS Uniphase High Power Broadband Source BBS-1560	1525-1610 [nm]	22 dBm	—	+/-0.02 dB @ después de una hora calentamiento
Agilent 83437A-705 Broadband Light Source	1530-1570[nm]	>13 dBm	>-13 dBm/nm	< +/-0.02 dB @ después de 15 minutos calentamiento

Al comparar todos los parámetros expuestos en la tabla 5.3 podemos apuntar que el modelo que ofrece un mayor ancho de banda es el “MenloSystems Ultra-Broadband Light Source TB-1550-W-17”, también se destaca que la fuente que tiene la mayor ganancia es la “IPG Photonics ASE Broadband Light Source BLS-S/C/L”.

**Tabla 5.4 Parámetros Físicos de las Fuentes de la luz de banda ancha.**

Modelo de la Fuente de la luz de banda ancha	Rango de temperaturas de operación	Rango de temperaturas de almacenaje	Salida de Fibra y Conector Óptico	Dimensiones	Peso
Bay Spec's IntelliGain® Broadband ASE Light Source	0 °C - 40 °C	-40 °C - 80 °C	SMF 28 FC/PC	212x88x203 [mm]	—
MenloSystems Ultra-Broadband Light Source TB-1550-W-17	10 °C - 40 °C	-10 °C - 50 °C	SMF 28 FC/PC	145x480x300 [mm]	8 [Kg]
IPG Photonics ASE Broadband Light Source BLS-S/C/L	0 °C - 65 °C	-40 °C - 65 °C	FC/PC ó FC-APC	275x265x95 [mm]	—
Newport PTS-BBS-15-45 High-Power Broadband Light Source Module	0 °C - 40 °C	-20 °C - 60 °C	SMF 28 FC/PC	133x71x90.9 [mm]	1.6 [Kg]
JDS Uniphase High Power Broadband Source BBS-1560	0 °C - 50 °C	-40 °C - 70 °C	—	212x89x355 [mm]	4 [Kg]
Agilent 83437A-705 Broadband Light Source	0 °C - 45 °C	-40 °C - 70 °C	—	102x213x450 [mm]	5.5 [Kg]

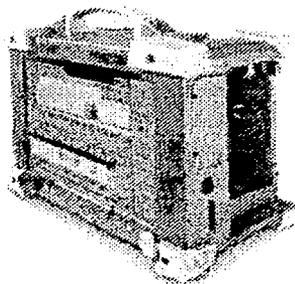
Al analizar los parámetros de la tabla 5.4 podemos darnos cuenta que los 3 primeros son prácticamente iguales para todos los modelos de fuentes, pero tanto en dimensiones y peso el modelo que sobresale es el “Newport PTS-BBS-15-45 High-Power Broadband Light Source Module”

Al conjuntar el análisis de las dos tablas anteriores podemos señalar que la fuente con las mejores características globales es la “MenloSystems Ultra-Broadband Light Source TB-1550-W-17”, ya que como lo habíamos señalado es la fuente que presenta el mayor ancho de banda y sus otras características son comparables a las de las otras fuentes.

## 5.3 Analizador de Espectros Óptico.

Un elemento que es esencial para observar el funcionamiento de un sistema óptico es un analizador de espectros que trabaje en un rango de frecuencias ópticas, este dispositivo nos permite observar las características del sistema y con ello comprobar el correcto funcionamiento del mismo.

A continuación mostraremos las características de 6 analizadores de espectros ópticos, las cuales compararemos entre si para saber cuál es el mas adecuado para monitorear el sistema compensador de la dispersión.



**Fig. 5.11 "EXFO Optical Spectrum Analyzer FTB-5240B-EUI-89"**

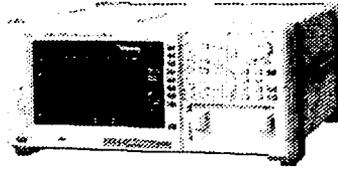


**Fig. 5.12 "EXFO Optical Spectrum Analyzer IQ-5240-EUI-89"**

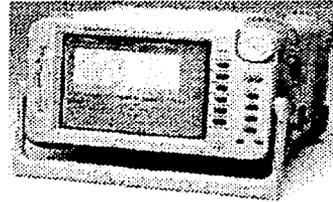


**Fig. 5.13 "ADVANTEST Q8384 Optical Spectrum Analyzer"**

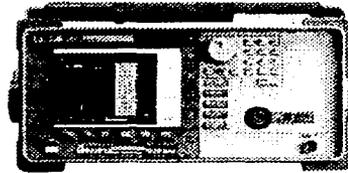
TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



**Fig. 5.14 "ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C"**



**Fig. 5.15 "ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6331"**



**Fig. 5.16 "Agilent 86142B Optical Spectrum Analyzer"**

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

**Tabla 5.5 Parámetros Espectrales de los Analizador de espectros ópticos.**

Modelo de Analizador de espectros óptico	Rango de longitudes de ondas	Resolución de ancho de banda FWHM	Incertidumbre de la longitud de onda	Linealidad de la longitud de onda
EXFO Optical Spectrum Analyzer FTB-5240B-EUI-89	1250-1650 [nm]	0.065 [nm]	$\pm 0.05$ [nm]	$\pm 0.01$ [nm]
EXFO Optical Spectrum Analyzer IQ-5240-EUI-89	1250-1650 [nm]	65 [pm]	$\pm 50$ [pm]	$\pm 10$ [pm]
ADVANTEST Q8384 Optical Spectrum Analyzer	600-1700 [nm]	50 [pm]	$< \pm 500$ [pm]	$\pm 10$ [pm] (1530-1570[nm]) ó

				$\pm 20$ [µm] (1570-1610[nm])
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C</b>	<b>600-1750 [nm]</b>	<b>0.05 [nm]</b>	<b><math>\pm 0.1</math> [nm]</b>	$\pm 10$ [µm] (1520-1580[nm]) ó $\pm 20$ [µm] (1580-1620[nm])
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6331</b>	<b>1200-1700 [nm]</b>	<b>0.05 [nm]</b>	<b><math>\pm 0.1</math> [nm]</b>	$\pm 0.01$ [nm] (1520-1580[nm]) ó $\pm 0.02$ [nm] (1580-1620[nm])
<b>Agilent 86142B Optical Spectrum Analyzer</b>	<b>600-1700 [nm]</b>	<b>0.06 [nm]</b>	$\pm 0.01$ [nm] (1480-1570[nm]) ó $\pm 0.025$ [nm] (1570-1620 [nm])	$\pm 0.01$ [nm] (1480-1570[nm]) ó $\pm 0.02$ [nm] (1570-1620 [nm])

Al revisar y comparar los parámetros de la tabla anterior podemos darnos cuenta que a excepción de el rango de longitudes de onda todos los parámetros son similares para todos los modelos, es por ello que el modelo seleccionado es el “ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C”, ya que es el presenta el mayor rango de longitudes de onda.

**Tabla 5.6 Parámetros de la amplitud de los Analizador de espectros ópticos.**

<b>Modelo de Analizador de espectros óptico</b>	<b>Rango Dinámico</b>	<b>Incertidumbre de la Potencia</b>	<b>Tiempo de exploración</b>
<b>EXFO Optical Spectrum Analyzer FTB-5240B-EUI-89</b>	<b>-75 - 18 [dBm]</b>	<b><math>\pm 0.04</math>[dB]</b>	<b>&lt; 1.5 [s]</b>

<b>EXFO Optical Spectrum Analyzer IQ-5240-EUI-89</b>	<b>-75 - 15 [dBm]</b>	<b>±0.04[dB]</b>	<b>&lt; 1 [s]</b>
<b>ADVANTEST Q8384 Optical Spectrum Analyzer</b>	<b>-87 - 23 [dBm]</b>	<b>&lt;±0.04[dB]</b>	<b>≤500 [ms]</b>
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C</b>	<b>-90 - 20 [dBm]</b>	<b>±0.3[dB]</b>	<b>≤500 [ms]</b>
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6331</b>	<b>-90 - 20 [dBm]</b>	<b>±0.3[dB]</b>	<b>≤500 [ms]</b>
<b>Agilent 86142B Optical Spectrum Analyzer</b>	<b>-70 - 15 [dBm]</b>	<b>±0.5[dB]</b>	<b>≤650 [ms]</b>

Después de comparar los parámetros de la tabla 5.6 se infiere que los tres últimos modelos presentan las mejores características, aunque no superan a los otros por mucho, ya que los parámetros tienen una pequeña variación de un modelo a otro.

**Tabla 5.7 Parámetros físicos de funcionamiento de los Analizador de espectros ópticos.**

<b>Analizador de espectros óptico</b>	<b>Rango de temperaturas de operación</b>	<b>Rango de temperaturas de almacenaje</b>	<b>Dimensiones</b>	<b>Peso</b>
<b>EXFO Optical Spectrum Analyzer FTB-5240B-EUI-89</b>	<b>0 °C - 40 °C</b>	<b>-20 °C - 50 °C</b>	<b>96x76x260 [mm]</b>	<b>2.2 [Kg]</b>
<b>EXFO Optical Spectrum Analyzer IQ-5240-EUI-89</b>	<b>10 °C - 40 °C</b>	<b>-20 °C - 50 °C</b>	<b>145x360x305 [mm]</b>	<b>8 [Kg]</b>
<b>ADVANTEST Q8384 Optical Spectrum Analyzer</b>	<b>10 °C - 40 °C</b>	<b>-10 °C - 50 °C</b>	<b>424x221x500 [mm]</b>	<b>29 [Kg]</b>
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C</b>	<b>5 °C - 40 °C</b>	<b>-10 °C - 50 °C</b>	<b>425x222x450 [mm]</b>	<b>30 [Kg]</b>
<b>ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6331</b>	<b>5 °C - 40 °C</b>	<b>-10 °C - 50 °C</b>	<b>425x222x450 [mm]</b>	<b>30 [Kg]</b>
<b>Agilent 86142B Optical Spectrum Analyzer</b>	<b>0 °C - 55 °C</b>	<b>-40 °C - 70 °C</b>	<b>222x425x427 [mm]</b>	<b>16.5 [Kg]</b>

Posteriormente al revisar las características físicas expuestas en la tabla 5.7 el modelo que destaca sobre los otros es el “EXFO Optical Spectrum Analyzer FTB-5240B-EUI-89”, ya que es el más compacto y liviano de todos, y sus rangos de temperaturas son parecidos a los de los otros modelos.

Finalmente podemos señalar que el modelo que ofrece las mejores características es el “ANDO Optical Spectrum Analyzer AQ6317C”, ya que como hemos visto tiene los mejores parámetros espectrales y de amplitud, aunque no así los parámetros físicos de funcionamiento.

## **5.3 Conclusiones**

Hemos mostrado diferentes modelos de módulos compensadores de la dispersión temporal, fuentes de la luz de banda ancha y analizadores de espectro ópticos. Esto con la finalidad de proponer la mejor opción de un sistema que nos sirva para caracterizar un dispositivo que cumpla con las funciones de un compensador de la dispersión temporal. Para seleccionar los mejores o más apropiados componentes hay que obtener las características totales del instrumento o dispositivo y hacer una revisión minuciosa de las mismas, para después comprarlas con la de otros elementos iguales y así dependiendo de que características sea las más importantes elegimos cada uno de los componentes del sistema.

Después de haber seleccionado los componentes que formaran el sistema, es necesario hacer las pruebas pertinentes como es la obtención del espectro de reflexión y hacer una comparación con los resultados obtenidos por el análisis de los modelos matemáticos. Esto permite observar las diferencias y las coincidencias entre ambos. Para obtener los datos necesarios que definan el funcionamiento del compensador.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## **Conclusiones Generales.**

Debido al alto crecimiento en la transmisión de información es necesario diseñar y tener en funcionamiento sistemas de comunicaciones de alta velocidad de transmisión. El aumento de la velocidad esta restringido principalmente por la dispersión temporal, que limita la capacidad de los sistemas por el ensanchamiento de los bits y la consiguiente interferencia entre símbolos. Como consecuencia, existe la degradación total o parcial de la transmisión. Por eso es de vital importancia encontrar un dispositivo que de solución a este efecto indeseable, para estos sistemas.

Existen en la actualidad fibras ópticas diseñadas para anular la dispersión temporal en un cierto rango de longitudes de onda, las llamadas fibras de dispersión desplazada nula o las fibras de dispersión desplazada no nula. En la actualidad la mayor parte de la fibra instalada no esta basada en esta tecnología por eso es necesario proponer un dispositivo que se adapte a las redes en funcionamiento, tratando de modificarlas lo menos posible.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Como hemos revisado las rejillas de Bragg sobre fibra óptica son los componentes capaces de mejorar la capacidad de transmisión y la calidad de las redes. Estos elementos tienen por característica principal que el índice de refracción del núcleo varía periódicamente en la dirección de propagación.

Esta variación es capaz de producir la transferencia de potencia casi completa desde el modo fundamental que se propaga por la fibra al mismo modo propagándose en sentido opuesto, esta transferencia ocurre sólo para determinadas longitudes de onda. Entre sus ventajas pueden citarse las bajas pérdidas de inserción (debido a que están fabricadas en fibra óptica similar a la empleada como medio de transmisión), baja sensibilidad a la polarización de la luz y a los efectos no-lineales, tamaño y peso reducidos, y por último alta versatilidad.

Aunque existen distintos perfiles en las rejillas de Bragg, el que cobra una mayor importancia es de las rejillas aperiódicas o “chirped” que tiene como principal aplicación la de compensar la nociva dispersión cromática. Este tipo especial de rejillas de Bragg presentan un periodo de la perturbación del índice de refracción variable con la posición. Las longitudes de onda con menor velocidad se reflejarán al inicio de la rejilla, mientras que las longitudes de onda con mayor velocidad se reflejan más cerca del final de la rejilla, sufriendo un retraso mayor que las primeras, obteniéndose así la compensación de la dispersión.

Para que cumplan este cometido, la función de transferencia de este tipo de rejilla de Bragg debe tener el mayor ancho de banda posible, pérdidas de inserción bajas y dispersión constante en toda la banda de paso, todas estas características deben ser verificadas por medio de un sistema de monitoreo. El sistema propuesto en esta tesis permite caracterizar un Compensador de dispersión temporal de la señal en una línea de fibra óptica basado en Rejillas de Bragg.

## **Apéndice A.**

### **Simulación de rejillas de Bragg Uniformes.**

## Código fuente del programa para la simulación de rejillas uniformes.

```
clear
clf
clc
close all

% DATOS INICIALES
L = 1e-2;
k_L = 2;
neff = 1.45;
M=1;
c = 3e8;
n = 0;
dneff = 1e-4;
p=M*30000;
lam_min = 1549e-9;
lam_max = 1551e-9;

% CALCULO Sigma
log_lam = lam_max - lam_min;
lam = lam_min:(log_lam/p):lam_max;

for z = 0:(L/p):L;
    n = n+1;
    T(n) = (5.345e-7)*((1.)^z);
end

lam_d = 2*neff*T;
invlam = 1./lam;
invlamd = 1./lam_d;
delta = 2*pi*neff*(invlam - invlamd);
sig = 2.*pi.*dneff./lam;

delta_z = L/p;
z = 0:delta_z:L;
B = -2*pi*neff;
cons = B.*z./(lam_d.^2.);
```

```
deriv_d = diff(lam_d)/delta_z;
```

```
for n=1:1:p
```

```
    dfi(n)= cons(n)*deriv_d(n);
```

```
    n=n+1;
```

```
end
```

```
sigma = delta(1:length(deriv_d)) +sig(1:length(deriv_d)) +dfi;
```

```
sig_L = L.*sigma;
```

```
for n=1:1:p
```

```
    A(n) = sqrt((k_L)^2 - (sig_L(n))^2.);
```

```
    n=n+1;
```

```
end
```

```
for n=1:1:p
```

```
    ref(n) = - (k_L*sinh(A(n)))/(sig_L(n)*sinh(A(n))+j*A(n)*cosh(A(n)));
```

```
    n=n+1;
```

```
end
```

```
% GRAFICA DE MAGNITUD
```

```
figure(1)
```

```
plot(lam(1:length(ref)), abs(ref).^2)
```

```
title('Magnitud de la Reflectividad','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
```

```
xlabel('longitud de onda [nm]','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
```

```
ylabel('Reflectividad','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
```

```
grid on;
```

```
hold on;
```

```
% CORRECCIÓN DE LA FASE
```

```
[angulo_n2, aux] = fases2(ref);
```

```
angulo_n2 = angulo_n2(length(angulo_n2):-1:1)
```

```
% GRAFICA DE FASE
```

```
figure(2)
```

```
plot(lam(1:length(angulo_n2)), angulo_n2)
```

```
title('Fase de la Reflectividad','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
```

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

```

xlabel('longitud de onda [nm]','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
ylabel('Fase','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
grid on;
hold on;

```

```

% CALCULO DEL RETRASO

```

```

w = 2*pi*c./lam;
deltalam = lam(2)-lam(1);
deltaw = w(2)-w(1);
deriv = diff(angulo_n2)/deltalam;
tp = (-lam(1:length(deriv)).^2/(2*pi*c).*deriv)*1e3;

```

```

% GRAFICA DEL RETRASO

```

```

figure(3)
plot(lam(1:length(tp)),tp)
title('Grafica del Retraso','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.8,0.8,0.8])
xlabel('longitud de onda [nm]','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
ylabel('Retraso [ps]','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.4,0.4,0.4])
grid on;
hold on;

```

```

%CALCULO DE DISPERSIÓN

```

```

deriv2 = diff(diff(angulo_n2)/deltaw)/deltaw;
disp = -2*pi*c./(lam(1:length(deriv2))).^2.*deriv2;
deriv3 = diff(diff(angulo_n2)/deltalam)/deltalam;
B = 2*tp./lam(1:length(tp));
D = -(lam(1:length(deriv3)).^2)/(2*pi*c).*deriv3;
disp_2 = B(1:length(deriv3)) + D;

```

```

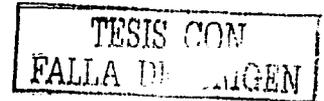
figure(4)

```

```

plot(lam(1:length(disp)), disp)
title('Dispersión (primer método)','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
xlabel('longitud de onda [nm]','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
ylabel('Dispersión','FontName','Times','FontSize',[10],'color',[0.5,0.5,0.5])
grid on;
hold on;

```



```

figure(5)
plot(lam(1:length(dispatch_2)), dispatch_2)
title('Dispersión (segundo método)', 'FontName', 'Times', 'FontSize', [10], 'color', [0.5, 0.5, 0.5])
xlabel('longitud de onda [nm]', 'FontName', 'Times', 'FontSize', [10], 'color', [0.5, 0.5, 0.5])
ylabel('Dispersión', 'FontName', 'Times', 'FontSize', [10], 'color', [0.5, 0.5, 0.5])
grid on;
hold on;

```

```

function [angulo_n2, aux] = fases(ref)
suma = 0;
j=0;
i=0;
angulo = unwrap(angle(ref));
angulo_n(1)=angulo(1);
for i = 1:length(angulo)-1
    if (angulo(i+1)-angulo(i))<0
        j = j+1;
        aux(j)=i;
        suma = suma - (angulo(i+1)-angulo(i));
    end
    angulo_n(i+1) = angulo(i+1)+suma;
end

```

```

m = 1;
n = 0;
for i = 1:length(angulo_n)
    if i ~= aux(m)
        n = n+1;
        angulo_n2(n) = angulo_n(i);
    else
        if m < length(aux)
            m = m+1;
        end
    end
end

```

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

### **Especificaciones de los datos y variables del programa.**

*Longitud de la rejilla:*  $L = 1e-2$  [m];

*Redimiento:*  $k_L = 2$ ;

*Índice de refracción efectivo:*  $n_{eff} = 1.45$ ;

*Velocidad de la luz:*  $c = 3e8$  [m/s];

*Cambio del índice inducido:*  $n_{eff} = 1e-4$ ;

*Longitud de onda mínima:*  $\lambda_{min} = 1549$  [nm];

*Longitud de onda máxima:*  $\lambda_{max} = 1551$  [nm];

*Longitud de onda:*  $\lambda$  [nm]

*Tamaño de la ventana:*  $\log_{\lambda}$  [nm];

*Vector de longitudes de onda:*  $\lambda$  [nm];

*Numero total de puntos:*  $p$

*Vector de la longitud de la rejilla:*  $z$  [m];

*Periodo:*  $T$  [m];

*Longitud de onda de diseño:*  $\lambda_d$  [nm];

*Inverso de la longitud de onda:*  $1/\lambda$  [1/nm];

*Inverso de la longitud de onda de diseño:*  $1/\lambda_d$  [1/nm];

*Resintonización:*  $\delta$ ;

*Coefficiente de acoplamiento de directa:*  $\sigma$ ;

*Diferencial de  $z$ :*  $\delta_z$  [m];

*Diferencial de la longitud de diseño:*  $d\lambda_d$ ;

*Descripción del Chirp:*  $d\lambda(n)$ ;

*Coefficiente general de auto acoplamiento:*  $\sigma$ ;

*Producto del coeficiente general por la longitud de onda:*  $\sigma_L$ ;

*Coefficiente de amplitud de potencia:*  $ref$ ;

*Frecuencia angular:*  $\omega$  [rad];

*Diferencial de longitud de onda:*  $d\lambda$ ;

*Diferencial de frecuencia angular:*  $d\omega$ ;

*Retraso de la luz reflejada:*  $tp$  [ps];

*Dispersión:*  $disk$  [ps/nm];

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## **Bibliografia.**

- [1] Turan Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *Journal of lightwave technology*, Vol. 15, No 8. August 1997.
- [2] Johannes Skaar, "Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings", Ph Degree thesis, The Norwegian University of Science and Technology, November 2000.
- [3] Kenneth O. Hill and Gerald Meltz, "Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview", *Journal of lightwave technology*, Vol. 15, No 8. August 1997.
- [4] Alessandra Chiareli, "Troubleshooting fiber Bragg grating fabrication with modeling", *Fiber Optics & Electronics Technology Center*, Sept. 10, 1999.
- [5] Stephen J. Mihailov, Francis Bilodeau, Kenneth O. Hill, Derwyn C. Johnson, Jacques Albert, and Andrew S. Holmes, "Apodization technique for fiber grating fabrication with a half-tone transmission amplitude mask", *APPLIED OPTICS* y Vol. 39, No. 21 y 20 July 2000
- [6] François Ouellette, "Fiber Bragg Gratings", *Communications Research Center, Special focus Spie's oe magazine*, January 2001.
- [7] Hans Limberger, Philippe Giaccari, Dimitri Varelak, "Fabrication and characterization of UV induced gratings in optical fibers", *Institute of Applied Optics* January, 2001.
- [8] Natalia M. Litchinitser, Benjamin J. Eggleton, and Govind P. Agrawal, "Dispersion of Cascaded Fiber Gratings in WDM Lightwave Systems", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 16, No. 8, August 1998.
- [9] S. J. Mihailov, Member, IEEE, F. Bilodeau, K. O. Hill, D. C. Johnson, J. Albert, D. Stryckman, and C. Shu, "Comparison of Fiber Bragg Grating Dispersion-Compensators Made with Holographic and E-Beam Written Phase Masks", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. 5, May 1999.
- [10] Isabelle Riant, Salim Gurib, Josselyne Gourhant, Pierre Sansonetti, Christian Bungarzeanu, and Raman Kashyap, "Chirped Fiber Bragg Gratings for WDM Chromatic Dispersion Compensation in Multispan 10-Gb/s Transmission", *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, Vol. 5, No. 5, September/October 1999.
- [11] S. Ramachandran, B. Mikkelsen, L. C. Cowsar, M. F. Yan, G. Raybon, L. Boivin, M. Fishteyn, W. A. Reed, P. Wisk, D. Brownlow, R. G. Huff, and L. Gruner-Nielsen, "All-Fiber Grating-Based Higher Order Mode Dispersion Compensator for Broad-Band Compensation and 1000-km Transmission at 40 Gb/s", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 6, June 2001.
- [12] Hiroyuki Tsuda, Hirokazu Takenouchi, Akira Hirano, Takashi Kurokawa, and Katsunari Okamoto, "Performance Analysis of a Dispersion Compensator Using Arrayed-Waveguide Gratings", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 18, No. 8, August 2000.

- [13] Paul Petruzzi, Curt Lowry, and Ponniah Sivanesan, "Dispersion Compensation Using Only Fiber Bragg Gratings", IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol. 5, No. 5, September/October 1999.
- [14] Kerry Hinton, "Dispersion Compensation Using Apodized Bragg Fiber Gratings in Transmission", Journal Of Lightwave Technology, Vol. 16, No. 12, December 1998.
- [15] M. Rochette, S. LaRochelle, P.Y. Cortes, M. Guy, J. Lauzon, "Polarization mode dispersion compensation of chirped Bragg gratings used as chromatic dispersion compensators", Electron. Lett., vol. 36(4), pp. 342 (2000).
- [16] V. Katok, M. Koyenko and I. Sergiyenco, "Single-Mode Optic Fibre for Wideband Dispersion Compensations", IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics 2001.
- [17] J. A. J. Fells, S. E. Kanellopoulos, Member, IEEE, P. J. Bennett, V. Baker, H. F. M. Priddle, W. S. Lee, Member, IEEE, A. J. Collar, C. B. Rogers, D. P. Goodchild, R. Feced, B. J. Pugh, S. J. Clements, and A. Hadjifotiou, "Twin Fiber Grating Tunable Dispersion Compensator", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 13, No. 9, September 2001
- [18] H. Rosenfeldt, Ch. Knothe, J. Cierullies, E. Brinkmeyer, "Evolution of Amplitude and Dispersion Spectra during Fiber Bragg Grating Fabrication", Technische Universität Hamburg-Harburg, 2001 Optical Society of America
- [19] B. Boggs, C. Greiner, and T. W. Mossberg, "Suppression of Spontaneous Emission in a Fiber-Based 1-D Photonic Bandgap Structure", Oregon Center for Optics and Department of Physics University of Oregon
- [20] H. Kogelnik, in Guided-Wave Optoelectronics, T. Tamir, "Theory of optical waveguides", Ed. New York: Springer-Verlag, 1990.
- [21] Yutaka Nagasawa, Kazuhiko Aikawa, Naoki Shamoto, Akira Wada, Yuji Sugimasa, Isao Suzuki and Yoshio Kikuchi, "High Performance Dispersion Compensating Fiber Module", Fujikura Technical Review, 2001.
- [22] H. Kogelnik and T. Tamir, "Theory of optical waveguides", Guided-Wave Optoelectronics, Ed. New York: Springer-Verlag, 1990.
- [23] Jim Ryan, "Optical fiber selection considerations with evolving system technologies", Lightwave on September 10, 1999.
- [24] Kevin M. Able, "Optical fiber designs evolve", Lightwave February 01, 1998
- [25] R. Ramaswami y K.N. Sivarajan, "Optical Networks: A practical Perspective", The Morgan Kaufmann Series in Networking, Morgan Kaufmann Publishers, Inc. San Francisco, 1998.

[26] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, CA, 1995.

[28] G. P. Agrawal, "Fiber Optic Communication Systems", John Wiley and Sons, Inc., New York, 1992.